

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ  
В СВАРКЕ И РОДСТВЕННЫХ ПРОЦЕССАХ**

**MATHEMATICAL MODELLING  
AND INFORMATION TECHNOLOGIES  
IN WELDING AND RELATED PROCESSES**

Сборник трудов Пятой международной конференции  
*25–28 мая 2010 г., пос. Кацивели, Крым, Украина*

Proceedings of Fifth International Conference  
*25–28 May, 2004, vil. Katsiveli, Crimea, Ukraine*

Под редакцией профессора В.И. Махненко

Edited by Prof. V.I. Makhnenko



ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины  
Киев 2010

E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine  
Kiev 2010

**Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах: Сб. докл. межд. конф. / Под редакцией профессора В.И. Махненко. — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2010. — 244 стр.**

В сборнике представлены доклады Пятой международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», в которых отражены достижения за последние годы в области математического моделирования физических явлений, протекающих при сварке, наплавке и других родственных процессах. Авторами докладов являются известные специалисты из различных стран мира. Для научных и инженерно-технических работников, занятых в области сварки, резки, наплавки, пайки, нанесения защитных покрытий и других родственных процессов.

Издательский проект *A.T. Зельниченко*

Редактор *Н.А. Дмитриева*

Компьютерная верстка *Л.Н. Герасименко, Т.Ю. Снегиревой, А.И. Сулимы*

Перевод *Т.К. Василенко*

Свидетельство серия ДК, № 166 от 6 сентября 2000 г.

**ISBN 978-966-8872-15-0**

© Институт электросварки им. Е.О. Патона  
НАН Украины, 2010

---

Подписано в печать 14.12.2010. Формат 60×84/8. Бум. офс. Офс. печ. Гарн. Укр. листер. Усл. печ. л. 50,0. Усл. кр.-отт. 33,8.  
Уч.-изд. л. 33,4.

Отпечатано в типографии ООО «Фирма «Эссе». 03142, г. Киев, просп. Акад. Вернадского, 34/1.

---

# СОДЕРЖАНИЕ

|   |     |
|---|-----|
| <i>Махненко В.И.</i> . Перспективы развития математического моделирования и информационных технологий в сварке и родственных процессах .....  | 7   |
| <i>Аснис Е.А., Лесной А.Б.</i> . Перераспределение легирующих и фоновых примесей при выращивании монокристалла кремния методом электронно-лучевой бестигельной зонной плавки .....              | 16  |
| <i>Ахонин С.В., Белоус В.Ю., Мужиченко А.Ф.</i> . Расчет остаточных напряжений и деформаций при многопроходной магнитоуправляемой дуговой сварке титановых сплавов в узкий зазор .....          | 20  |
| <i>Батранин А.В., Кректулева Р.А., Советченко Б.Ф.</i> . Разработка экспертной системы различных типов оборудования сварочного производства .....   | 23  |
| <i>Бушма А.И., Сидорец В.Н.</i> . Вольтамперные характеристики комбинированного лазерно-дугового разряда .....  | 26  |
| <i>Головко В.В., Тараборкин Л.А.</i> . Расчетное моделирование формирования химического состава металла ванны при дуговых способах сварки в термодинамическом приближении .....                 | 30  |
| <i>Grden M., Mundt J., Vollertsen F.</i> . Energy distribution characteristics at defocused laser heating along high curvature paths .....  | 33  |
| <i>Гурин А.М., Ковалев О.Б.</i> . Численное моделирование многовихревой конвекции дисперсных компонентов в расплаве металла под действием лазерного излучения .....                             | 38  |
| <i>Зайцев А.В., Ковалев О.Б.</i> . Математическое моделирование двухфазных течений с коаксиальной струйной подачей порошка при прямом нанесении материала .....                                 | 45  |
| <i>Karkhin V.A., Pittner A., Schwenk C., Rethmeier M.</i> . Heat source models in simulation of heat flow in fusion welding .....   | 56  |
| <i>Kovalenko D.V., Krivtsun I.V., Demchenko V.F., Kovalenko I.V.</i> . Peculiarities of thermal and hydrodynamic processes occurring in TIG and A-TIG welding of stainless steel .....          | 61  |
| <i>Коваленко Д.В., Павляк Д.А., Судник В.А., Коваленко И.В.</i> . Адекватность термо-гидродинамической модели сварки ТИГ и А-ТИГ стыковых соединений никелевого сплава Nimonic-75 .....         | 65  |
| <i>Ковалева И.О., Ковалев О.Б.</i> . Моделирование испарительного механизма ускорения частиц порошка под действием излучения при лазерной наплавке .....  | 70  |
| <i>Костин В.А., Григоренко Г.М., Жуков В.В.</i> . Математическое моделирование структурных превращений в сварных швах на высокопрочных сталях с использованием комплекса Gleeble 3800 .....     | 77  |
| <i>Кректулева Р.А., Советченко Б.Ф., Черепанов О.И.</i> . Моделирование упругопластического деформирования сварных соединений с учетом градиентной неоднородности свойств .....                 | 85  |
| <i>Крикент И.В., Кривцун И.В., Демченко В.Ф., Семенов А.П.</i> . Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом ..... | 89  |
| <i>Лысенко А.Б., Савинская Н.А., Якунин Е.А.</i> . Моделирование процессов формирования структуры в условиях лазерной обработки с оплавлением поверхности .....                                 | 97  |
| <i>Маркашова Л.И., Бердникова Е.Н., Алексеенко Т.А.</i> . Оценка и прогнозирование механических свойств сварных соединений методами количественной фрактографии .....                           | 101 |
| <i>Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Бердникова Е.Н.</i> . Структурные условия оптимизации прочности, пластичности и трещиностойкости сварных соединений .....                                   | 105 |

## CONTENTS

---

|   |     |
|---|-----|
| <i>Маркашова Л.И., Тюрин Ю.Н., Валевич М.Л., Колисниченко О.В., Бердинкова Е.Н., Кушнарева О.С.</i> Аналитическая оценка вклада структурных параметров в изменение механических свойств инструментов и деталей машин после импульсно-плазменной обработки ..... | 111 |
| <i>Martikainen J., Hiltunen E., Karkhin V., Ivanov S.</i> Assessment of liquation crack initiation in Al-Mg-Si alloy welded joints .....  | 115 |
| <i>Махненко В.И., Козлитина С.С., Дзюбак Л.И., Кравец В.П.</i> Риск образования карбидов и $\sigma$ -фазы при сварке хромо-никелевых сталей .....   | 121 |
| <i>Махненко В.И., Медовар Л.Б., Саенко В.Я., Пилищко А.А., Королева Т.В., Лесной А.Б., Туник А.Ю., Жуков В.В., Клочков И.Н., Березин И.В.</i> Моделирование процесса укрупнения слитков методом ЭШИН ЖМ .....   | 126 |
| <i>Махненко В.И., Миленин А.С., Махненко О.В.</i> Риск разрушения в зоне характерных дефектов стальных трубопроводов .....  | 134 |
| <i>Махненко В.И., Романова И.Ю.</i> Расчетное прогнозирование риска отказа сварных соединений для спектра случайных циклических нагрузок .....  | 144 |
| <i>Махненко О.В., Кравец В.П.</i> Математическое моделирование развития стресс-коррозионных трещин в зоне сварных соединений .....  | 151 |
| <i>Milenin A.S.</i> Assessment of reinforcing constructions effectiveness at the repair of main pipelines with surface corrosion defects .....  | 161 |
| <i>Мужиченко А.Ф., Полещук М.А., Шевцов В.Л.</i> Математическое моделирование особенностей тепловыделения в шлаковой ванне при ЭШЛ с приплавлением .....  | 166 |
| <i>Mundt J., Sakkiettibutra J., Vollertsen F.</i> Modelling of the temperature-dependent absorption in laser heating process .....  | 171 |
| <i>Олейник О.И., Бут В.С.</i> Расчетные методы при разработке технологий ремонта сваркой магистральных трубопроводов под давлением .....  | 177 |
| <i>Семенов А., Демченко В., Кривцун И., Мокров О., Забиров А., Райсген У.</i> Математическое моделирование процесса формирования капли электродного металла .....   | 183 |
| <i>Semenov I.L., Krivtsun I.V., Demchenko V.F.</i> Numerical investigation of the effect of pulse laser-arc heat source on metal .....  | 193 |
| <i>Sudnik V.A.</i> Phenomenological simplifications of hydrodynamic problems of the weld pool and validation of such models .....   | 204 |
| <i>Судник В.А., Ерофеев В.А., Страхова Е.А.</i> Численный анализ устойчивости расплавленной ванны при плазменной наплавке тел вращения .....  | 210 |
| <i>Судник В.А., Павляк Д.А.</i> Термогидродинамическая модель сварочной ванны и процесса сварки неплавящимся электродом .....   | 216 |
| <i>Харламов М.Ю., Кривцун И.В., Коржик В.Н., Петров С.В., Демьянов А.И.</i> Моделирование процессов нагрева, плавления и формирования расплава на торце проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении покрытий .....  | 222 |
| <i>Schnick M., Fuessel U., Hertel M., Spille-Kohoff A., Murphy A.B.</i> Numerical model of arc behaviour in GMA welding .....   | 233 |
| <i>Именной указатель</i> .....  | 243 |

## CONTENTS

|   |     |
|---|-----|
| <i>Makhnenco V.I.</i> . Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes .....  | 7   |
| <i>Asnis E.A., Lesnoi A.B.</i> . Redistribution of Alloying and Background Impurities in Growth of Silicon Single Crystal by the Method of Electron Beam Floating Zone Melting .....                                    | 16  |
| <i>Akhonin S.V., Belous V.Yu., Muzhichenko A.F.</i> . Calculation of Residual Stresses and Strains in Multi-Pass Narrow-Gap Magnetically-Controlled Arc Welding of Titanium Alloys .....                                | 20  |
| <i>Batranin A.V., Krektuleva R.A., Sovetchenko B.F.</i> . Development of Expert System of Welding Manufacturing Equipment of Different Types .....  | 23  |
| <i>Bushma A.I., Sydorets V.N.</i> . Volt-Ampere Characteristics of Combined Laser-Arc Discharge .....   | 26  |
| <i>Golovko V.V., Taraborkin L.A.</i> . Calculation Modelling of Formation of the Pool Metal Chemical Composition for Arc Welding Methods in Thermodynamic Approximation .....   | 30  |
| <i>Grden M., Mundt J., Vollertsen F.</i> . Energy Distribution Characteristics at Defocused Laser Heating along High Curvature Paths .....  | 33  |
| <i>Gurin A.M., Kovalev O.B.</i> . Numerical Modelling of Multi-Vortex Convection of Dispersed Components in Metal Melt under the Laser Radiation Effect .....   | 38  |
| <i>Zaitsev A.V., Kovalev O.B.</i> . Mathematical Modelling of Two-Phase Flows at Coaxial Jet Powder Injection in Direct Material Deposition .....   | 45  |
| <i>Karkhin V.A., Pittner A., Schwenk C., Rethmeier M.</i> . Heat Source Models in Simulation of Heat Flow in Fusion Welding .....   | 56  |
| <i>Kovalenko D.V., Krivtsun I.V., Demchenko V.F., Kovalenko I.V.</i> . Peculiarities of thermal and hydrodynamic processes occurring in TIG and A-TIG welding of stainless steel .....                                  | 61  |
| <i>Kovalenko D.V., Pavlyak D.A., Sudnik V.A., Kovalenko I.V.</i> . Adequacy of Hydrodynamic Model of the TIG and A-TIG Welding of Nickel Alloy Nimonik-75 .....   | 65  |
| <i>Kovaleva I.O., Kovalev O.B.</i> . Modelling of the Evaporation Mechanism of Acceleration of Powder Particles under Radiation Effect in Laser Welding Deposition .....  | 70  |
| <i>Kostin V.A., Grigorenko G.M., Zhukov V.V.</i> . Mathematical Modeling of Structural Transformations in High-Strength Steel Welds Using a GLEEBLE 3800 Complex .....  | 77  |
| <i>Krektuleva R.A., Sovetchenko B.F., Cherepanov O.I.</i> . Modelling of Elastic-Plastic Deformation of Welded Joints with the Taking into Account the Gradient Inhomogeneity .....                                     | 85  |
| <i>Krikent I.V., Krivtsun I.V., Demchenko V.F., Semenov A.P.</i> . Modelling of the Heat, Mass and Electric Charge Transfer Processes in the Anode Region and Column of the Welding Arc with a Refractory Cathode ..... | 89  |
| <i>Lysenko A.B., Savinskaya N.A., Yakunin E.A.</i> . Modelling of the Structure Formation Processes under Conditions of Laser Treatment with Surface Melting .....  | 97  |
| <i>Markashova L.I., Berdnikova E.N., Alekseenko T.A.</i> . Evaluation and Prediction of Mechanical Properties of Welded Joints by Qualitative Fractography Methods .....  | 101 |
| <i>Markashova L.I., Grigorenko G.M., Berdnikova E.N.</i> . Structural Conditions for Optimisation of Strength, Ductility and Crack Resistance of Welded Joints .....  | 105 |
| <i>Markashova L.I., Tyurin Yu.N., Valevich M.L., Kolisnichenko O.V., Berdnikova E.N., Kushnaryova O.S.</i> . Analytical Evaluation of Contribution of Structural  |     |

---

|  |     |
|--|-----|
| Parameters to Changes in Mechanical Properties of Tools and Machine Parts after Pulse Plasma Treatment .....   | 111 |
| <i>Martikainen J., Hiltunen E., Karkhin V., Ivanov S.</i> Assessment of Liquation Crack Initiation in Al–Mg–Si Alloy Welded Joints .....   | 115 |
| <i>Makhnenko V.I., Kozlitina S.S., Dzyubak L.I., Kravets V.P.</i> Risk of Formation of Carbides and $\sigma$ -Phase in Welding of Cr–Ni Steels .....   | 121 |
| <i>Makhnenko V.I., Medovar L.B., Saenko V.Ya., Polishko A.A., Korolyova T.V., Lesnoi A.B., Tunik A.Yu., Zhukov V.V., Klochkov I.N., Berezin I.V.</i> Modelling of the Process of Liquid-Metal Electroslag Cladding for Enlargement of Ingots ..... | 126 |
| <i>Makhnenko V.I., Milenin A.S., Makhnenko O.V.</i> Risk of Fracture of Steel Pipelines in the Zone of Characteristic Defects .....  | 134 |
| <i>Makhnenko V.I., Romanova J.Yu.</i> Calculation Prediction of the Risk of Failure of Welded Joints for a Range of Random Cyclic Loads .....  | 144 |
| <i>Makhnenko O.V., Kravets V.P.</i> Mathematical Modelling of Propagation of Stress-Corrosion Cracks within the Welded Joint Zone .....  | 151 |
| <i>Milenin A.S.</i> Assessment of Reinforcing Constructions Effectiveness at Repair of Main Pipelines with Surface Corrosion Defects .....   | 161 |
| <i>Muzhichenko A.F., Poleshchuk M.A., Shevtsov V.L.</i> Mathematical Modelling of Peculiarities of Heat Release in the Slag Pool during Electroslag Casting with Incipient Melting .....   | 166 |
| <i>Mundt J., Sakkiettributra J., Vollertsen F.</i> Modelling of the Temperature-Dependent Absorption in Laser Heating Process .....  | 171 |
| <i>Oleinik O.I., But V.S.</i> Calculation Methods for Development of the Technology for Repair Welding of Pressurised Main Pipelines .....   | 177 |
| <i>Semenov A., Demchenko V., Krivtsun I., Mokrov O., Zabirov A., Reisgen U.</i> Mathematical Modelling of the Process of Formation of Electrode Metal Drop .....   | 183 |
| <i>Semenov I.L., Krivtsun I.V., Demchenko V.F.</i> Numerical Investigation of the Effect of Pulse Laser-Arc Heat Source on Metal .....   | 193 |
| <i>Sudnik V.A.</i> Phenomenological Simplifications of Hydrodynamic Problems of the Weld Pool and Validation of Such Models .....  | 204 |
| <i>Sudnik V.A., Erofeev V.A., Strakhova E.A.</i> Numerical Analysis of Stability of the Molten Pool in Plasma Cladding of Bodies of Revolution .....   | 210 |
| <i>Sudnik V.A., Pavlyak D.A.</i> Thermohydrodynamic Model of the Weld Pool and GTA Welding Process .....   | 216 |
| <i>Kharlamov M.Yu., Krivtsun I.V., Korzhik V.N., Petrov S.V., Demyanov A.I.</i> Modelling of the Processes of Heating, Melting and Melt Formation at the Anode Wire Tip in Plasma-Arc Spraying of Coatings .....                                   | 222 |
| <i>Schnick M., Fuessel U., Hertel M., Spille-Kohoff A., Murphy A.B.</i> Numerical Model of Arc Behaviour in GMAW .....   | 233 |
| <i>Name Index</i> .....  | 243 |

# ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В СВАРКЕ И РОДСТВЕННЫХ ПРОЦЕССАХ

*Махненко В.И.*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Мировой экономический кризис существенно повлиял на выполнение целого ряда научно-технических проектов, в том числе и в области сварки и родственных технологий. Тем не менее, интерес к математическому моделированию остается на достаточно высоком уровне, более того, стремление снизить материальные затраты, связанные с экспериментальными исследованиями, в определенной степени стимулировали интерес к методам математического моделирования [1–4].

В настоящей работе не рассматривались такие важные вопросы, как источники тепла при сварке, плавление основного и присадочного металла, взаимодействие жидкого металла с источником нагрева, гидродинамика в жидкой ванне и т. п. Автор ограничился в основном материаловедческими вопросами.

**Кристаллизация жидкой ванны. Теории двухфазной зоны.** Это фундаментальное направление в сварке и родственных технологиях привлекает внимание исследователей в связи с ростом применения в промышленности материалов, для которых первичная кристаллизация фактически обуславливает микроструктуру и механические свойства переплавленного материала. Здесь особое внимание привлекает стадия охлаждения в температурном интервале  $T_L - T_S$ , где  $T_L$  — температура ликвидуса и  $T_S$  — температура солидуса, определяющие так называемую двухфазную зону. Процессы, проходящие в этой зоне, трудно описать в рамках детерминированных подходов, что отмечалось неоднократно в работе [5] и др. Предлагались соответствующие теории двухфазной зоны, основанные на вероятностных подходах, например, по температуре в пределах  $T_S < T_0 < T_L$  относительно зарождения твердой фазы, что приводит к определенной хаотичности,

связанной с различными вариантами выделения скрытой теплоты кристаллизации  $Q_{ск}$ :

$$q = q_0 e^{-K(T - T_0)^2}, \quad q_0 = \frac{Q_{ск}}{T_S} - \int_{T_L}^{T_S} e^{-K(T - T_0)^2} dT, \quad (1)$$

где  $T_0$  — случайная температура в интервале  $T_S < T_0 < T_L$ , определяемая методом Монте-Карло (рис. 1).

Такой подход достаточно эффективен для больших объемов двухфазной зоны, характерной для процессов спецэлектрометаллургии.

**Стабильность микроструктуры первичной кристаллизации (СПК).** Наиболее характерным с позиций СПК для практики являются хромоникелевые стали.

На рис. 2, а приведена диаграмма псевдобинарного сплава Fe–Cr–Ni при 70 % железа из [6]. Видно, что при 15 % Cr и выше наряду с аустенитом и ферритом ниже 850 °C появляется третья фаза ( $\sigma$ -фаза) — очень нежелательная фаза, в состав которой могут входить карбиды хрома и других металлов — примесей, а также интерметаллиды. Вопросы расчетной оценки содержания  $\sigma$ -фазы при сварке и родственных процессах являются достаточно актуальной задачей.

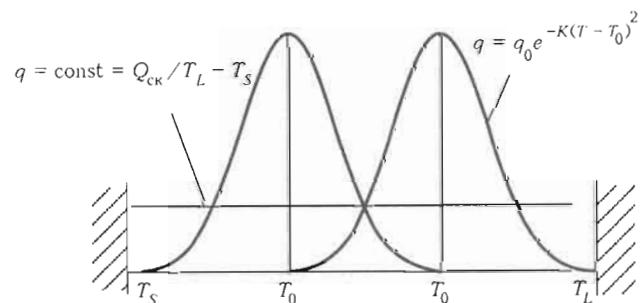


Рис. 1. Распределение скрытой теплоты плавления  $q$  в интервале температур  $T_L - T_S$

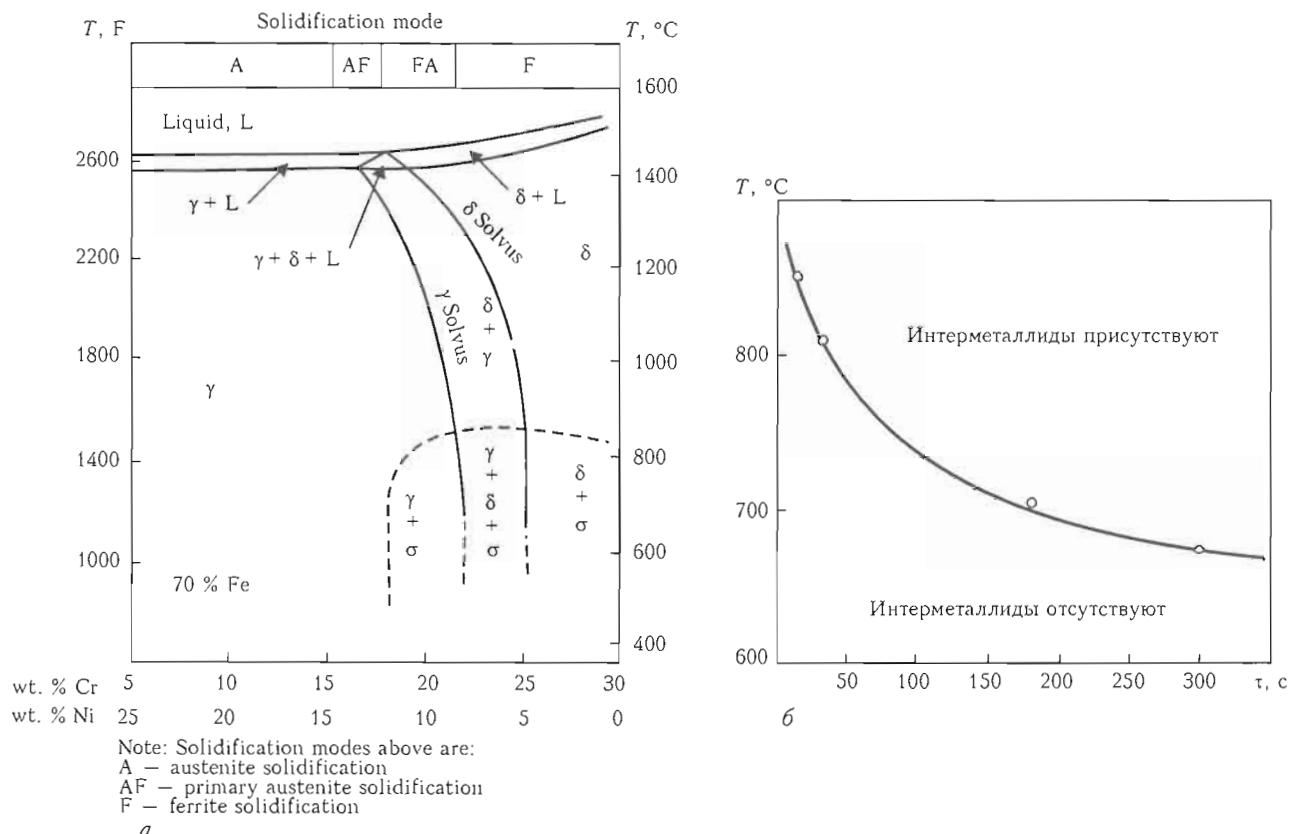


Рис. 2. Диаграмма псевдобинарного сплава Fe–Cr–Ni при 70 % железа [6] (а) и температурная зависимость длительности латентного периода образования соединения TiAl<sub>3</sub> на границе поверхностного контакта твердого титана с жидким алюминием (б)

**Локализация критериев свариваемости современных сталей и сплавов.** На практике широко используют критерии свариваемости, не связывая их параметры с конкретным состоянием точек сварного соединения, где возможно возникновение нарушения свариваемости типа горячих либо холодных трещин.

**Пример.** Образование холодных трещин при сварке высокопрочных низколегированных сталей.

Индекс «Susceptibility».

$$P = 12P_{cm} + \log H; \\ P_{cm} = C + \frac{Si}{30} + \frac{Mn + Cu + Cr}{20} + \frac{Ni}{60} + \frac{Mo}{60} + \frac{V}{10} + 5B. \quad (2)$$

Варианты минимального подогрева в зависимости от  $H$ , см<sup>3</sup>/100 г, в присадочном металле при среднем уровне жесткости и  $P_{cm}$  пробы

| $H$ , см <sup>3</sup> /100 г | $P_{cm}$ |       |       |       |       |
|------------------------------|----------|-------|-------|-------|-------|
|                              | <0,18    | <0,23 | <0,28 | <0,33 | <0,38 |
| 5                            | A        | B     | C     | D     | E     |
| 10                           | B        | C     | D     | E     | F     |
| 30                           | C        | D     | E     | F     | G     |

Для случая сварки пробы (рис. 3) на продольные холодные трещины для стали 14ХГ2САФД [7]:

| Сталь | $P_{cm}$ | Основной – 14ХГ2САФД | Присадочный – АНП-10 |
|-------|----------|----------------------|----------------------|
|       | 0,2655   | 0,1053               |                      |

Результаты расчета распределения диффузионного водорода и мартенсита в поперечном сечении

Содержание вариантов М = А, В, С, Д, Е, Ф, Г [°C]

| $\delta$ , мм | М     |       |       |  |
|---------------|-------|-------|-------|--|
|               | A     | B     | C     |  |
| <9,5          | <0,18 | <0,18 | <0,18 |  |
| 9,5–19,1      | <0,18 | <0,18 | 18    |  |
| 19,1–38,1     | <0,18 | 0,18  | 74    |  |
| 38,1–76       | 0,18  | 80    | 110   |  |
| >76           | 93    | 121   | 136   |  |

| $\delta$ , мм | М     |     |     |     |
|---------------|-------|-----|-----|-----|
|               | D     | E   | F   | G   |
| <9,5          | <0,18 | 71  | 138 | 160 |
| 9,5–19,1      | 80    | 116 | 143 | 160 |
| 19,1–38,1     | 110   | 138 | 149 | 160 |
| 38,1–76       | 130   | 140 | 149 | 160 |
| >76           | 149   | 160 | 160 | 160 |

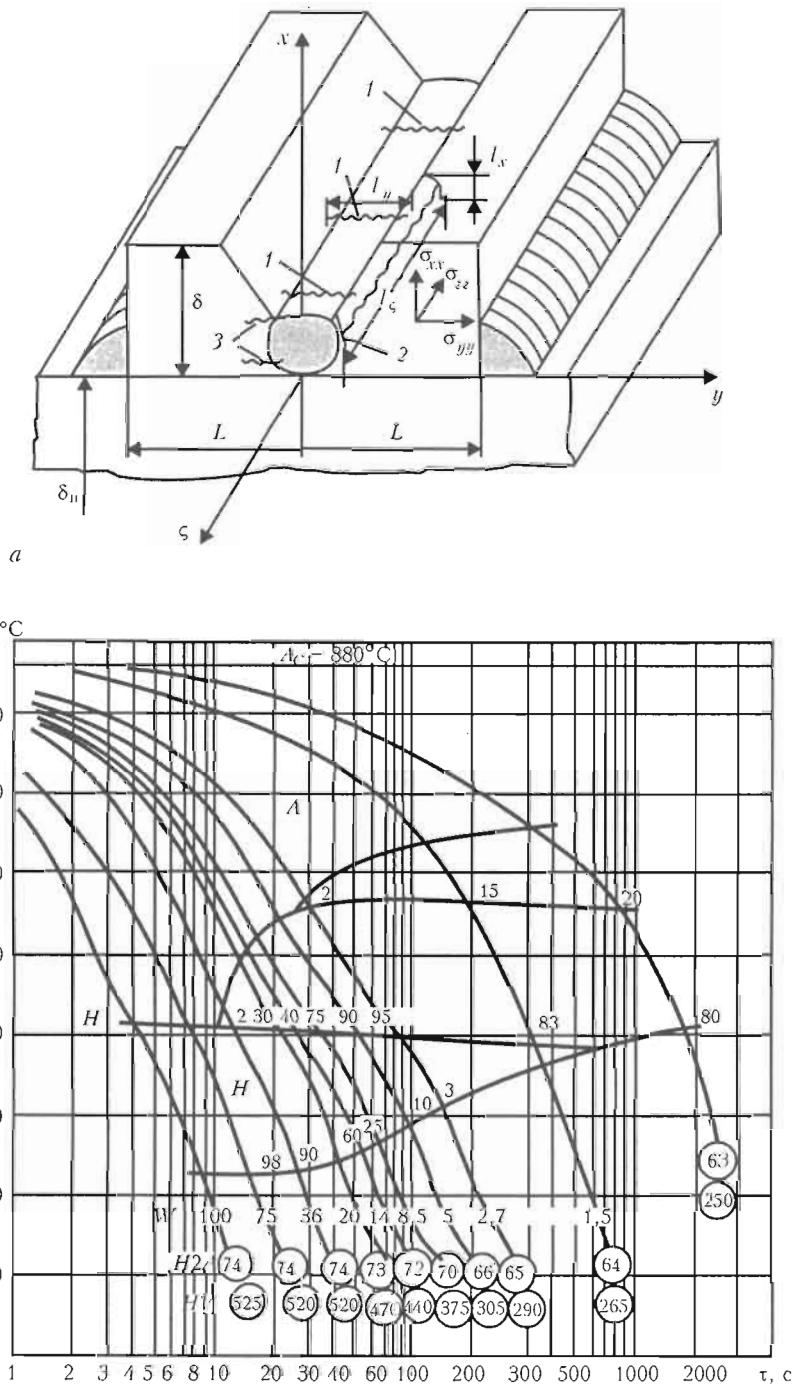


Рис. 3. Схема корневого шва с поперечными 1 и продольными 2, 3 трещинами для сварочной пробы толщиной  $\delta$  и шириной  $2L$ , закрепленной фланговыми швами на плите (а) и термодинамическая диаграмма превращения аустенита в стали 14ХГ2САФД (б)

соединения пробы при  $L = 50$  мм и различных температурах  $T_0 = 11\text{--}120$  °С приведены на рис. 4, 5, по которым трудно пояснить, почему при  $T_0 = 120$  °С вероятность образования холодных трещин явно нулевая, а при  $T_0 = 70$  °С ~ 20 % и при  $T_0 \leq 11\text{--}100$  °С.

Результаты моделирования третьего необходимого фактора — напряженного состояния — приведены на рис. 6–8 для различных вариантов по  $T_0$ ,  $L$  и  $H$ . По величинам  $\sigma_{yy}$  в зоне потенциального образования продольной холодной трещины, т. е.

в металле ЗТВ, где достаточно высокие  $H_d$  и  $V_M$ , наблюдается тенденция снижения этих значений при сравнении вариантов с высокой вероятностью образования трещин с вариантами с нулевой вероятностью. Для количественного описания этого явления в [8] использовали вероятностный закон Вейбулла (рис. 9), где параметры  $A$  и  $B$  определили на основе данных рис. 6–8 в зависимости от величины  $H_d$  в присадочном материале и условии, что  $V_M > 50$  %.

Варианты испытаний на образование холодных трещин

| № варианта | $2L$ , мм | $T$ , °C | $H$ , см <sup>3</sup> /100 г |                            | Количество образцов без трещин | Вероятность разрушения | $V_M$ |
|------------|-----------|----------|------------------------------|----------------------------|--------------------------------|------------------------|-------|
| 1          | 100       | 11       | 4,0                          | По МИС<br>$T_0 = 18-80$ °C | 10                             | 0                      | 0,89  |
| 2          | 100       | 11       | 6,0                          |                            | 5                              | 0,5                    | 0,89  |
| 3          | 100       | 11       | 7,0                          |                            | 0                              | 1,0                    | 0,89  |
| 4          | 100       | 11       | 8,6                          |                            | 0                              | 1,0                    | 0,89  |
| 5          | 140       | 11       | 8,6                          |                            | 4                              | 0,6                    | 0,89  |
| 6          | 200       | 11       | 8,6                          |                            | 9                              | 0,1                    | 0,89  |
| 7          | 100       | 70       | 8,6                          |                            | 2                              | 0,8                    | 0,72  |
| 8          | 100       | 90       | 8,6                          |                            | —                              | —                      | 0,65  |
| 9          | 100       | 120      | 8,6                          |                            | 10                             | 0                      | 0,50  |

Результаты, приведенные на рис. 9, показывают, что величина  $A$  достаточно хорошо коррелирует с критическими значениями номинальных напряжений  $\sigma_{kp}$  в пробе «имплант» для данной стали, а величина  $B$  является примерно постоянной величи-

ной и равна 100 МПа при объемах конечных элементов  $\Delta V = 0,25 \times 0,25 \times 1$  мм в зоне интегрирования, т. е. при  $\frac{\Delta V}{B^{0,25}} \approx \frac{0,25^2}{\sqrt{10}} = 0,02$ .

Критерий получения холодных продольных трещин [7]:

$$P = 1 - \exp \left[ - \int_V \left( \frac{\sigma_{yy} - A(H_\lambda)}{B} \right)^4 dV; \quad (3)$$

$\sigma_{yy} > A(H_\lambda), \quad V(H, V).$

**Развитие критических технологий в сварке и родственных процессах.** Современная конкуренция на мировом рынке промышленного производства обуславливает возможность получения конкретной продукции в основном при использовании критических технологий, т. е. в достаточно узком интервале технологических параметров, поиск которых чисто экспериментальным путем (при средней интуиции) часто делает процесс разработки технологий мало перспективным. Имеется много таких примеров в области сварки и родственных технологий, когда математическое моделирование помогает достаточно оперативно находить необходимые решения. Например, наращивание методом ЭШП в токоведущем кристаллизаторе с жидким присадочным материалом крупных слитков или ремонт сваркой магистральных трубопроводов без вывода их из эксплуатации [9] и т. д.

Последняя технология привлекает большое внимание специалистов во всем мире, поскольку в значительной степени способствует сохранению экологии и резко снижает время простоя трубопроводов при ремонте. Стержневым вопросом для этой критической технологии является вопрос безопасности как в процессе ремонта (с учетом ожидания в очереди на ремонт), так и после ремонта для конкретных случаев.

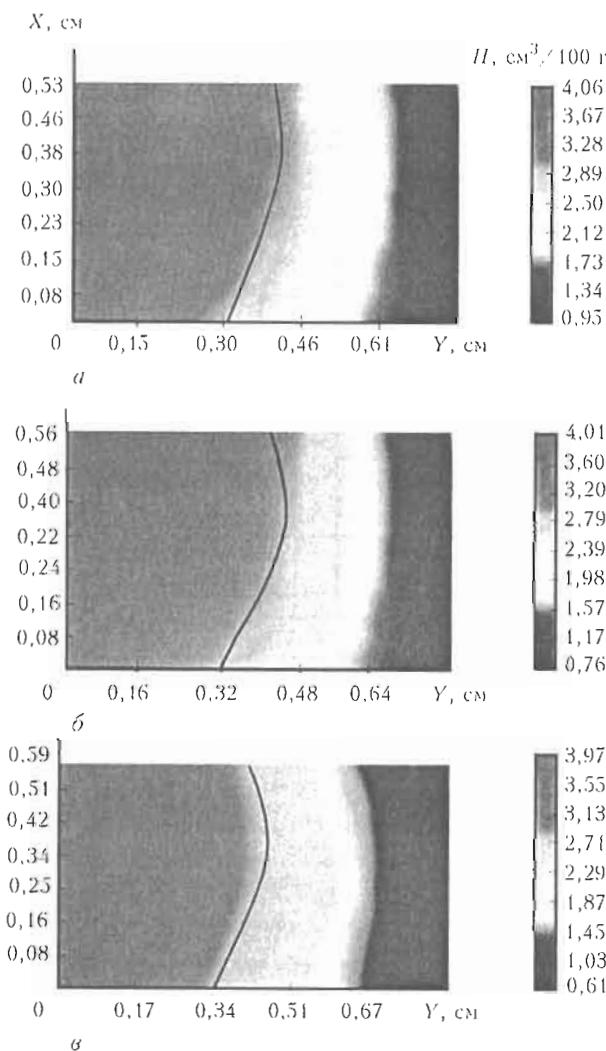
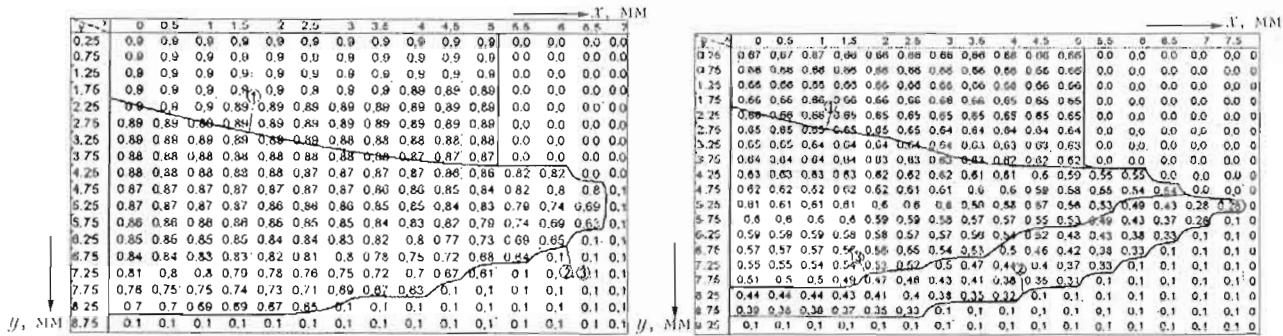
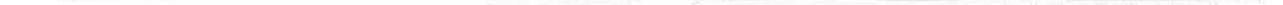


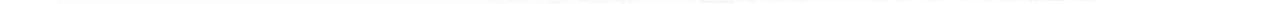
Рис. 4. Распределение диффузионного водорода в сечении  $z = \text{const}$  в момент времени  $t = 195$  с после прохождения источником данного сечения при  $T_0 = 11$  (a); 70 (b); 120 °C (c)



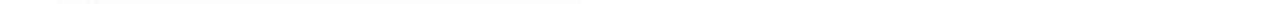
a



b

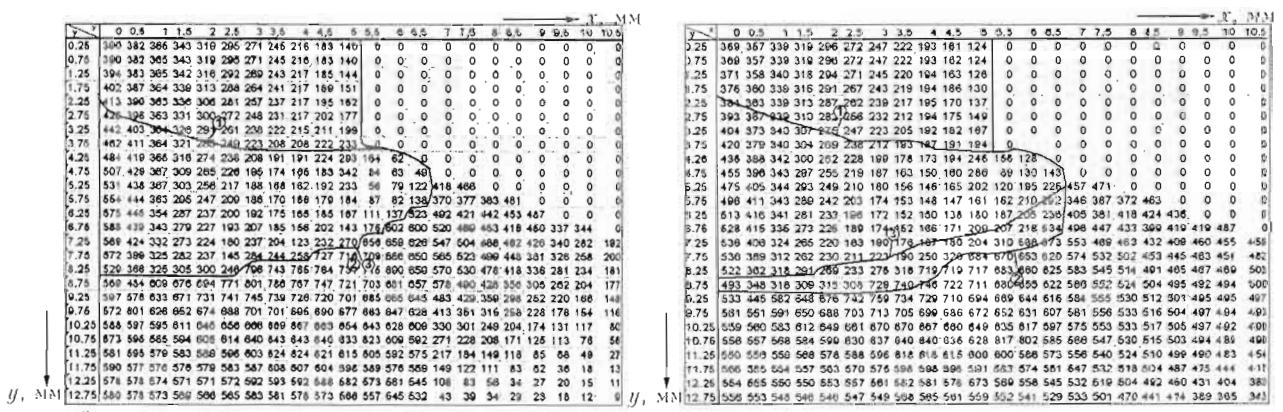


c

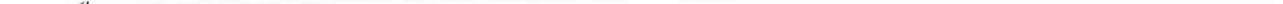


d

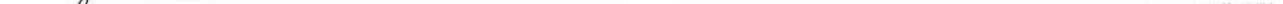
Рис. 5. Расчетные значения  $V_M$  в поперечном сечении корневого шва при  $L = 50$  мм и  $T_0 = 11^\circ\text{C}$  (a); 70 (б); 90 (с); 120 (д): 1 — граница зоны сплавления; 2 — граница ЗТВ; 3 — граница, где  $V_M \geq 0,5$



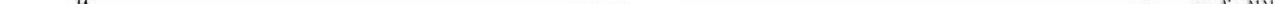
a



b



c



d

Рис. 6. Расчетные значения  $\sigma_i$  (a) и  $\sigma_{yy}$  (б) для  $L = 50$  мм и  $T_0 = 11^\circ\text{C}$  (I) и  $70^\circ\text{C}$  (II)

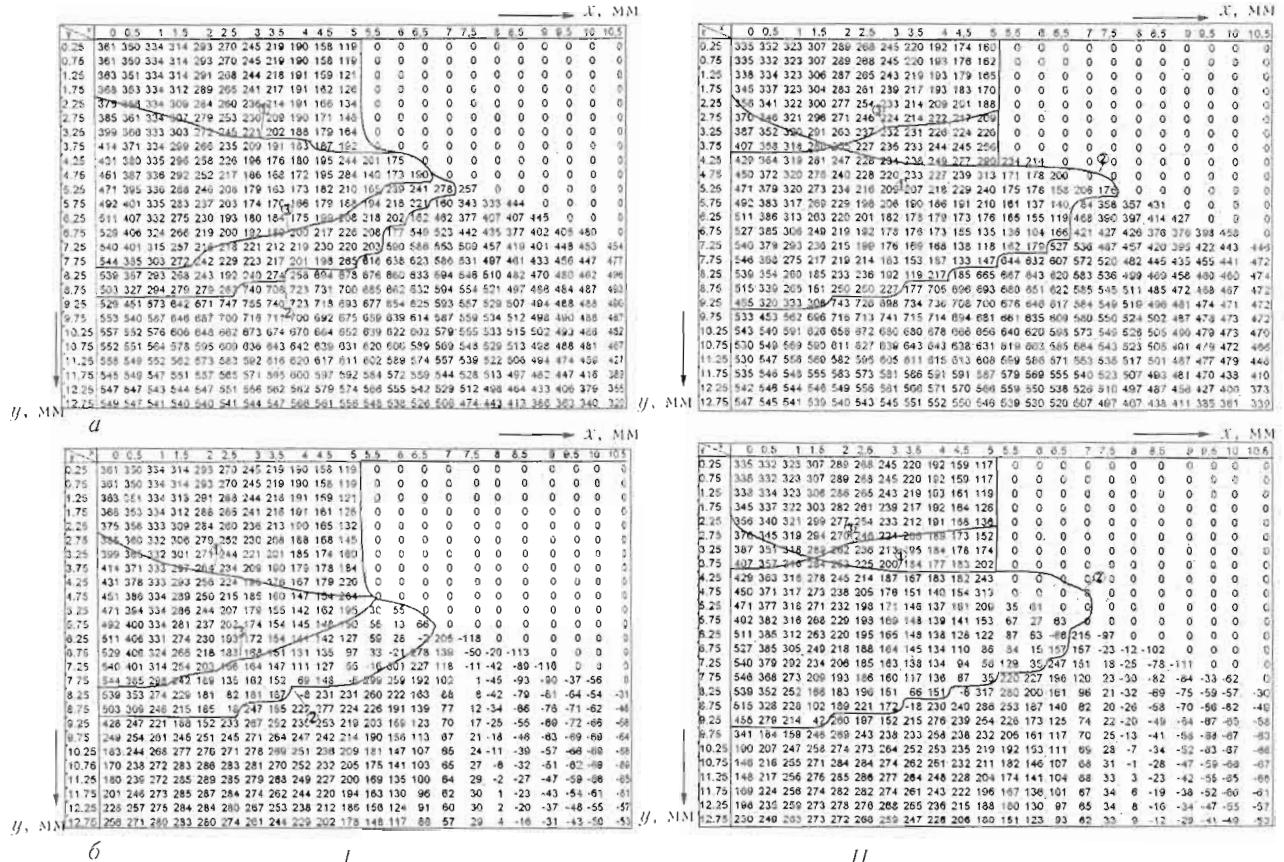


Рис. 7. Расчетные значения  $\sigma_1$  (а) и  $\sigma_{yy}$  (б) для  $L = 50$  мм и  $T_0 = 90$  (I) и  $120$  °С (II): 1 — граница зоны сплавления; 2 — граница 3ТВ; 3 — граница, где  $V_m \geq 0,5$

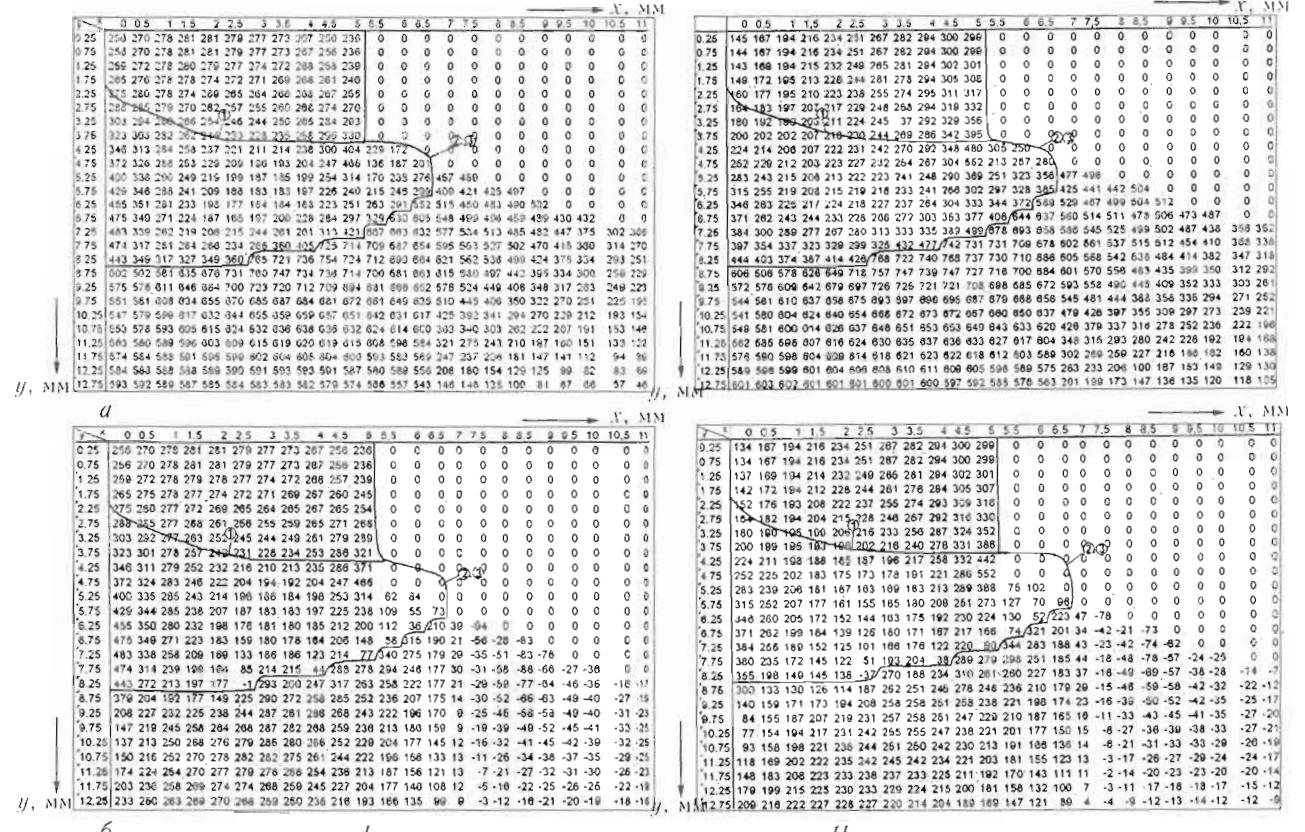


Рис. 8. Расчетные значения  $\sigma_1$  (а) и  $\sigma_{yy}$  (б) для  $L = 70$  мм и  $T_0 = 11$  (I) и  $100$  °С (II): 1 — граница зоны сплавления; 2 — граница 3ТВ; 3 — граница, где  $V_m \geq 0,5$

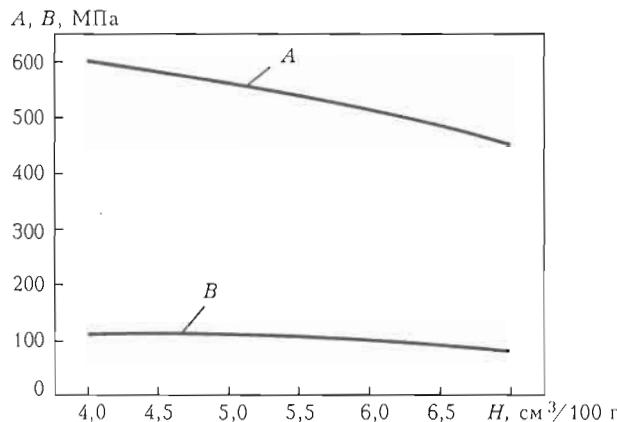


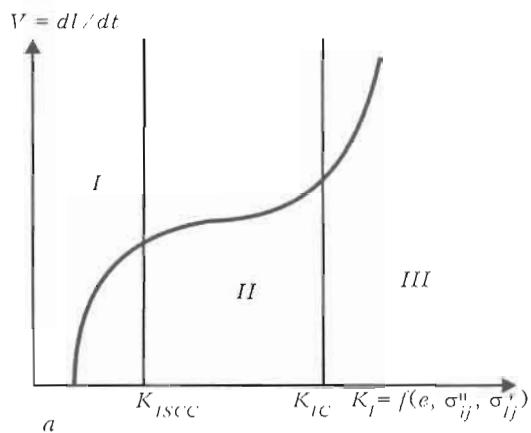
Рис. 9. Влияние содержания диффузионного водорода в присадочном металле на параметры Вейбулла  $A$  и  $B$  (3)

Этим вопросом занимаются многие организации в разных странах.

**Прогнозирование ресурса безопасной эксплуатации сварных узлов и конструкций по результатам технической диагностики их состояния.** Интерес к этой проблеме обусловлен сменой основной концепции обеспечения безопасности ответственных конструкций по результатам плановых технических диагностик их состояния. На смену старой концепции «обнаружил—устраняй» пришла новая, в основу которой положен прогноз поведения конструкции, по крайней мере, до следующей плановой технической диагностики и принятия решения на основе такого прогноза. Здесь большая роль отводится расчетным методам, основанным на соответствующем математическом моделировании процессов деформирования и разрушения характерных узлов (в том числе сварных) при различных условиях нагружения с учетом имеющихся принципиальных фактов истории как эксплуатации, так и изготовления. Одним из таких вопросов, тесно связанных с технологией, является роль нерелаксированных остаточных напряжений.

*Роль нерелаксированных остаточных напряжений при статическом нагружении сварных узлов.* Наряду с традиционными случаями хрупкого поведения (низкие температуры, радиационное облучение и т. п.) наблюдается зарождение и рост коррозионных трещин.

На рис. 10, а приведена схема диаграммы статической коррозионной трещиностойкости металлов, которая является основой расчета распространения коррозионных трещин в сварных конструкциях различного назначения. На рис. 10, б приведен пример такой конструкции — парогенератор современных блоков АЭС Украины, для которых эта проблема является достаточно актуальной и оценка степени риска выполнялась неоднократно [9] с учетом остаточных сварочных напряжений.



Парогенератор ПГВ-1000М

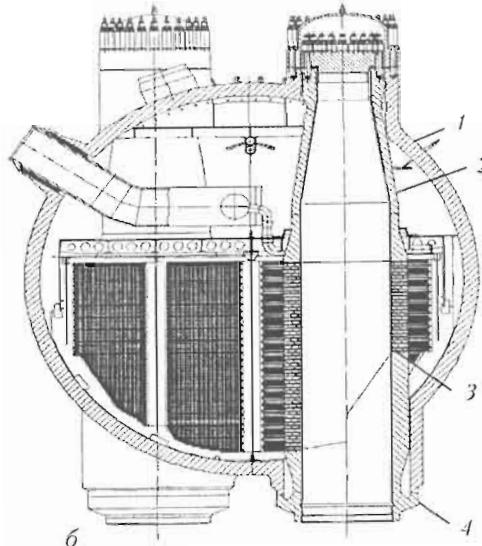


Рис. 10. Диаграмма статической коррозионной трещиностойкости металлов (а) и схема парогенератора ПГВ-1000М (б): 1 — корпус парогенератора теплоносителя; 2 — коллектор теплоносителя; 3 — перфорированная зона коллектора в области клина; 4 — «карман» коллектора

**Современные средства математического моделирования в сварке и родственных технологиях.** Задачи механики сплошной среды: привлекаются аналитические и численные методы, метод конечных разностей и метод конечных элементов, вариационные формулировки краевых задач.

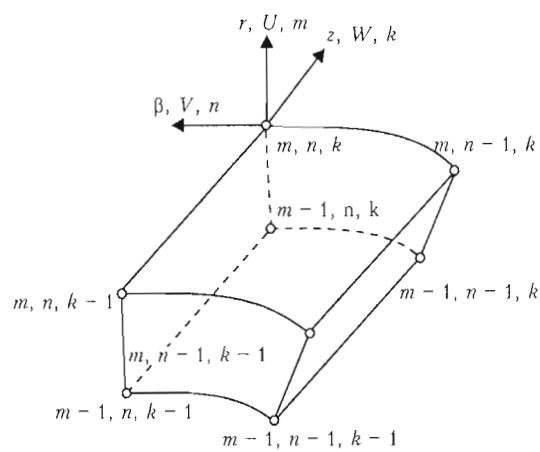


Рис. 11. Геометрическая модель среды

Некоторые известные коммерческие пакеты компьютерных программ с указанием их функциональных возможностей

| Engineering and Analysis Capabilities of Major Finite Element Modeling Packages | SOFTWARE PACKAGES |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
|---|-------------------|-------|-------|-------|-------|----------|-----------------|-------------|----------|--------|-----------|--------|------|-------|---------|------|--------------|---------|------------|---------------|-------------|-----------|--------------|--------|-----------|-----------|--------|------------|
|   | Abaqus            | Algor | Adina | Alpid | Ansys | Ansys PC | Applied Struct. | Concept FEA | Cosmos/M | FAMcak | Finesse/I | I-deas | Ifad | I/FEA | Inertia | Marc | Mitab/Sap 86 | Nastran | Nastran/WS | Nastran/pal 2 | Nastran/cal | P/Concept | Quick Solver | Sap 90 | Strem 100 | StressLab | Strudi | WeCan Plus |
| Analysis  | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Nonlinear   | •                 |       | •     | •     | •     |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Anisotropic   | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Inhomogeneous   | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Plastic   | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Viscoelastic  | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Large Deformation   | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Static  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      |            |
| Dynamic   | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Transient   | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Stress/Strain/Disp  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Thermal Stress  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Creep   | •                 |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Structural Stability  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Fracture Mechanics  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Mechanism   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Heat Transfer   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Fluid Flow  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Electromagnetic   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Surface Contact   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Applied Areas   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Continua  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Thin Plate and Shell  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Thick Plate and Shell   | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Frame   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Offshore Structure  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Ship Structure  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Aeronautical Structure  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Automotive Structure  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Bridge & Girder   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Welded Joint  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Rotor Bearing System  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Pining System   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Seismic Analysis  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Shockwave Propagation   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Metal Processing  | •                 | •     | •     | •     | •     | •        | •               | •           | •        | •      | •         | •      | •    | •     | •       | •    | •            | •       | •          | •             | •           | •         | •            | •      | •         | •         | •      | •          |
| Composite Material  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Hardware Support  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| PC's  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| 486 based PC's  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Workstations  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Minicomputer  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Mainframes  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Supercomputers  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Pre and Post-Processing   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Geometric Modeling  |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| FE Modeling   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| FE Analysis   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Graphic Post Processing   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |
| Design Optimization   |                   |       |       |       |       |          |                 |             |          |        |           |        |      |       |         |      |              |         |            |               |             |           |              |        |           |           |        |            |

Привлекаемые численные методы существенно зависят от возможностей современной вычислительной техники, повышение быстродействия и резкое увеличение оперативной памяти которой позволяет использовать простые модели конечных элементов, сильно сгущая сетку в зоне высоких градиентов как по пространству, так и по времени.

Рассмотрим идеологию такого подхода на примере решения задачи упругопластического деформирования сплошной среды с учетом геометрической нелинейности.

Используется цилиндрическая система координат  $r, z, \beta$ . (рис. 11).

Геометрическая модель среды:

$$\Delta \varepsilon_{rr} = \frac{\Delta U_{m,n,k} - \Delta U_{m-1,n,k}}{r_{m,n,k} - r_{m-1,n,k}},$$

$$\Delta \varepsilon_{\beta\beta} = \frac{\Delta U_{m,n,k} - \Delta V_{m,n,k} - \Delta V_{m-1,n,k}}{(r\beta)_{m,n,k} - (r\beta)_{m-1,n,k}},$$

$$\Delta \varepsilon_{zz} = \frac{\Delta W_{m,n,k} - \Delta W_{m,n,k-1}}{z_{m,n,k} - z_{m,n,k-1}},$$

$$\Delta \varepsilon_{r\beta} = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \left[ \frac{(\Delta V/r)_{m,n,k} - (\Delta V/r)_{m-1,n,k}}{r_{m,n,k} - r_{m-1,n,k}} + \frac{\Delta U_{m,n,k} - \Delta U_{m,n-1,k}}{(r\beta)_{m,n,k} - (r\beta)_{m,n-1,k}} \right], \quad (4)$$

$$\Delta \varepsilon_{z\beta} = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \left[ \frac{\Delta V_{m,n,k} - \Delta V_{m,n,k-1}}{z_{m,n,k} - z_{m,n,k-1}} + \frac{\Delta W_{m,n,k} - \Delta W_{m,n-1,k}}{(r\beta)_{m,n,k} - (r\beta)_{m,n-1,k}} \right],$$

$$\Delta \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \left[ \frac{\Delta U_{m,n,k} - \Delta U_{m,n,k-1}}{z_{m,n,k} - z_{m,n,k-1}} + \frac{\Delta W_{m,n,k} - \Delta W_{m,n-1,k}}{r_{m,n,k} - r_{m-1,n,k}} \right].$$

**Физическая модель среды:**

$$\Delta \varepsilon_{ij} = \psi(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma) + \delta_{ij}(K\sigma) - b_{ij}, \quad (5)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера;  $\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_{rr} + \sigma_{\beta\beta} + \sigma_{zz})$ ;

$\psi = \frac{1}{2G}$  при  $f = \sigma_i^2 - \sigma_s^2(\omega) < 0$ ;  $\psi > \frac{1}{2G}$  при  $f = 0$ , состояние  $f > 0$  недопустимо.

Здесь  $\varepsilon_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_{rr} - \sigma_{\beta\beta})^2 + (\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{\beta\beta} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{r\beta}^2 + \sigma_{rz}^2 + \sigma_{\beta z}^2)^{0.5}]$  — эквивалентное напряжение;  $G = \frac{E}{1+v}$ ,  $K = \frac{1-2v}{E}$ ;  $E, v$  — упругие характеристики материала;  $\sigma_s(\omega)$  — сопротивление материала деформированию выше предела текучести, зависит от характеристики деформационного упрочнения — параметр Одквиста  $\omega$  в данной точке (узле  $m, n, k$ );  $b_{ij}$  — известная функция дополнительных деформаций, определяется через напряжение на предыдущем шаге нагружения  $t - \Delta t$

$$b_{ij} = \left[ \frac{\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma}{2G} + \delta_{ij}(K\sigma) \right]_{t-\Delta t};$$

$$E_1 = \frac{1}{2} \int_V (\sigma_{ij} + Y_{ij}) \Delta \varepsilon_{ij} dV + \int_{S_p} P_i \Delta U_i \delta S_p; \quad (6)$$

$$Y_{ij} = \frac{1}{\Psi} \left( \frac{\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma}{2G} \right)_{t-\Delta t} + \delta_{ij}(\sigma)_{t-\Delta t}.$$

**Использование коммерческих средств.** Даже для достаточно сложных геометрически нелинейных упругопластических задач механики деформированных сплошных сред можно на современных

ПК строить достаточно эффективные численные решения, что естественно требует определенного усердия, аккуратности, терпения. Хуже обстоит дело с интерфейсом, обеспечивающим обработку полученных результатов, хотя математические трудности там несколько иного плана. В итоге можно отметить две тенденции в разработке компьютерных и т. п. средств для исследований, прогнозирования на основе математического моделирования:

- разработка достаточно конкретных (проблемно-ориентированных) средств непосредственно потребителем;
- разработка достаточно универсальных средств профессиональными коллективами (см. таблицу).

Естественно, могут использоваться обе тенденции, хотя во многих случаях кроме дешевизны очевидные преимущества трудно выделить.

1. *Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах* // Междунар. конф. 16–20 сент. 2002 г., Кацивели, Крым, Украина: Сб. тр. / Под ред. В.И. Махненко. — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2002. — 266 с.
2. *Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах* // 2-ая междунар. конф. 13–17 сент. 2004 г., Кацивели, Крым, Украина: Сб. тр. / Под ред. В.И. Махненко. — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2004. — 266 с.
3. *16th Int. Conf. on Computer Technology in Welding and Manufacturing & 3rd Int. Conf. on Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes* // 6–8 June 2006, Kiev: Abstracts of Papers for the Joint Conference / Ed. by Prof. W. Lucas and Prof. V.I. Makhnenko. — Kiev: E.O. Paton Electric Institute, NAS of Ukraine, 2006. — 326 р.
4. *Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах* // 4-ая междунар. конф. 27–30 мая 2008 г., Кацивели, Крым, Украина: Сб. тр. / Под ред. проф. В.И. Махненко. — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2008. — 182 с.
5. *Nastac L. The stochastic modeling of solidification structures in alloy 718 remelt ingots / L. Nastac, S. Sundarraj, K.-O Yu, Y. Pang // JOM. — 1998. — № 3. — Р. 30–35.*
6. *Welding Handbook. Materials and Applications* — Р. 2. — Miami, Fla: AWS, 1988. — Vol. 4. — 621 p.
7. *Риск образования холодных трещин при сварке конструкционных высокопрочных сталей* / В.И. Махненко, В.Д. Позняков, Е.А. Велико Ivanenko и др. // Зб. наук. пр. НУК. — 2009. — № 3. — С. 5–12.
8. *Махненко В.И., Велико Ivanenko Е.А. Трещины стресскоррозии в зоне сварного соединения № 111 парогенераторов ПГВ-1000М энергоблоков ВВЭР-1000 // Зб. наук. ст. за результатами Цільової комплексної програми НАН України «Проблеми ресурсу і безпеки експлуатації конструкцій, споруд та машин». — Київ: ІЕЗ ім. Е.О. Патона НАНУ, 2008. — С. 2–10.*
9. *Махненко В.И., Велико Ivanenko Е.А., Олейник О.И. Выбор технологии устранения дефектов в магистральном трубопроводе без вывода его из эксплуатации // Автомат. сварка. — 2008. — № 6. — С. 12–18.*

# ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛЕГИРУЮЩИХ И ФОНОВЫХ ПРИМЕСЕЙ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ БЕСТИГЕЛЬНОЙ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

*Аснис Е.А., Лесной А.Б.*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Приведены результаты экспериментальных исследований химической неоднородности монокристаллов кремния, полученных методом электронно-лучевой бестигельной зонной плавки. Закономерности формирования концентрационного состояния монокристалла анализируются на основе математического моделирования процессов массообмена, протекающих при зонной плавке. Представлены результаты расчетов формирования химической неоднородности монокристалла в зависимости от технологических параметров плавки. Натурным экспериментом установлено, что содержание кислорода после перекристаллизации уменьшается на два порядка, фосфора — на порядок, при этом обеспечивается равномерное распределение химического состава по длине образца. Расчетные данные показывают, что этот результат преимущественно достигается за счет процессов испарения со свободной поверхности расплавленной зоны.

Очистка кристаллов кремния от примесей и особенно от кислорода является актуальной задачей. Кремний с малым содержанием кислорода является перспективным материалом для изготовления счетчиков ионизирующих излучений, солнечных батарей, различных типов диодов (СВЧ, импульсных, переключающих) и т. д. Полупроводниковые материалы высокой чистоты позволяют обеспечить также надежно обоснованное эталонирование наиболее важных параметров материалов для электронной техники.

Обеспечение необходимого уровня электрофизических свойств материала тесно связано с возможностью формирования заданного химического состава образца. При применении широко распространенных методов зонного переплава (Чохральского и Бриджмена) рафинирование материала достигается в основном за счет разницы в растворимости ликвидующего вещества в жидкой и твердой фазе, которая позволяет отогнать примесь в хвостовую часть образца. Применение этих методов для получения образцов необходимой протяженности с заданным химическим составом предусматривает довольно трудоемкие процессы вырезки начального участка и многократного переплава.

Одним из наиболее перспективных методов получения полупроводниковых материалов высокой

чистоты является электронно-лучевая бестигельная зонная плавка (ЭЛБЗП). Метод ЭЛБЗП предусматривает образование расплавленной зоны, которая удерживается силами поверхностного натяжения, что исключает возможность загрязнения расплава материалом тигля (ампулы) и создает дополнительную возможность рафинирования за счет испарения в вакуум.

Проведенные натурные эксперименты показали, что перекристаллизация кремния методом ЭЛБЗП в вакуумной камере при давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст. позволяет снизить содержание кислорода на два порядка (с  $10^{-17}$  до  $10^{-15}$  ат./см<sup>3</sup>), фосфора — на один порядок (с  $10^{-14}$  до  $10^{-13}$  ат./см<sup>3</sup>). Измерения проводили методом ИК-спектроскопии, холовским методом и методом электронного парамагнитного резонанса монокристаллов кремния.

Приведенные экспериментальные данные дают итоговый химический состав после переплава, который не позволяет выявить закономерности и оценить возможности формирования концентрационного состояния переплавляемого материала. В связи с этим для исследования формирования концентрационного состояния переплавляемого образца было предложено использовать математическое моделирование процессов массообмена, протекающих при ЭЛБЗП.

**Модель массообмена при ЭЛБЗП.** Предполагается, что в образце длиной  $L$  поддерживается по-

тоянная высота расплавленной зоны  $L_v$ , скорость перемещения фронта затвердевания и плавления тождественны и заданы константой  $v$ , конвекция достаточно интенсивна для полной гомогенизации расплавленной зоны. В этом случае концентрационное состояние переплавляемого образца при ЭЛБЗП определяется кинетикой баланса массы в расплавленной зоне (рис. 1). Уравнение баланса массы имеет следующий вид:

$$V \frac{\partial C}{\partial t} \Big|_{z=\xi(t)+\delta} = (q_d + q_m)S_1 + q_\alpha S_2.$$

$$\begin{aligned} q_d &= D \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=\xi(t)+\delta}; \quad q_m = v(C_0 - C) \Big|_{z=\xi(t)+\delta}; \\ q_\alpha &= \alpha(C_{out} - C) \Big|_{z=\xi(t)+\delta}, \end{aligned}$$

где  $q_d$  — поток массы от границы затвердевания, прошедший сквозь диффузионный приграничный слой;  $q_m$  — поток массы с исходной концентрацией  $C_0$ , поступающий в ядро жидккой зоны за счет продвижения фронта плавления;  $q_\alpha$  — поток испарения со свободной поверхности расплавленной зоны;  $S_1, S_2$  — площадь бокового и поперечного сечения расплавленной зоны;  $V$  — объем расплава.

На границе затвердевания выполняются следующие условия перераспределения массы:

$$\begin{cases} D \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=\xi(t)} = v(1-k)C \Big|_{z=\xi(t)}; \\ C_s \Big|_{z=\xi(t)} = kC \Big|_{z=\xi(t)}, \end{cases}$$

где  $k$  — коэффициент ликвации растворенного вещества.

Перенос массы от границы затвердевания к расплавленной зоне в приграничном диффузионном слое заданной протяженности  $\delta$  описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}, \quad \xi(t) < z < \xi(t) + \delta.$$

Исходя из того, что коэффициент диффузии в затвердевшем материале значительно меньше, чем в жидком, массоперенос в затвердевшей части образца не учитывается. В начальный момент времени образец по всей длине имеет однородный химический состав с заданной концентрацией  $C(z, 0) = C_0$ .

На основе приведенной математической модели было разработано программное обеспечение для моделирования кинетики массообменных процессов и прогнозирования формирования химической неоднородности по длине образца в зависимости от фи-

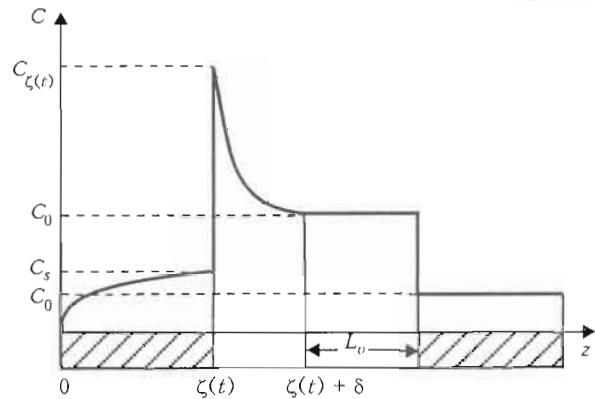


Рис. 1. Схема расчетной области

зических характеристик материала и технологических параметров ЭЛБЗП.

При расчетах были приняты следующие параметры модели: длина образца 10 см; высота расплавленной зоны 0,75; 1; 1,25 см; коэффициент диффузии компонента в расплаве  $5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ ; протяженность диффузионного приграничного слоя 0,1–0,4 см; коэффициент ликвации: бор — 0,8; кислород — 0,5; фосфор — 0,035. Численные результаты представлены в виде относительной концентрации  $C = \bar{C}/C_0$ , где  $\bar{C}$ ,  $C_0$  — соответственно истинная и исходная концентрация.

На рис. 2 показано содержание кислорода и фосфора в затвердевшем участке образца в зависимости от скорости переплава. Из графиков следует, что общее снижение массосодержания примеси и химическая однородность по длине затвердевшего участка находятся в обратной зависимости от скорости переплава. Чем ниже скорость плавки, тем меньше общее массосодержание примеси, но при этом повышается химическая неоднородность по длине образца.

Приведенные данные показывают, что скорость переплава может выбираться по двум критериям: нижний диапазон скоростей — для получения минимального общего массосодержания примеси; верхний диапазон скоростей — для повышения однородности химического состава в затвердевшем материале при допустимых ограничениях на изменение концентрации по длине образца с учетом того факта, что модель дает оценку протяженности максимально неоднородного участка, который может быть удален.

В качестве обобщающей оценки степени рафинирования образца воспользуемся следующим критерием:  $R = (1 - C_s/C_0) \cdot 100 \%$ . Используя  $R$ , результаты, приведенные на рис. 2, можно представить в виде графиков на рис. 3, из которого следует, что для улучшения показателя рафинирования для кислорода наиболее эффективно проводить перекристаллизацию при  $v \leq 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}/\text{с}$ , для фосфо-

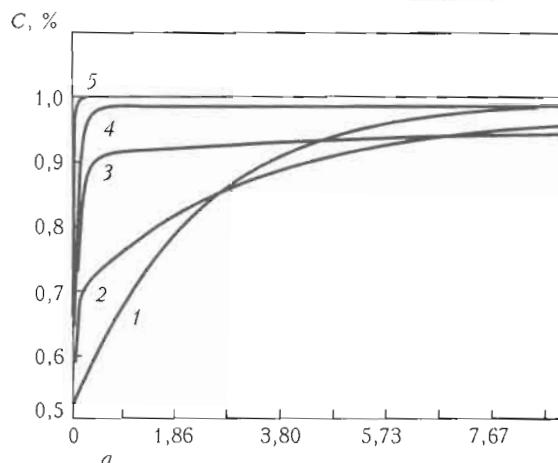


Рис. 2. Влияние скорости перекристаллизации на перераспределение ликванта:  $a$  — кислород;  $b$  — фосфор;  $v = 10^{-6}$  (1),  $10^{-4}$  (2),  $10^{-3}$  (3),  $10^{-2}$  (5) см/ $\text{с}$

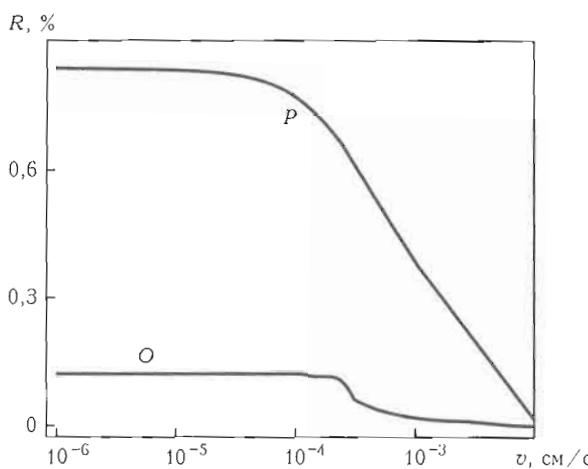
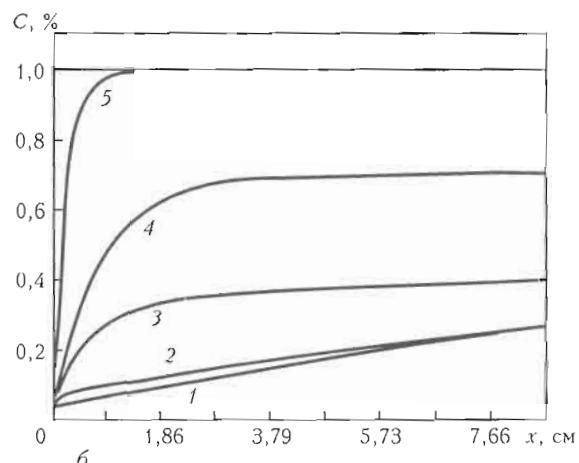


Рис. 3. Зависимость показателя рафинирования от скорости переплава

ра — при  $v \leq 0,75 \cdot 10^{-4}$  см/ $\text{с}$ , дальнейшее понижение скорости не приводит к существенному изменению этого показателя.

На рис. 4 показано влияние протяженности диффузационного слоя  $d$  и высоты расплавленной зоны

$L$  на показатель рафинирования для кислорода при двух значениях скорости переплава. Из приведенных данных следует, что при  $v \leq 10^{-4}$  см/ $\text{с}$  диффузионные процессы успевают пройти достаточно полно, протяженность диффузационного слоя не оказывает значительного влияния на рафинирование, но высота расплавленной зоны играет более значительную роль. При  $v \sim 10^{-3}$  см/ $\text{с}$  наблюдается обратная зависимость: изменение высоты расплавленной зоны почти не сказывается на рафинировании, а роль протяженности диффузационного слоя возрастает.

Представленные результаты (см. рис. 2) показывают, что очистка кремния за счет ликвации не позволяет снизить концентрацию кислорода ниже, чем на полпорядка ( $0,5C_0$ ) за один переплав при наличии значительной химической неоднородности по длине образца ( $(0,5-0,9)C_0$ ), в то время как данные экспериментальных исследований свидетельствуют о достаточно низкой химической неоднородности и снижении концентрации кислорода на два порядка.

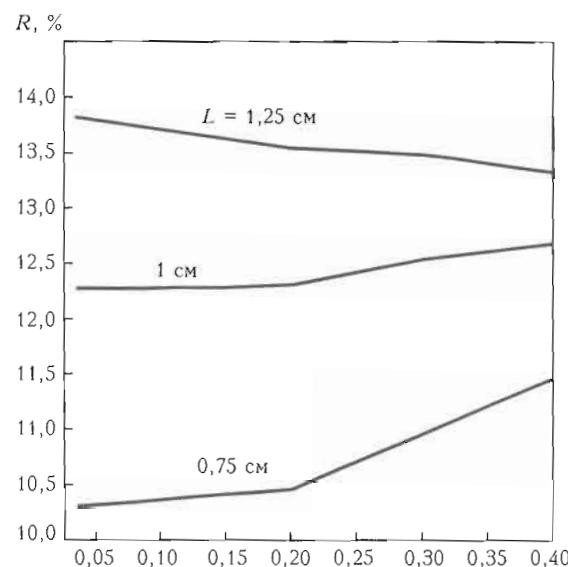
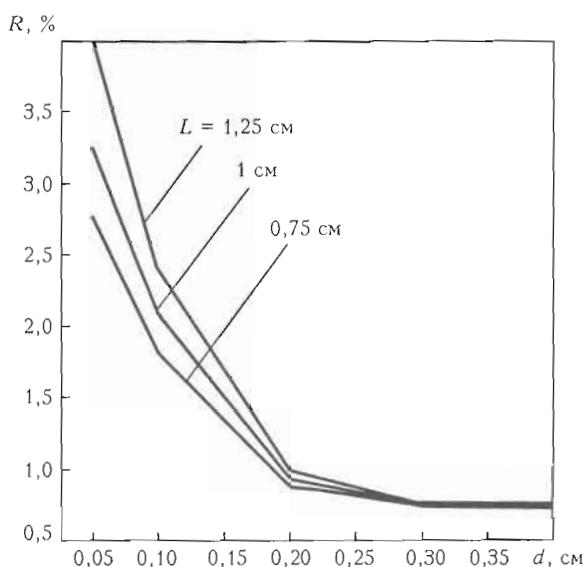


Рис. 4. Влияние параметров переплава на показатель рафинирования для кислорода при  $v = 10^{-4}$  (а) и  $10^{-3}$  (б) см/ $\text{с}$



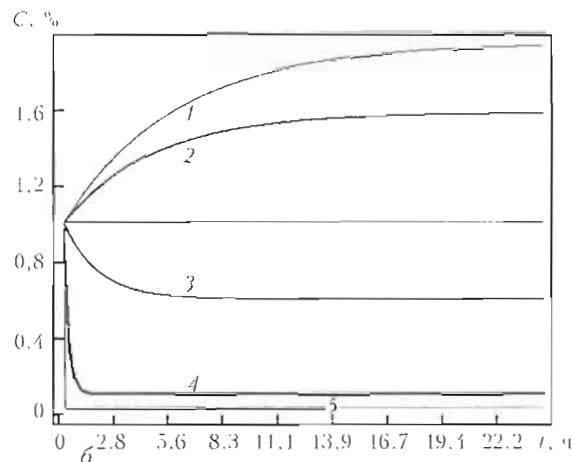
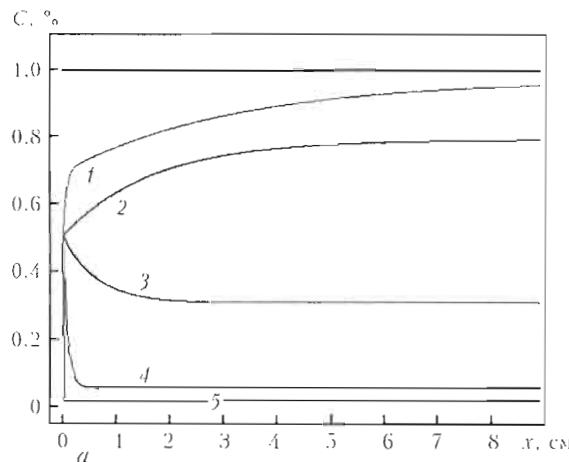


Рис. 5. Концентрационное состояние затвердевшего образца (а) и жидкой зоны (б) при различных коэффициентах поверхностного испарения кислорода в вакуум:  $\alpha = 0$  (1),  $10^{-4}$  (2),  $10^{-3}$  (3),  $10^{-2}$  (4),  $10^{-1}$  (5) ат/(см<sup>2</sup>·с)

В связи с этим была проведена оценка процесса испарения в вакуум, который может протекать с различной интенсивностью в зависимости от давления остаточных газов, перегрева свободной поверхности и других факторов. На рис. 5 приведены результаты серии расчетов, которые демонстрируют снижение концентрации ликвента в затвердевшем участке образца и расплавленной зоне в зависимости от изменения константы испарения  $\alpha$ .

Расчеты показывают, что снижению концентрации кислорода на два порядка соответствует  $\alpha = 0,1$  ат/(см<sup>2</sup>·с), фосфора на один порядок —  $\alpha = 0,4$  ат/(см<sup>2</sup>·с), при этом обеспечивается высокая однородность химического состава по длине затвердевшей части образца (см. рис. 5, а) за исключением начального участка незначительной протяженности.

Таким образом, приведенные результаты численных и натурных исследований показывают эффективность и перспективность метода ЭЛБЗП для рафинирования кремния, в частности, по кислороду и фосфору, который позволяет обеспечить получение высококачественных полупроводниковых материалов.

## Выводы

1. Методом вычислительного эксперимента проанализированы закономерности формирования химической неоднородности в монокристалле кремния при его перекристаллизации методом ЭЛБЗП.

2. Показано, что общее массосодержание и химическая однородность по длине образца зависят от скорости перекристаллизации и имеют обратную зависимость, при снижении скорости кристаллизации общее массосодержание ликвента снижается, а химическая неоднородность по длине образца возрастает.

3. Показано, что рафинирование рационально проводить при скорости перекристаллизации  $(1-5) \cdot 10^{-4}$  см/с, переплав со скоростью ниже  $10^{-5}$  см/с неэффективен.

4. Рафинирование при наличии свободной поверхности расплавленной зоны определяется процессами испарения в вакуум, при этом обеспечивается однородность химического состава по длине образца, снижение концентрации фосфора на порядок и кислорода на два порядка.

5. Расчетно-экспериментальным методом определены константы испарения для фосфора 0,4 ат/(см<sup>2</sup>·с) и кислорода 0,1 ат/(см<sup>2</sup>·с) в технологический вакуум  $10^{-5}$  мм рт. ст.

# РАСЧЕТ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ПРИ МНОГОПРОХОДНОЙ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМОЙ ДУГОВОЙ СВАРКЕ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ В УЗКИЙ ЗАЗОР

*Ахонин С.В., Белоус В.Ю., Мужиченко А.Ф.*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Разработанная математическая модель процесса стыковой сварки в узкий зазор позволяет учесть влияние основных параметров сварки магнитоуправляемой дугой и получить зависимость сварочных деформаций от способа сварки и толщины свариваемого металла.

Применение управляющего магнитного поля при сварке титана расширяет технологические возможности традиционной аргонодуговой сварки. Разработанная технология сварки за счет наложения внешнего поперечного магнитного поля, созданного электромагнитом, позволяет перераспределять тепловую энергию дуги при сварке поверхностной дугой и дозировать вложение тепловой энергии дуги в нижнюю стенку разделки, вертикальные боковые кромки и жидкую ванну при сварке в узкий зазор.

Дуговая сварка вольфрамовым электродом в среде инертных газов — аргона и гелия — остается наиболее распространенным, относительно простым и универсальным способом изготовления конструкций из титановых сплавов. Дуговая сварка в узкий зазор с управляющим магнитным полем [1] перспективна в соединении деталей значительной (до 100 мм) толщины.

Свариваемое соединение при выполнении многослойных швов подвергается сварочным деформациям, многослойная сварка в разделку сопровождается значительными угловыми деформациями по мере заполнения разделки. Сварка в узкий зазор вольфрамовым электродом с магнитоуправляемой дугой производится с одной стороны. Поэтому угловые деформации соединения приводят к постепенному уменьшению ширины зазора между свариваемыми кромками и может наступить момент, когда либо не удается опустить в разделку электрод и магнитопровод с направляющей для подачи присадочной проволоки, либо заклинивает магнитопровод в зазоре. Во избежание этого необходимо со-

бирать под сварку детали с предварительно заданным углом раз渲ала кромок или выполнять разделку со скосом кромок. В любом случае необходимо заранее задавать угол раз渲ала кромок, причем для каждой толщины соединяемых элементов он индивидуален.

На форму провара основного металла, форму ЗТВ и величину сварочных деформаций влияют как параметры процесса сварки — ток сварки, количество наплавляемого металла, частота перемещения источника нагрева между кромками, так и условия закрепления сварного соединения [2]. В связи с большим количеством параметров сварочного процесса при сварке магнитоуправляемой дугой экспериментальное изучение закономерностей формирования сварного соединения и возникающих сварочных деформаций очень трудоемко и дорогостояще, особенно при сварке высокопрочных титановых сплавов. Поэтому авторами было проведено исследование процесса сварки с управляющим магнитным полем путем математического моделирования сварки плит из титанового сплава ВТ6 в узкий зазор с перемещающимся источником нагрева [3].

Для расчетного определения влияния параметров магнитного поля и режима сварки на формирование сварного шва была построена трехмерная математическая модель тепловых и термодеформационных процессов, протекающих в титане при многослойной сварке магнитоуправляемой дугой. Моделирование позволило изучить влияние таких параметров сварочного процесса, как величина погонной энергии, скорость перемещения источника, форма и размеры ЗТВ, условия закрепления свариваемых кромок, время остывания между выполнением проходов и некоторых других, а также опре-

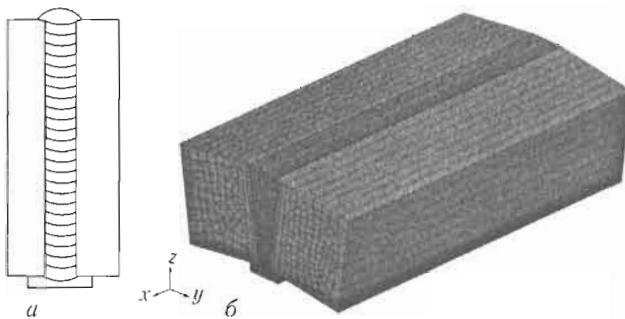


Рис. 1. Схема заполнения разделки (а) и конечноэлементная модель, использованная в расчетах (б)

делить величину остаточных напряжений и деформаций, возникающих при многопроходной (22 прохода) сварке стыков толщиной до 110 мм.

Для расчета тепловых условий, сопровождающих процесс оплавления стенок разделки и поверхности металла, была использована математическая модель, основу которой составляет дифференциальное уравнение теплопроводности в трехмерной декартовой системе координат. Для расчета термодеформационных процессов использовали уравнения равновесия.

Источник совершает перемещения по периметру разделки под воздействием внешнего управляемого магнитного поля, закон изменения магнитной индукции в зоне дуги задается величиной тока намагничивания, протекающего через электромагнит.

Схема заполнения разделки представлена на рис. 1, а. Сварка осуществляется с применением остающейся подкладки, которая приваривается с обратной стороны соединяемых элементов. Для заполнения разделки при толщине 110 мм требуется 22 прохода, за один проход наплавляется валик высотой 5 мм по всей ширине разделки. Сварка выполняется вольфрамовым электродом, расположенным в центре разделки. Присадочная проволока подается перпендикулярно электроду в головную

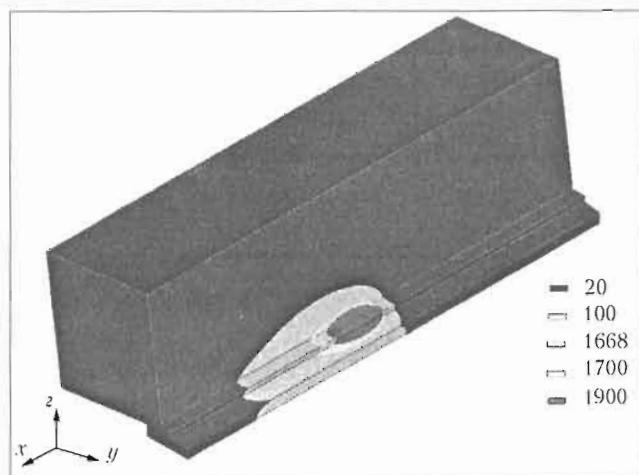


Рис. 2. Температурное поле во время выполнения первого прохода

часть сварочной ванны, магнитное поле создает электромагнит с сердечником [3]. Ток сварки составляет 400 А, скорость сварки 8 м/ч.

Конечноэлементная трехмерная модель тепловых и деформационных процессов сварки плиты из титанового сплава в прямоугольную разделку с перемещающимся источником нагрева представлена на рис. 1, б. Края модели находятся в свободном положении, одна из свариваемых пластин закреплена за длинный торец, другая приварена к ней через подложку. Многопроходная сварка требует нескольких рестартов. Во время первого прохода активируются элементы, соответствующие этому проходу, в процессе выполнения последующих проходов активируются элементы следующих швов.

На рис. 2 представлено тепловое поле, создаваемое в течение первого прохода, на котором видна левая пластина (правая не показана), подложка и первый шов. Одним из важных показателей в этом случае является хороший прогрев стенок.

Рис. 3 и 4 иллюстрируют поперечные перемещения двух пластин после выполнения соответственно первого и третьего прохода.

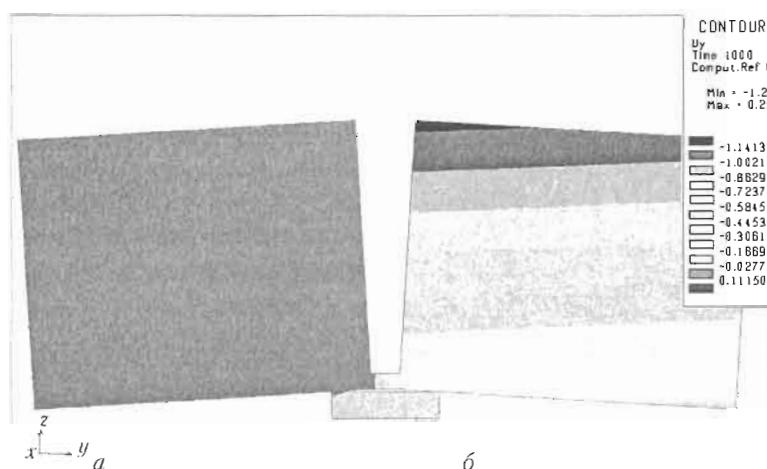


Рис. 3. Поперечные перемещения  $U_y$  двух свариваемых пластин после первого прохода

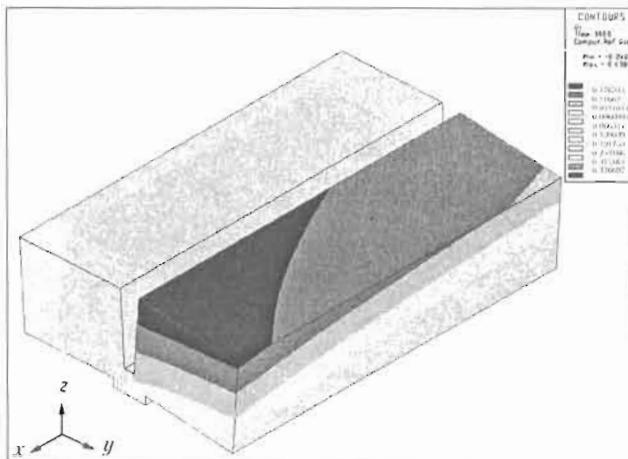


Рис. 4. Поперечные перемещения  $U_y$  двух свариваемых пластин после третьего прохода

Для проверки полученных расчетных данных было выполнено экспериментальное измерение угловых деформаций сварного соединения. Зависимость угловой деформации от номера прохода представлена на рис. 5.

Наибольшая величина угловых деформаций отмечена при наплавке первого слоя на остающейся подкладке. Это объясняется тем, что соотношение глубины проплавления и толщины подкладки в этом случае максимальное и находится в пределах 0,7–0,8. При выполнении последующих слоев приращение угловых деформаций после каждого прохода уменьшается. Меньшая величина угловых деформаций по сравнению с расчетными данными при экспериментальной сварке после выполнения первого прохода объясняется влиянием закрепления свариваемого образца в сборочном приспособлении при реальном процессе сварки. При выполнении последующих проходов это влияние на деформацию сварного соединения незначительно в связи с низкой жесткостью сборочного приспособления. Экспериментальные исследования показали, что при сборке и сварке деталей из титановых сплавов на формирующей водоохлаждаемой подкладке угловые деформации после первого прохода незначительны. Показательно, что значительная часть (до 40 %) угловых деформаций соединения при сварке в узкий зазор создается при выполнении первых четырех проходов — при наплавке нижних 20 мм шва.

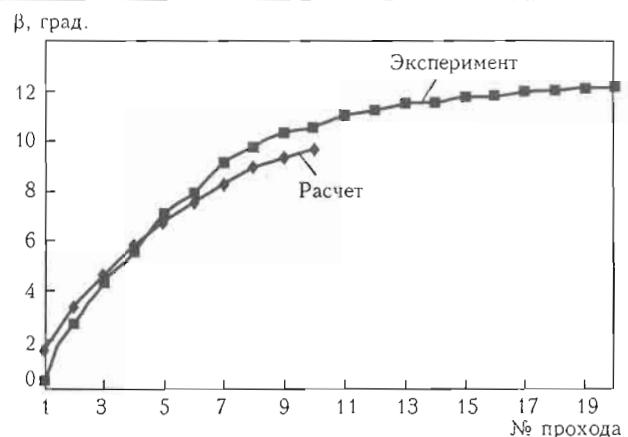


Рис. 5. Зависимость угловой деформации  $\beta$  стыкового соединения от номера прохода при сварке в узкую разделку

Полученные результаты позволили определить величину поперечных и угловых сварочных деформаций, а также необходимый угол раз渲а кромок, который был получен исходя из того, что за один проход наплавляется валик высотой 5 мм. На основании полученных результатов предложены меры по уменьшению деформации соединений титановых сплавов при сварке в узкий зазор магнитоуправляемой дугой.

### Выводы

1. Разработана математическая модель процесса сварки в узкий зазор стыкового соединения узлов из титана и сплавов на его основе, позволяющая учесть влияние основных параметров сварки магнитоуправляемой дугой на форму проплавления, форму ЗТВ и величину сварочных деформаций.

2. Методом математического моделирования установлена зависимость величины сварочных деформаций соединений титановых сплавов от способа сборки и толщин свариваемого металла.

1. Paton B.E., Zamkov V.N., Prilutsky V.P. Narrow-groove welding proves its worth on thick titanium // Welding J. — 1996. — № 4. — P. 37–41.
2. Белоус В.Ю., Ахонин С.В. Влияние параметров управляемого магнитного поля на формирование сварных швов при аргонодуговой сварке титановых сплавов в узкий зазор // Автомат. сварка. — 2007. — № 4. — С. 3–6.
3. Akhonin S.V., Belous V.Yu., Muzhychenko A.F. Calculation of sizes of the weld and HAZ in welding of titanium with a scanning concentrated heat source // Proc. of 4th Int. Conf. on Laser Technologies in Welding and Materials Processing. — Kiev: PWI, 2009. — P. 11–13.

# РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРТНОЙ СИСТЕМЫ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ОБОРУДОВАНИЯ СВАРОЧНОГО ПРОИЗВОДСТВА

**Батранин А.В., Кректулева Р.А., Советченко Б.Ф.**

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Для проведения сравнительной оценки применимости сварочного оборудования для выполнения изделия с определенными эксплуатационными характеристиками авторами разработан виртуальный технологический модуль, позволяющий провести аттестацию оборудования путем замены натурных экспериментов компьютерными.

В настоящее время существует большое количество видов сварочного оборудования, на котором реализуются технологии более чем по 50-ти различным направлениям сварочного производства. Как известно, цель каждой из технологий заключается или в соединении, или в разъединении материалов различной природы. Поскольку физико-механические и химические свойства материалов варьируются в самых широких пределах, то этим соответственно и определяется большое количество технологий сварочного производства, которые классифицируются в зависимости от свойств обрабатываемых материалов. Тем не менее, значительная часть технологий основана на тепловом воздействии на материал, что создает условия для создания экспертной системы (ЭС) и проведения с ее помощью сравнительной оценки применимости того или иного сварочного оборудования для получения конечного изделия с определенным набором эксплуатационных характеристик.

Под ЭС в данном случае понимается программный продукт, который обладает некоторым специфическим набором качеств, среди которых необходимо выделить следующие:

- структурированные знания о теплофизических свойствах материалов (в базе данных содержится информация о 31-м материале);
- структурированные знания об источниках воздействия на материал (содержится 10 видов);
- специальный механизм ввода дополнительной информации об изучаемом объекте (геометрия свариваемых частей, геометрия разделки кромок, используемый защитный газ и т. д.);
- компьютерная модель реального технологического процесса.

При этом ЭС организована таким образом, что первые «качества» в ней легко могут быть изменены пользователем, например, дополнены и уточнены, а последние два «качества» могут быть изменены только разработчиком ЭС. На рис. 1 представлена поэтапная схема создания ЭС, которая соответствует базовым представлениям, изложенным в работах [1, 2].

На первом этапе был проведен информационный мониторинг ситуации в целом. Были достаточно полно проанализированы данные о математическом моделировании технологий сварочного производства, методах решения математических постановок задач и качестве получаемых решений. Оценка качества решений проводилась по критерию их полезности с точки зрения предсказательной силы численной модели. Были выделены три уровня: первый — модель дает качественное и количественное совпадение с экспериментальными данными; второй — модель дает качественное совпадение;

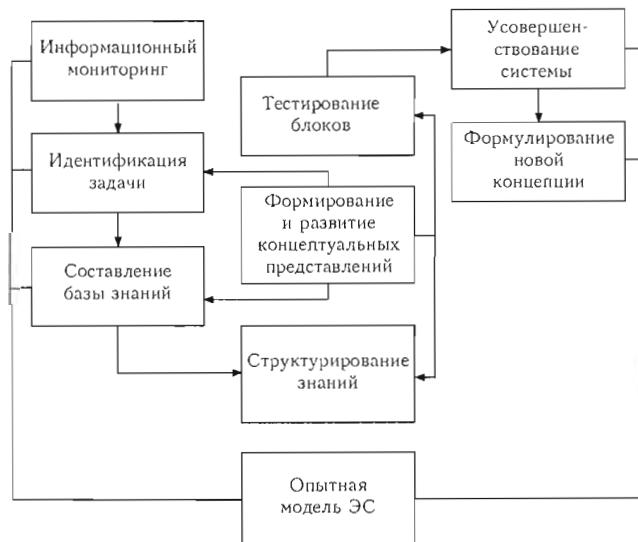


Рис. 1. Этапы разработки ЭС



Рис. 2. Архитектура программного обеспечения

третий – модель иллюстрирует какое-то высказывание автора.

Надо отметить, что теория сварочных процессов включает очень большое количество всевозможных математических представлений о моделируемых объектах. Это связано прежде всего с тем, что именно в сварочных процессах, как ни в каких других, присутствуют все энергетические превращения, известные науке:

$$E = A_m + E_t + E_{em} + E_x + E_{p,i} + E_{c,i} + E_a, \quad (1)$$

где  $A_m$  – работа механических сил, вызывающая перемешивание и движение расплава в сварочной ванне;  $E_t$  – тепловая энергия;  $E_{em}$  – энергия электромагнитных сил;  $E_x$  – энергия химического взаимодействия;  $E_{p,i}$  – энергия радиационного излучения;  $E_{c,i}$  – энергия светового излучения;  $E_a$  – энергия внутриядерного взаимодействия (сильного и слабого).

Кроме того, в сварочных процессах присутствуют, как правило, все агрегатные состояния вещества: твердое, жидкое, газообразное и плазменное.

При таком многообразии физических явлений ситуацию спасает крайне неравномерное процент-

ное распределение энергетических компонентов в соотношении (1). Так, например, при высокоскоростных и детонационных процессах сварки превалирует доля механической работы, она составляет примерно 90 %. Для сварки плавлением основная часть (около 95 %) энергии расходуется на тепло. Этот факт как раз и служит отправным моментом для разработки ЭС, характеризующей возможности оборудования при сварке плавлением. Таким образом, на этапе информационного мониторинга была установлена принципиальная возможность создания ЭС.

На следующем этапе, представляющем идентификацию задачи, было создано программное обеспечение, которое позволяет решать задачу моделирования ряда технологических процессов (сварки, наплавки, кислородной резки) в трехмерном пространстве. Архитектура программного обеспечения представлена на рис. 2 [3]. Его центральным блоком является блок решения трехмерной динамической задачи теплопроводности с учетом нелинейности теплофизических свойств материалов и учетом всех известных фазовых переходов как при нагреве, так и при охлаждении.

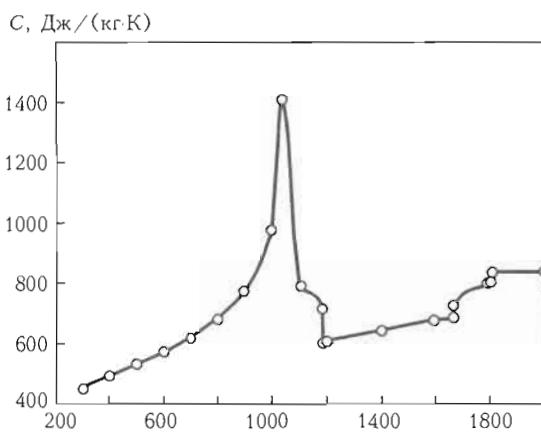
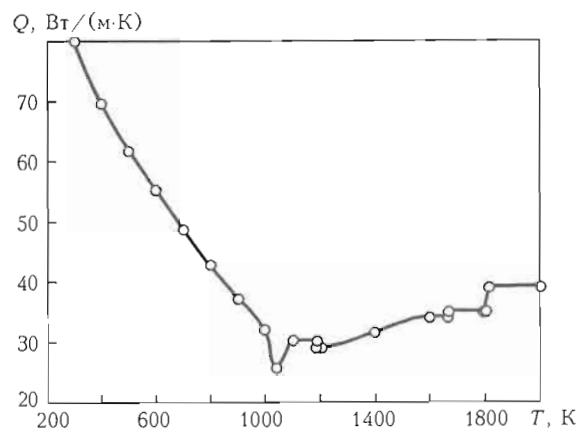
Этап формирования базы знаний заключается в сборе и обработке экспериментальной информации о свойствах материалов, дуги, электронного луча, кислородной струи. Сюда же входят уравнения состояния материалов, например, в следующем виде:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\epsilon_{kl}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{ij}$  – тензор напряжений;  $C_{ijkl}$  – тензор упругих постоянных;  $\epsilon_{kl}$  – тензор деформаций, а также уравнение химической кинетики в виде

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{1}{F} \frac{\partial G}{\partial R}, \quad (3)$$

где  $m$  – масса окислившегося вещества;  $t$  – время;  $F$  – постоянная Фарадея;  $G$  – электрохимический

Рис. 3. Теплоемкость  $C$  и теплопроводность  $Q$  железа в диапазоне температур 300–2000 К

потенциал;  $R$  — полное сопротивление оксидной пленки.

В базу знаний входят другие полезные уравнения, физические константы, табличные данные, например, свойства железа (рис. 3).

На этапе формирования и развития концептуальных представлений прорабатывается стратегия решения задачи. Определяется, из каких более частных задач / подзадач она может состоять, какие взаимосвязи и отношения могут быть установлены между подзадачами. Надо отметить, что в интеллектуальных системах насчитывается более 200-х базовых отношений, таких как «причина—следствие», последовательность операций (например, при многопроходной сварке), другие пространственно-временные отношения. Все они должны быть определенным образом formalизованы в программном обеспечении.

Очень важный этап — тестирование блоков и системы в целом. Несмотря на то, что в научной литературе ежегодно публикуется огромное количество экспериментальных работ, их чаще всего невозможно использовать в качестве тестового материала из-за неполноты представленных исходных данных. Как уже отмечалось выше, сварочные технологии сопровождаются большим количеством феноменологических явлений и, соответственно, большим количеством входных параметров (геометрических, энергетических и т. д.), которые в той или иной степени влияют на конечный результат. Игнорирование какого-то события или параметра, несущественного по мнению автора в описании эксперимента, не позволяет использовать такой эксперимент для тестирования адекватности теоретических моделей или вынуждает недостающие экспериментальные данные заменять модельными представлениями, что приводит к усложнению базовых математических и теоретических моделей. С развитием интеллектуальных систем появилась возможность

использовать интеллектуальные системы более низкого уровня для получения недостающей информации при создании систем более высокого уровня [2]. Этот подход реализован в данной работе. Два программных комплекса «Meza» [4] и «Виртуальное рабочее место» [5] объединены в один комплекс. Они могут работать самостоятельно как вычислительные системы и совместно как ЭС, позволяющая оценивать перспективность той или иной технологии или того или иного оборудования, возможность их внедрения в производство до их приобретения.

В заключение отметим, что в настоящее время ЭС широко внедряются в различные сферы человеческой деятельности, например, медицину, экологию, пищевую промышленность. В сварочном производстве также есть отдельные звенья, где труд человека-эксперта может быть заменен интеллектуальной системой. В данной работе построен алгоритм создания такой ЭС, которая может анализировать возможности сварочного оборудования в реальном производственном цикле.

1. Сотник С.Л. Курс лекций по предмету «Основы проектирования систем с искусственным интеллектом». — Режим доступа: <http://www.codenet.ru/progr/alg/ai/htm/>
2. Рыжов А.П. Информационный мониторинг сложных процессов: технологические и математические основы // Интеллектуальные системы. — 2008. — Т. 11, вып. 1–4. — С. 101–136.
3. Батранин А.В., Кректулева Р.А., Черепанов Р.О. Разработка средств компьютерного проектирования обработки материалов концентрированными потоками энергии // Математическое моделирование и краевые задачи: Тр. 7-й Всероссийской научн. конф. с междунар. участием. — Ч. 4. Информационные технологии в математическом моделировании. — Самара: СамГТУ, 2010. — С. 25–27.
4. Кректулева Р.А., Батранин А.В., Бежин О.Н. Применение программного обеспечения «Meza» для оценки дефектности сварных соединений на стадии проектирования // Сварка и диагностика. — 2009. — № 2. — С. 36–42.
5. Кректулева Р.А., Батранин А.В. Разработка виртуального рабочего места для подготовки инженеров-сварщиков // Современные проблемы машиностроения: Тр. 4-ой Междунар. научно-техн. конф. (Томск, ТПУ, 26–28 ноября 2008). — Томск: ТПУ, 2008. — С. 319–323.

# ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЛАЗЕРНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА

*Бушма А.И., Сидорец В.Н.*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Получены аппроксимации квазистатических вольтамперных характеристик комбинированного лазерно-дугового разряда, которые являются результатом натурного и численного экспериментов. Проанализирован один из возможных механизмов взаимодействия лазерного пучка и плазмы дуги, приводящий к падению напряжения на дуге.

В последние годы во всем мире проявляется огромный интерес к комбинированным лазерно-дуговым процессам, в частности, сварке и обработке материалов. Эти процессы обеспечивают значительное повышение качества изделий и производительности, а также получение новых типов продукции, которые невозможно изготовить с помощью лазера и электрической дуги в отдельности.

В настоящее время для осуществления лазерно-дугового процесса применяется обычное сварочное оборудование, в частности, дуговые источники питания, что не всегда оправдано. Практический опыт свидетельствует о необходимости разработки специализированных источников питания лазерно-дугового разряда. Решение этой задачи включает в себя анализ электрических цепей с сосредоточенными параметрами, в состав которых входит лазерно-дуговой разряд.

Настоящее исследование посвящено разработке модели лазерно-дугового разряда как элемента электрической цепи.

**Экспериментальные исследования вольтамперных характеристик комбинированного разряда.** В

работах [1–3] основное внимание уделено влиянию лазерного пучка (**Л**) на электрическую дугу, горящую на неплавящемся электроде (**ДНЭ**) в инертном газе. Так, в [1] представлены результаты экспериментальных исследований характеристик дуги постоянного тока прямой полярности при **Л + ДНЭ** сварке в аргоне образцов из коррозионностойкой стали 08Х18Н10Т. Эксперименты проводили с применением CO<sub>2</sub>-лазера непрерывного действия мощностью 1 кВт и установки для аргонодуговой сварки вольфрамовым электродом, при этом сварочную горелку располагали перед лучом под углом 45° к поверхности изделия. По осцилограммам тока и напряжения на дуговом промежутке строили зависимости напряжения на дуге от мощности лазерного излучения при различных значениях сварочного тока, а также ее вольтамперные характеристики при дуговой и комбинированной сварке. Эксперименты показали, что во всем исследованном диапазоне токов напряжение на дуге при лазерно-дуговой сварке ниже, чем при дуговой (рис. 1), причем эта разница становится наиболее существенной, если мощность лазерного пучка превышает 500 Вт.

В дальнейшем авторы работы [1] расширили свои исследования, касающиеся влияния лазерного излучения на электрические параметры сварочной дуги, применив образцы из различных материалов [3]. Зависимости, подобные показанным на рис. 1, были построены для титана, меди, алюминия, графита. Полученные результаты свидетельствуют о том, что для всех исследованных материалов напряжение на дуге при **Л + ДНЭ** сварке ниже, чем при дуговой сварке. Повышение напряжения под воздействием лазерного излучения наблюдалось лишь для дуги, горящей на графитовый анод. Авторы объясняют этот факт увеличением действительной длины дуги в результате образования на поверхности графита узкой канавки глубиной 2–3 мм.

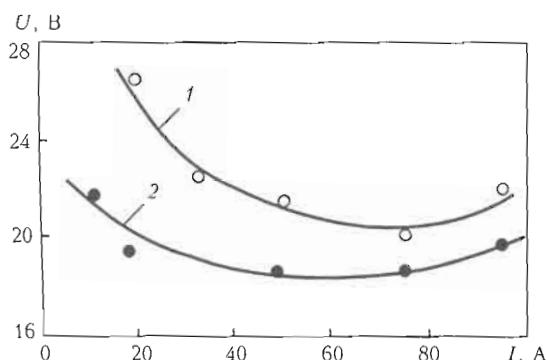


Рис. 1. Экспериментальные вольтамперные характеристики комбинированного разряда: 1 – аргонодуговая сварка; 2 – **Л + ДНЭ** сварка при мощности лазерного излучения 900 Вт

**Теоретические исследования вольтамперных характеристик комбинированного разряда.** При реализации многих процессов лазерно-дуговой обработки материалов лазерный пучок проходит определенное расстояние в плазме столба дуги. При этом взаимодействие лазерного излучения с плазмой дугового разряда может приводить к значительному изменению полного энергетического баланса разряда, а также к перераспределению локальных характеристик дуговой плазмы, связанному с локальным характером ее нагрева сфокусированным лазерным пучком. Кроме того, в результате поглощения и рефракции лазерного излучения в плазме может наблюдаться значительное перераспределение интенсивности излучения в самом лазерном пучке. В том случае, когда мощность, вносимая в плазму дуги лазерным излучением, соизмерима с ее электрической мощностью, реализуется новый тип разряда — комбинированный лазерно-дуговой разряд [4], свойства которого отличаются от свойств как обычной дуги, так и оптического разряда, поддерживаемого лазерным излучением.

Рассматривался дуговой разряд постоянного тока, находящийся под воздействием сфокусированного излучения лазера непрерывного действия, при следующих условиях. Дуга горит с тугоплавкого катода в аксиальном потоке плазмообразующего газа и на начальном участке разряда стабилизируется стенкой цилиндрического плазмоформирующего канала сопла плазмотрона, вдоль оси которого распространяется сфокусированный лазерный пучок (рис. 2). Открытый участок разряда (вне плазмоформирующего канала) обдувается коаксиальным потоком защитного газа, давление во внешней среде — атмосферное. Такие условия реализуются, например, в устройствах для лазерно-плазменной сварки и обработки материалов [5–7].

При построении математической модели рассматриваемого разряда предполагалось, что кольцевой тугоплавкий катод (или система штыревых термокатодов, расположенных по окружности) имеет соосный с плазмоформирующим каналом внутренний тонкостенный цилиндрический насадок радиусом  $R_1$  (см. рис. 2), образующий вместе со стенкой канала кольцевое электродное сопло, через которое подается часть плазмообразующего газа и протекает весь ток дуги  $I$ . Выходное сечение насадка принималось за начало расчетного участка разряда ( $z = 0$ ) и полагалось, что оно находится на достаточном удалении от рабочего торца катода. Это позволяет на первом этапе исключить из рассмотрения прикатодные процессы, считать кольцевой поток дуговой плазмы на срезе катодного насадка осесимметричным и одномерным в направлении оси  $OZ$  и, тем самым, корректно задать входные граничные условия. Предполагалось также, что остальной плазмообразующий газ подается через внутреннюю полость насадка и поступает в канал холодным, причем его расход  $G_1$  может варьиро-

ваться независимо от расхода  $G_2$  плазмообразующего газа, подаваемого через электродное сопло. Наконец, допускалось, что анод дуги расположен достаточно далеко от выходного сечения канала плазмотрона и находится за пределами расчетной области. Это предположение позволяет при расчете характеристик плазмы исследуемого разряда не учитывать прианодные дуговые процессы.

Зависимость

$$\gamma_L = \frac{U_L I}{U_L I + Q_L} \quad (1)$$

от мощности лазерного луча для участка разряда длиной 20 мм при различных токах дуги представлена на рис. 3 (здесь  $U_L$  — падение напряжения на участке разряда длиной  $L$ ;  $Q_L$  — поглощенная на этом же участке мощность лазерного излучения). Зависимость падения напряжения  $U_L$  на рассматриваемом участке от тока дуги при различных  $Q^0$  иллюстрирует рис. 4.

Как следует из приведенных на рис. 3 расчетных данных, повышение мощности исходного пучка приводит к возрастанию его роли в полном энергетическом балансе начального участка разряда. Это связано с увеличением поглощенной плазмой мощности лазерного излучения  $Q_L$  и одновременным

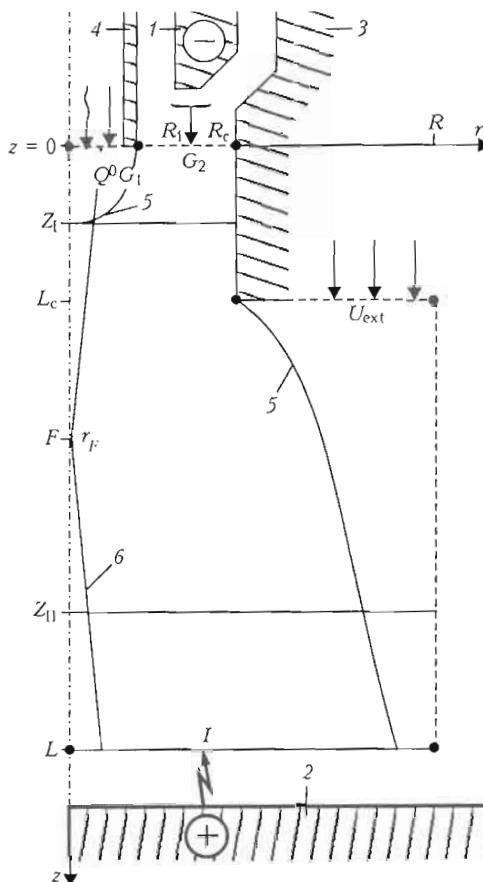


Рис. 2. Схема плазмотрона для создания комбинированного лазерно-дугового разряда [4]: 1 — тугоплавкий катод (или система катодов); 2 — анод дуги; 3 — сопло плазмотрона; 4 — катодный насадок; 5 — граница плазмы; 6 — граница лазерного пучка

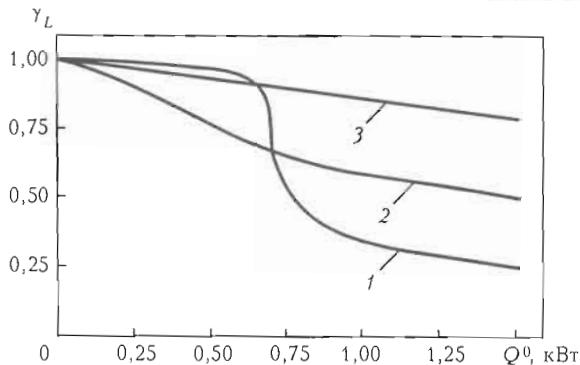


Рис. 3. Зависимость относительной мощности дуговой составляющей разряда  $Q^0$  от его общей мощности  $\gamma_L$ :  $L = 20$  мм;  $G_2 = 0,1$  г/с;  $G_1 = 0,01$  г/с;  $r_F = 0,2$  мм;  $F = 10$  мм;  $I = 10$  (1), 50 (2) и 150 (3) А

уменьшением электрической мощности  $U_L I$  за счет более значительного снижения напряжения на этом же участке с ростом  $Q^0$  (см. рис. 4). При  $I = 10$  А на фоне плавного уменьшения  $\gamma_L$  с увеличением мощности лазерного пучка наблюдается ее резкое снижение до  $\gamma_L < 0,5$  при  $Q^0 \approx 0,7$  кВт (см. кривую 1 на рис. 3). Это означает, что повышение  $Q^0$  при малых токах дуги приводит к почти скачкообразному переходу от в основном дугового способа поддержания плазмы ( $\gamma_L > 0,5$ ) на рассматриваемом участке разряда к преимущественно оптическому ( $\gamma_L < 0,5$ ). При больших токах (см. кривые 2 и 3 на рис. 3) отмеченные изменения в полном энергетическом балансе плазмы в зависимости от  $Q^0$  происходят более плавно, а снижение под действием лазерного излучения напряжения на разряде становится менее заметным (см. рис. 4). Следует отметить, что приведенные на рис. 4 расчетные вольтамперные характеристики столба аргоновой дуги, находящейся под воздействием излучения CO<sub>2</sub>-лазера, и характер их изменения с ростом мощности лазерного пучка хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными авторами работы [1] при Л + ДНЭ сварке в атмосфере аргона (см. рис. 1). Таким образом, основным механизмом снижения напряжения на дуге в аргоне при комбинированной сварке с применением CO<sub>2</sub>-лазера является уменьшение напряженности поля в столбе за счет дополнительного нагрева дуговой плазмы лазерным излучением, а не анодного падения потен-

циала за счет испарения материала анода, как утверждается в работе [1].

В целом результаты численного моделирования воздействия сфокусированного излучения CO<sub>2</sub>-лазера на плазму столба дуги, горячей в аргоне в достаточно длинном цилиндрическом канале, позволяют сделать вывод, что указанное воздействие при  $I > 10$  А ( $R_c = 2,5$  мм) и  $Q^0 > 0,7$  кВт ( $r_F = 0,2$  мм) приводит к возникновению комбинированного лазерно-дугового разряда, распределенные и интегральные характеристики которого существенно отличаются от соответствующих характеристик обычной электрической дуги в канале.

**Аппроксимация вольтамперных характеристик комбинированного разряда.** Как видно из изложенного выше, предлагаемая модель адекватно описывает свойства лазерно-дугового разряда. Однако она оказалась неприменимой для описания лазерно-дугового разряда как элемента электрической цепи. Объясняется это, в первую очередь, громоздкостью как на стадии подготовки, так и на стадии реализации. На стадии подготовки необходимо задавать много исходных данных, не свойственных для класса электротехнических задач. В результате почти часового расчета получается статическая вольтамперная характеристика, которую невозможно использовать для исследования динамики электрических цепей и, в частности, изучения проблем устойчивости.

В Институте электросварки им. Е.О. Патона разработана обобщенная модель динамической дуги [8], которая описывает динамику дуги как элемента электрической цепи с использованием статической вольтамперной характеристики в качестве исходных данных. Она хорошо зарекомендовала себя при анализе электрических цепей, в состав которых входит дуга. При построении этой модели предполагалось, что статическая вольтамперная характеристика дуги определяется предварительно либо экспериментально, либо в результате численного расчета. Именно эти два случая рассмотрены выше.

Итак, для применения обобщенной модели динамической дуги необходимо аппроксимировать имеющиеся статические вольтамперные характеристики. Продемонстрируем эту процедуру на примере характеристик, представленных на рис. 1 и 4.

Особенностью аппроксимации является наличие особенности функции, которая описывает статическую вольтамперную характеристику, поэтому было решено проводить аппроксимацию части ряда Лорана

$$U(i) = \sum_{k=1}^{n_k} a_k i^k, \quad (2)$$

где  $a_k$  — коэффициенты аппроксимации.

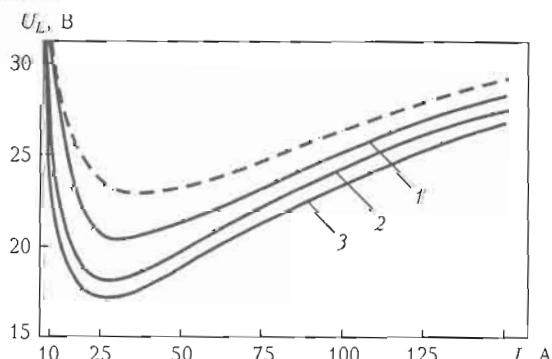


Рис. 4. Теоретические вольтамперные характеристики комбинированного разряда:  $Q^0 = 0,5$  (1), 1,0 (2) и 1,5 (3) кВт; штриховая соответствует электрической дуге в канале при  $Q^0 = 0$

Максимальная погрешность аппроксимации с коэффициентами, приведенными в таблице, не превышает 2 %:

| № кривой                      | Коэффициенты аппроксимации |       |        |                       |
|-------------------------------|----------------------------|-------|--------|-----------------------|
|                               | $a_{-1}$                   | $a_0$ | $a_1$  | $a_2$                 |
| Эксперимент (см. рис. 1)      |                            |       |        |                       |
| 1                             | 68,13                      | 25,18 | -0,176 | $1,35 \cdot 10^{-3}$  |
| 2                             | 7,76                       | 21,88 | -0,125 | $1,06 \cdot 10^{-3}$  |
| Численный расчет (см. рис. 4) |                            |       |        |                       |
| Штриховая                     | 151,14                     | 14,35 | 0,129  | $-2,44 \cdot 10^{-4}$ |
| 1                             | 192,32                     | 8,61  | 0,198  | $-5,14 \cdot 10^{-4}$ |
| 2                             | 157,86                     | 6,75  | 0,224  | $-6,31 \cdot 10^{-4}$ |
| 3                             | 132,88                     | 7,15  | 0,204  | $-5,39 \cdot 10^{-4}$ |

Сравнительный анализ показал, что увеличение количества членов ряда как с положительными, так и с отрицательными степенями не оказывает значительного влияния на погрешность аппроксимации.

**Зависимость характеристик комбинированного разряда от мощности излучения лазера.** Представляет интерес выяснение закономерностей зависимости характеристик комбинированного разряда от мощности лазерного излучения.

Это становится возможным благодаря применению в качестве модели обобщенной динамической модели дуги, т. к. она построена на законе сохранения энергии [9]. В некоторых случаях можно записать явное выражение для какой-либо части этого закона. В работе [10] было исследовано влияние скорости обдува дуги защитным газом, поскольку можно записать дополнительный член, который соответствует мощности, отводимой от дуги потоком газа.

Поступим аналогично и в нашем случае, выразив часть подводимой мощности от лазерного излучения дополнительным членом

$$\frac{dQ}{dt} = p - P_\theta + P_L. \quad (3)$$

Здесь  $Q$  — внутренняя энергия плазмы дуги;  $p$  — подводимая мощность, которая обеспечивается электрической цепью;  $P_\theta$  — отводимая мощность;  $P_L$  — подводимая мощность, которая обеспечивается лазерным излучением.

В первом приближении можно принять, что поглощаемая плазмой мощность  $P_L = \alpha Q^0$  пропорциональна мощности лазера  $Q^0$ , при этом коэффициент поглощения  $\alpha$  будем рассматривать неизменным.

Повторяя процедуру [10] получения зависимостей, получим параметрическую зависимость для функции квазистатических вольтамперных характеристик комбинированного лазерно-дугового разряда, которые учитывают мощность лазерного излучения:

$$U_L(i_\theta, P_L) = U(i_\theta) \sqrt{1 - \frac{P_L}{U(i_\theta)i_\theta}}; \quad (4)$$

$$I_L(i_\theta, P_L) = i_\theta \sqrt{1 - \frac{P_L}{U(i_\theta)i_\theta}}, \quad (5)$$

где  $U(i)$  — функция статической вольтамперной характеристики дугового разряда;  $i_\theta$  — ток состояния дуги [9], который в этих формулах играет роль параметра.

Полученные зависимости в общем правильно описывают тенденцию падения напряжения на комбинированном лазерно-дуговом разряде по сравнению с дуговым разрядом и с повышением мощности лазерного излучения, но получаемая при этом точность аппроксимации недостаточна. Очевидно, что необходимо учитывать другие механизмы взаимодействия лазерного излучения и плазмы дуги, например, зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от тока дуги.

## Заключение

1. Полученные аппроксимации квазистатических вольтамперных характеристик комбинированного лазерно-дугового разряда позволяют моделировать его как элемент электрической цепи с помощью обобщенной модели динамической дуги.

2. Учет механизма взаимодействия лазерного излучения с плазмой дуги, когда коэффициент поглощения постоянный, недостаточен, следовательно, необходимо учитывать и другие механизмы.

- Горный С.Г., Лопота В.А., Редозубов В.Д. и др. Характеристики дуги постоянного тока прямой полярности при одновременном нагреве металла лазерным пучком // Автомат. сварка. — 1987. — № 11. — С. 73–74.
- Башенко В.В., Горный С.Г., Лопота В.А. и др. Лазерно-дуговая сварка металлов. — Л.: Изд-во ЛДИТП, 1988.
- Горный С.Г., Лопота В.А., Редозубов В.Д. Исследование электрических характеристик дуги при лазерно-дуговой сварке // Сварочное пр-во. — 1989. — № 1. — С. 28–29.
- Gvozdetsky V.S., Krivtsun I.V., Chizhenko M.I. et al. Laser-arc discharge: Theory and applications // Welding and Surfacing Rev. — Vol. 3 — Harwood Academic Publ., 1995.
- Kanaoka M., Hoshinouchi S. Laser beam working apparatus: Pat. 60-234782 Japan, Int. Cl. B23K 26/00, 26/14. — Publ. 21.11.85.
- Dykhno I.S., Krivtsun I.V., Ignatchenko G.N. Combined laser and plasma arc welding torch: Pat. 5700989 USA, Int. Cl. B23K 26/00, 10/00. — Publ. 23.12.97.
- Сом А.И., Кривцун И.В. Лазер + плазма: поиск новых возможностей в наплавке // Автомат. сварка. — 2000. — № 12. — С. 36–41.
- Петегов И.В., Сидорец В.Н. Сравнительный анализ математических моделей динамической сварочной дуги // Там же. — 1989. — № 2. — С. 33–36.
- Петегов И.В., Сидорец В.Н. Энергетические параметры в математической модели динамической сварочной дуги // Там же. — 1988. — № 11. — С. 36–40.
- Петегов И.В., Сидорец В.Н. Квазистатические и динамические вольтамперные характеристики и постоянная времени обдуваемых и движущихся сварочных дуг // Там же. — 1991. — № 5. — С. 38–41.

# РАСЧЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА МЕТАЛЛА ВАННЫ ПРИ ДУГОВЫХ СПОСОБАХ СВАРКИ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

*Головко В.В.<sup>1</sup>, Тараборкин Л.А.<sup>1, 2</sup>*

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>НТУУ «Киевский политехнический институт», Киев, Украина

Разработанная модель позволяет численно оценить массовые доли легирующих элементов в жидкой ванне и металле шва при дуговой сварке под флюсом на основе сведений о химическом составе флюса, проволоки и свариваемой стали. Предложенный подход можно использовать для других способов сварки плавлением, например, покрытыми электродами и порошковой проволокой.

Выдающимся достижением металлургии XX века стало создание высокопрочных низколегированных (ВПНЛ) сталей. Оптимальное сочетание механических свойств и экономичности изготовления этих сталей обусловило бурное их развитие и широкое применение. Возможность достижения такого сочетания обеспечивается, в частности, за счет использования процессов рафинирования и экономного микролегирования.

Основные усилия металлургов были направлены на получение металла с более измельченной структурой, т. к. именно размер зерна является одним из самых существенных факторов, определяющих служебные свойства низколегированных сталей. Полученный опыт работ по изучению особенностей влияния неметаллических включений на условия формирования структуры низколегированных сталей и уровень их служебных свойств, который привел к созданию промышленных технологий производства современных конструкционных сталей, свидетельствует об актуальности исследований в этом направлении металла сварных швов, выполненных на низколегированных сталях повышенной и высокой прочности.

В связи с этим представляется важной и интересной задача создания на основе системного подхода комплексной математической модели образования и роста неметаллических включений. Одним из существенных вопросов в этом аспекте является моделирование формирования химического состава металла ванны при дуговых способах сварки.

© Головко В.В., Тараборкин Л.А., 2010

С целью управления механическими свойствами металла шва и доведения их до уровня регламентированных производством требований необходимо описать развитие процессов взаимодействия между шлаком и металлом. Сварка под флюсом является одним из самых сложных процессов для комплексного описания картины причинно-следственных связей в системе «состав–структура–свойства». В формировании металла шва принимают участие все известные в настоящее время агрегатные состояния материи: твердое вещество, жидкость, газовая фаза и плазма. Металлургические реакции в этих фазах и на межфазных границах протекают в диапазоне температур около 1000–10000 К. Длительность указанных реакций составляет от  $10^{-6}$  секунд до нескольких секунд. В процессе сварки содержание компонентов в отдельных фазах может изменяться на 2–3 порядка. Наличие высокоградиентных температурных и концентрационных полей, характерных для сварочных процессов, существенно сказывается на характере протекающих взаимодействий.

С целью упрощения поставленной задачи используется постадийный метод изучения особенностей металлургии сварки под флюсом. Для этого принято условное схематическое разделение процесса формирования металла шва на три зоны: зона реакций на стадии капель, зона реакций в области высоких температур и зона реакций в области низких температур.

В соответствии с описанной схемой были рассмотрены три основные модели:

- модель металлической фазы;

- модель шлаковой фазы;
- модель газовой фазы.

На сегодняшний день единственным широко доступным методом расчета активностей в металлической фазе, обеспеченным числовыми значениями параметров для большинства используемых в металлургии элементов, является метод (разложения) Вагнера, поэтому он и был выбран в качестве базового.

Однако метод Вагнера не включает термодинамических требований к уравнению состояния. С другой стороны, теория субрегулярных растворов (TCP), представляя достаточно простую модель, удовлетворяющую определенным термодинамическим требованиям, и имея значительные преимущества при описании многокомпонентных систем, не обеспечена численными значениями параметров.

Совместное использование TCP с расчетом коэффициентов по параметрам взаимодействия Вагнера в термодинамической модели распределения элементов между металлом, шлаком и газовой фазой обеспечивает более высокую корреляцию расчетных и экспериментальных данных во всей области составов.

Для расчета активностей в шлаковой фазе наилучшей представляется модель, в которой шлаки рассматриваются как раствор, компонентами которого являются элементы Периодической системы, что позволяет вычислять их активности независимо. Поэтому для построения модели системы металл–шлак был использован метод коллективизированных электронов (МКЭ) А.Г. Пономаренко, описанный в книге: Григорян В.А., Стомахин А.Я., Пономаренко А.Г. и др. Физико-химические расчеты электросталеплавильных процессов. — М.: Металлургия, 1989. — 288 с. Этот метод, полностью обеспеченный всеми необходимыми численными параметрами, позволяет рассчитывать активности компонентов шлаковой фазы, а также самым общим образом учитывать нестехиометричность всех фаз.

Для расчета газовой фазы использовали модель реактора термодинамического равновесия (TER), спроектированного для вычисления химического равновесия в многокомпонентных неоднородных системах, замкнутых с термодинамической точки зрения. Программа реактора термодинамического равновесия использует общий принцип максимума энтропии для вычисления химического и фазового состава и работает в составе пакета программ Chemical WorkBench (компания «Кинетические технологии», Москва, Россия).

Разработанная модель позволяет численно оценить массовые доли легирующих элементов в жид-

кой ванне и металле шва при дуговой сварке под флюсом на основе сведений о химическом составе флюса, проволоки и свариваемой стали.

Входными параметрами являются следующие:

- химический состав флюса, представленный в оксидном виде. При этом предполагается, что начальный состав шлаковой системы совпадает с составом флюса и содержит все или некоторые из компонентов, а именно:  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{CaO}$ , суммарное содержание которых должно равняться 100 %;
- содержание легирующих компонентов Si, Ti, Mn, Al (в вес. %), а также кислорода в стали и сварочной проволоке;
- относительная доля участия основного металла в металле жидкой ванны;
- температурные характеристики рассматриваемого процесса.

К выходным (результатным) переменным модели относятся:

- содержание кислорода (в вес. %) в сварочной ванне;
- массовые доли легирующих элементов Si, Ti, Mn, Al в жидкой ванне;
- содержание легирующих элементов Si, Ti, Mn, Al (в вес. %) в металле шва.

Алгоритм расчетной модели содержит следующие этапы:

- определение содержания кислорода в газовой фазе по модели реактора термодинамического равновесия;
- расчет содержания кислорода в сварочной ванне;
- расчет содержания кислорода в шлаке по МКЭ;
- определение коэффициента распределения кислорода между шлаком и металлом сварочной ванны;
- вычисление активности легирующих элементов, перешедших из шлака в металл сварочной ванны;
- расчет содержания легирующих элементов Si, Ti, Mn, Al (в вес. %) в сварочной ванне и шве.

Среди формально термодинамически возможных продуктов химических реакций на стадии капли программа Chemical WorkBench выдает значительное количество таких, которые на практике можно не учитывать в дальнейших расчетах, поэтому полученный список продуктов реакции подвергается ревизии и соответствующему существенному сокращению. Компьютерную реализацию описанного алгоритма выполнили в объектно-ориентированной среде визуального программирования Del-



Рис. 1. Интерфейс компьютерной программы для численного моделирования перехода легирующих элементов в жидкую ванну и металл шва при сварке под флюсом

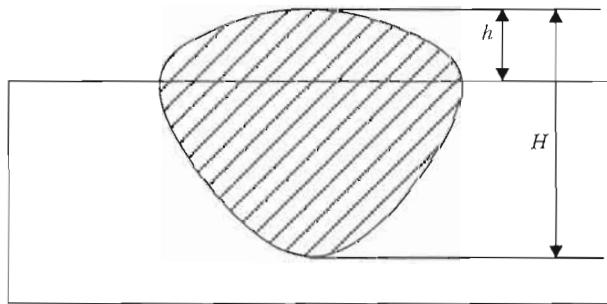


Рис. 2. Схема формирования сварного шва при дуговой сварке под агломерированным флюсом

phi 7. Созданная компьютерная программа работает под управлением операционной системы Windows XP. После запуска программа выводит на экран монитора форму, которая содержит поля и таблицы для ввода и вывода данных, приведенных в описании алгоритма (рис. 1).

Программа позволяет многовариантные вычисления для фиксированного набора значений входных переменных, поскольку допускает выполнение нового расчета без полной очистки всей формы, т. е. после изменения лишь некоторых, даже одного, из введенных значений.

Проверку адекватности разработанной модели проводили при дуговой сварке с применением агломерированных флюсов, состав которых был построен на шлаковой системе  $MgO-SiO_2-Al_2O_3-CaF_2$ . Схема формирования сварного шва, используемая для оценки доли участия основного металла в металле жидкой ванны, приведена на рис. 2.

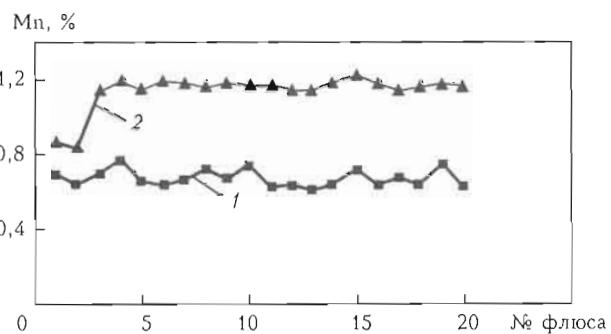


Рис. 3. Сравнение результатов численного моделирования перехода марганца в металл шва с экспериментальными данными, полученными при сварке под флюсом: 1 – эксперимент; 2 – расчет

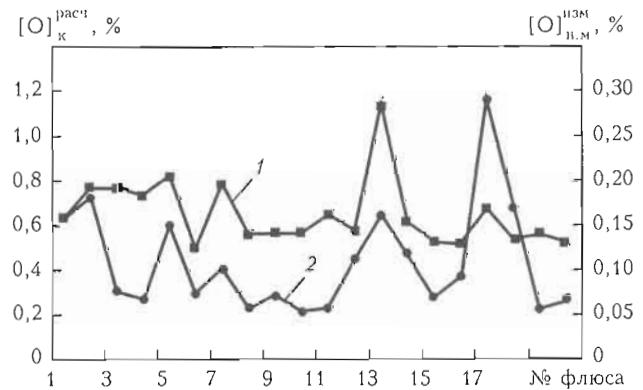


Рис. 4. Сравнение результатов численного моделирования перехода кислорода в металл шва с экспериментальными данными, полученными при сварке под флюсом: 1 – расчетное содержание кислорода в жидких каплях; 2 – измеренное содержание кислорода в наплавленном металле

зумая для оценки доли участия основного металла в металле жидкой ванны, приведена на рис. 2.

На рис. 3 и 4 приведены результаты сопоставления расчетных данных о содержании марганца и кислорода в металле шва с данными, полученными на образцах наплавленного металла, сваренных под опытными флюсами. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными можно объяснить необходимостью развития предложенной модели в сторону учета кинетических характеристик процесса и фактора образования неметаллических включений в металле шва.

Предложенный подход и разработанная расчетная модель могут быть распространены и на другие способы дуговой сварки плавлением, например, покрытыми электродами и порошковой проволокой.

# ENERGY DISTRIBUTION CHARACTERISTICS AT DEFOCUSSED LASER HEATING ALONG HIGH CURVATURE PATHS

***Grden M., Mundt J. and Vollertsen F.***

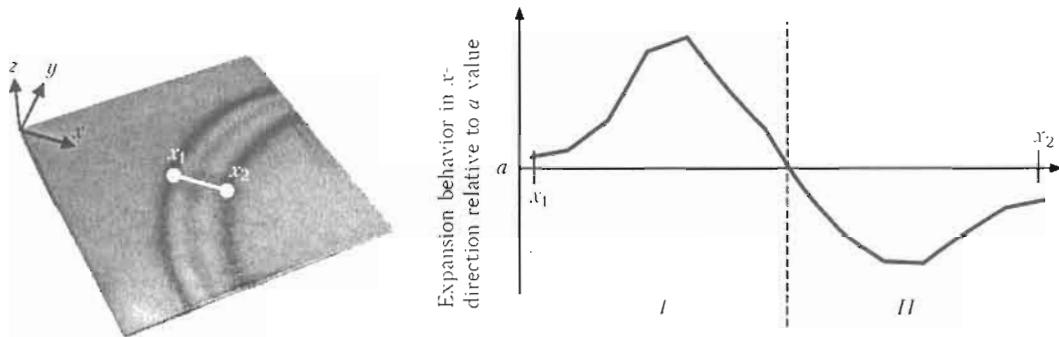
*Bremer Institut fuer angewandte Strahltechnik GmbH, Bremen, Deutschland*

Processes using a local heating are highly dependent on the resulting temperature distribution in the workpiece. In thermal forming the temperature profile within the workpiece affects the bending angle for formed sheets directly. In order to achieve the desired bending effect it is important to understand the temperature field evolution. In this paper the aim is set to the application of local heat sources in connection with heating paths of high curvature. In such configurations the midpoint of the heat source is not the location of the maximum induced energy on the sheet. With this also the point of maximum plastic deformation and the local bending axes are shifted. A mathematical description of the energy distribution along the heated ring surface is provided for several broadly used power density profiles to show the profile specific degree of affection. The discussion of it is supplemented by examples of experimental and numerical results on thermal forming at the example of stainless steel St 1.4301.

Thermal forming is a flexible way of creating complex sheet metal forms with nearly no spring back effect [1]. This process subsumes the laser bending method which has been investigated by several authors [1–3]. An alternative to the laser utilization is the plasma jet forming. Experimental results on this subject have been published in [4–6]. Both methods base on the same bending principles which are the local creation of thermal stresses beyond the yield strength and plastic-elastic deformations. The difficulty of the utilization of thermal bending in order to form complex geometries lies in the prediction of correct process parameters like required laser power, velocity or number of irradiations. To avoid high experimental effort attempts has been made to simulate the bending by a finite element analysis [7, 8]. This method involves a thermo-mechanical calculation which is costly in terms of time, particularly because thermal bending is often achieved by a multi-pass approach. For this reason research has been done in the past years [6, 8] and is still going on aiming at the time efficiency increase. This paper aims at a better understanding of the local energy input distribution on the sheet metal surface in the context of thermal bending along curved irradiation paths. This is done mainly in the way of mathematical considerations of geometrical and time related aspects motivated by thermal bending experiments utilizing a plasma jet. The formulations are extended to be able to handle typical laser power density profiles.

**Experimental background and motivation.** The mathematical considerations undertaken in this paper are motivated by results obtained by thermal bending experiments addressing curved irradiation paths in the framework of [6]. Those experiments have been supplemented by numerical simulations which were thereby validated and provided extended insights in the thermo-mechanical material responding. That investigation utilized a non-transferring plasma jet as the underlying heat source with a nominal power of 6 kW wherefrom  $16 \pm 3\%$  were absorbed by the St1.4301stainless steel sheets 2 mm thick. Other process parameters were as follows: heat source spot radius of 7 mm, Gaussian distribution of the power density in the spot, irradiation path radii between 39 and 95 mm, and velocity of 3400 mm/min. The aim of the work covered by the cited reference did consider time efficiency increase of the simulation method by a model decomposition supplemented by specific boundary conditions regarding heat flux and mechanical forces. In that context several observations targeted at the understanding of elasto-plastic strain behavior in the directly heated up zone have been performed. Figure 1 provides exemplarily a snapshot of the local expansion state in radial direction involving the quarter circle path geometry. The thermo-mechanical interdependency leading to the depicted distribution has not been understand so far.

This paper addresses in a deepened way the geometry and time related aspects affecting the local heat input. More precisely, it deals with the distribution of the energy input per unit area with a special focus



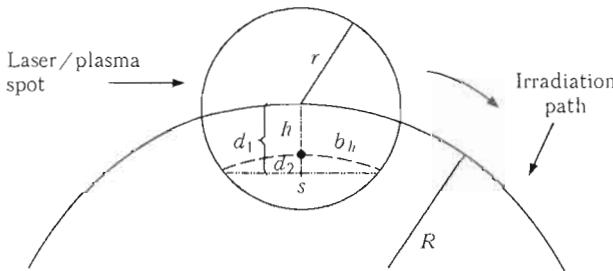
**Figure 1.** Local sheet expansion state at mid-thickness (due to FEM-simulation) after short cooling phase of 4 s between successive irradiations in an incremental thermal bending process in the outer (I) and inner (II) part of the heated-up surface

on radial direction and thereto related inner and outer heat input amount. The hereby presented mathematical considerations involve differently shaped power density profiles, since the work done in [6] is about to be continued in the scope of laser utilization. It is a step on the way to understand the affection of the bending axis by specific thermal process parameters.

**Local energy input density.** In the following the issue considering the local energy distribution within the area covered by the moving circle spot being the heat source is addressed. The circle spot with a radius  $r$  follows an irradiation path of constant curvature  $1/R$  (Figure 2). The subsequently constructed formula provides information on the induced energy density in a certain perpendicular distance to the irradiation path. Also the dependencies between the geometrical parameters, the velocity and typical heat source characteristics are taken into consideration.

In Figure 2 the geometrical framework with the variables used is introduced. The velocity  $V_0$  is known for the circle arc ( $b_h = 0$ ) being part of the curved irradiation path, which cuts the laser spot. The variable  $h$  represents the shortest distance between the irradiation path and a point of interest for which the energy input per area is desired. Local heat source velocity  $V_h$  specified by equation (1) along a circle arc of length  $b_h$  is lower than  $V_0$  at negative  $h$  values, whereas it is larger than  $V_0$  for positive  $h$  values:

$$V_h = V_0 \frac{R + h}{R}. \quad (1)$$



**Figure 2.** Local heat source spot moving on a curved path (for designations see the text)

The duration  $t_h$  of the local surface irradiation is given by (2) as the length of the local circle arc bounded by the spot and divided by the local heat source velocity  $V_h$ :

$$t_h = \frac{b_h}{V_h}. \quad (2)$$

The length  $b_h$  of the local circle arc cutting the spot is calculated by a commonly known formula for the arc length of a circular segment — here for a circle with the radius  $R + h$ . The remaining question regarding  $b_h$  given by (3) is that of the height  $d_2$  and width  $s$  of the circular segment:

$$b_h = \frac{\arctan\left(\frac{2d_2}{s}\right)(4d_2^2 + s^2)}{2d_2}. \quad (3)$$

The variable  $s$  can be obtained by the Pythagoras theorem involving lines  $s/2$ ,  $r$  and  $d_1$ :

$$s = 2\sqrt{r^2 - d_1^2}. \quad (4)$$

The value for  $d_1$  provided by (5) is obtained by combining the above relation with a second Pythagoras relation between the lengths  $s/2$ ,  $R + d_1$  and  $R + h$ :

$$d_1 = \frac{(R + h)^2 - r^2 - R^2}{2R}. \quad (5)$$

By the relation  $h = d_1 - d_2$ ,  $d_2$  is also given and now all quantities to calculate  $t_h$  are available.

If now the considered power density profile was a homogenous one («top-hat») than the local energy density  $E_h$  could be described by (6):

$$E_h = t_h P, \quad (6)$$

where  $P$  is the power per unit area.

In the case of inhomogeneous power density profiles like the Gaussian distribution the calculation of  $E_h$  is more complex, since it evolves into an integral. This is because the calculation involving such power density profiles does have to consider the temporal distance of the point of interest to the center of the

spot during the spot movement. Only by this approach the correct value out of the power density profile can be considered at a specific moment in time. To calculate the temporal distance  $r_2(t)$  the commonly known rotation theorem is used. Therefore a coordinate system with the origin being the center of the irradiation path is defined. In this system the point of interest with the coordinates  $(M_x = 0, M_y = R + h)$  does not move, whereas the center of the heat source  $A$  with the initial coordinates  $(A_x, A_y)$  provided by equations (7) and (8) is rotated with the angular velocity  $\omega$ , which is given by the velocity  $V_0$  along the irradiation path:

$$A_x = \frac{s}{2}; \quad (7)$$

$$A_y = \sqrt{(R + h)^2 - A_x^2}. \quad (8)$$

The new coordinates of  $A$  are given by the rotation theorem for  $A'_x$  by (9) and for  $A'_y$  – by (10):

$$A'_x(t) = \cos(\omega t)A_x - \sin(\omega t)A_y; \quad (9)$$

$$A'_y(t) = \sin(\omega t)A_x + \cos(\omega t)A_y. \quad (10)$$

Now it is possible to calculate  $r_2(t)$  according to (11):

$$r_2(t) = \sqrt{(M_x - A'_x(t))^2 + (M_y - A'_y(t))^2}. \quad (11)$$

The local energy input at a position specified by  $h$  can be calculated by (12):

$$E_h = \int_0^{t_h} P(r_2(t))dt, \quad (12)$$

where  $P(r_2(t))$  is the power density profile function dependent on the provided argument, which is a length between 0 and  $r$ .

**Energy distribution for different power density profiles.** As introduced earlier it is of interest how the thermal energy input of different heat source characteristics is affected by geometrical properties of high curvature irradiation paths. Therefore three typical power density distributions used often to represent a thermal load in numerical simulations are compared in the following. Gaussian normal distribution (13), a ramp distribution (trapezoid function) and a homogenous distribution «top-hat» are considered:

$$f(x) = Pe^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2}. \quad (13)$$

For the Gaussian distribution a more specific variation is undertaken by the choice of the  $\sigma$  value from 1.0 to 2.5. A comparative depiction of the power density distributions is provided in Figure 3. The shown profiles  $A-F$  differ in their maximum peak.

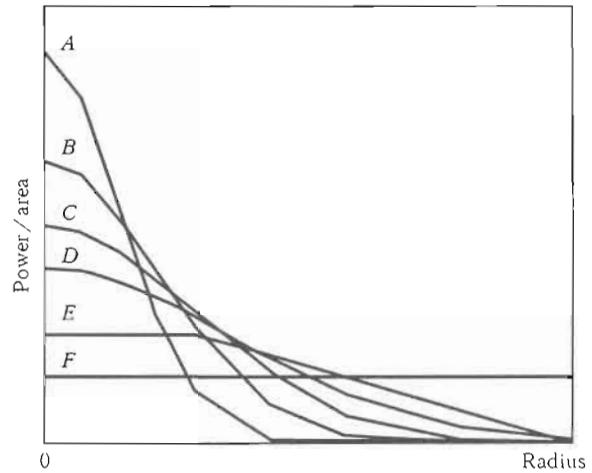


Figure 3. Symbolic depiction of typical rotational power density distributions representing a local heat source (each distribution equals in total power input over the spot): profiles A-D –  $\sigma = 1.0, 1.5, 2.0$  and  $2.5$  respectively, Gaussian distributions; E – ramp; F – «top-hat»

This is because of the condition to represent equal total power over the spot. Hence, steep profiles have a high peak, whereas flat distributions possess a low peak.

The earlier constructed formula for the local energy density  $E_h$  requires to be solved numerically. This has been done for the 6 given profiles. In Figure 4 the local energy density at the perpendicular position  $h$  is shown in relation to the local energy density at the position  $h$ . The depiction does not name a specific power profile, since the calculations have shown that the maximum difference between the two values  $h$  and  $-h$  does locally differ up to 0.5 % at highest.

Beyond the four exemplary cases depicted in Figure 4 it has been ascertained by numerical investigation, that for any pair of radii  $r$  and  $R$  with the same ratio and power density profile the same behavior relatively to radius  $r$  is to be expected. Hence, the main driving aspect behind the behavior of the com-

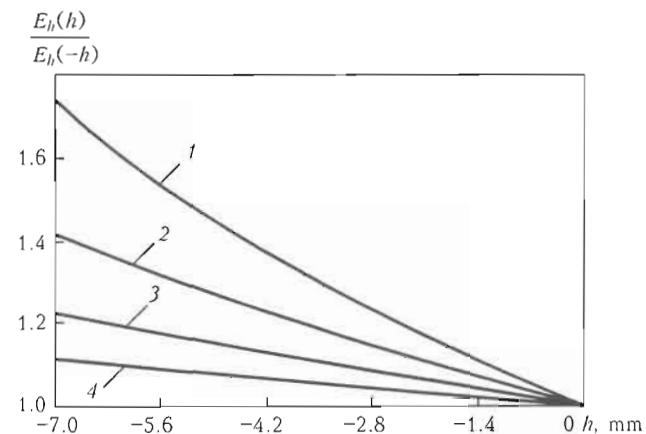
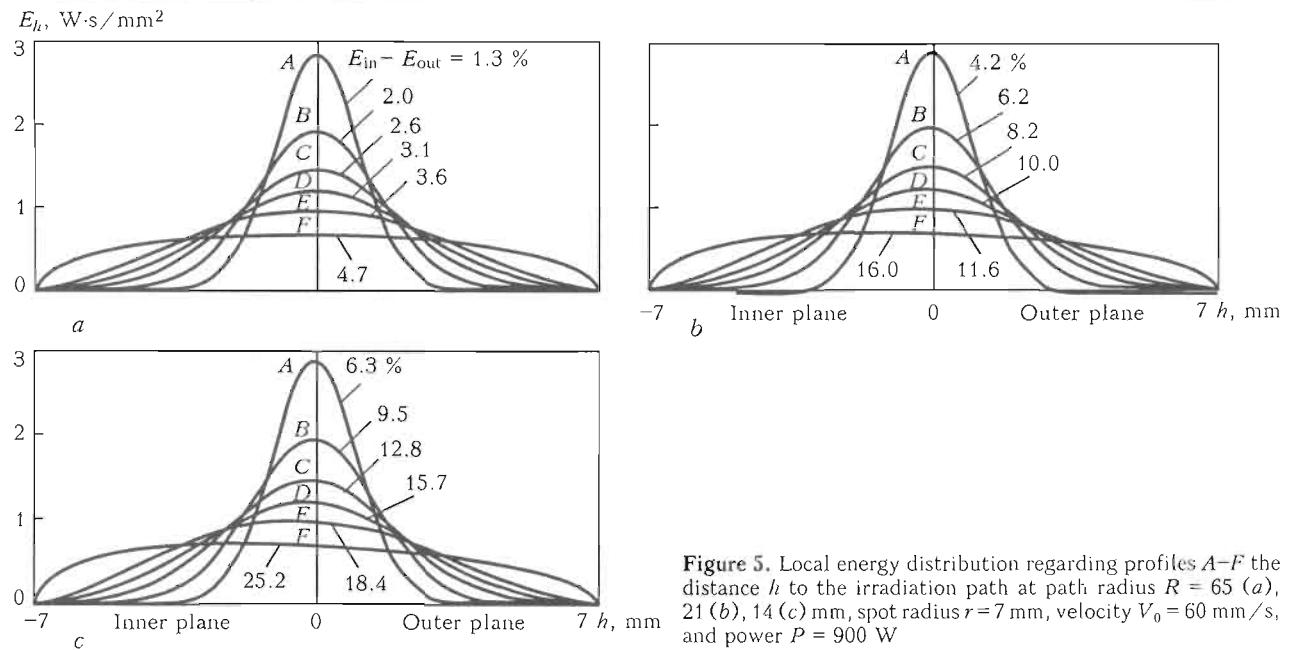


Figure 4. Local energy density on inner part of the irradiated plane in relation to the local energy density at the corresponding location on the outer part of the irradiated plane at  $h \leq 0$  mm,  $r = 7$  mm (1-4) and  $R = 14$  (1), 21 (2), 35 (3) and 65 (4) mm



**Figure 5.** Local energy distribution regarding profiles *A*–*F* the distance *h* to the irradiation path at path radius  $R = 65$  (*a*), 21 (*b*), 14 (*c*) mm, spot radius  $r = 7$  mm, velocity  $V_0 = 60$  mm/s, and power  $P = 900$  W

parative values has to be the ratio of the spot radius to the path radius and the spot radius itself. The inner-outer energy density behavior for any desired radii  $r$  and  $R$  can be approximately described by the following numerically determined expression:

$$\frac{E_h(h)}{E_h(-h)} \approx e^{\left(6.48 \frac{R}{r} - 0.012022 \left(0.5 - \frac{R}{r}\right)^4 \frac{7h}{r}\right)}, \quad h < 0. \quad (14)$$

The expression (14) is in particular useful, when an energy density distribution considering the simpler case of straight path irradiation is known. In such case the energy density distribution within a curved plane could be formulated as a product of the mentioned expression and the available distribution function.

Addressing the integrated energy input amount on the inner part of the irradiated surface and putting this in relation to the integral of the energy on the outer part of the irradiated surface it comes to a result, which is specific for a chosen power density profile. Figure 5, *a* provides the energy density distribution  $E_h$  with respect to the perpendicular position  $h$  for the earlier introduced profiles *A*–*F*. The parameter used were as follows: 7 mm spot radius, 65 mm path radius, 60 mm/s velocity, and 900 W absorbed power. The provided distributions possess peaks between 0.75–2.85 W·s/mm<sup>2</sup>. The energy density maxima are ordered in the same way as the maxima of the considered power density profiles (see Figure 3). More interesting, however, is the surplus amount of energy per square millimeter, that is at work on the inner part ( $h < 0$ ) of the irradiated surface. The largest surplus occurs considering the homogenous power distribution (profile *F*), the lowest surplus occurs with the Gaussian power density profile *A*.

Figure 5, *b* provides the result for the same process parameters as in Figure 5, *a* but with a changed radius of the irradiation path from 64 to 21 mm. The main consequence of this is given by the increased surplus amount of energy at work on the inner part of the irradiated plane to 16 % in the case of profile *F*.

Even more clear with respect to the influence of the power density profile characteristics appear the result of the energy density distribution provided by Figure 5, *c*. Here the radius of the irradiation path has been further increased to 14 mm. Thereby the surplus energy on the inner plane increased in amount up to 25.2 % (profile *F*).

The provided Figure 5, *a*–*c* do indicates a relation of the two considered radii and the emphasized surplus amount of energy. In Figure 6 the difference in the energy input with respect to the inner and outer part of the irradiated surface is comparatively shown for different ratios of the radii  $r$  and  $R$  in the range from 2.0 till 9.3. Each one of the provided functional behaviors can be approximately described by the following expression:

$$dIU\left(x = \frac{R}{r}, dIU_k, k\right) = \frac{1}{x^{1.1}} dIU_k k^{1.1}. \quad (15)$$

Function  $dIU$  expects one known value ( $dIU_k$ ) representing the energy difference for a radii ratio  $k$  and calculates there from the energy difference for a desired ratio  $x$ . In the context of the considered power density profiles, which are characterized by their monotonically non-increasing behavior the «top-hat» profile corresponds to the maximally possible difference in energy input regarding the perpendicular direction to the curved path. For  $R/r$  ratio of larger

or equal to 9.3 the considered energy input difference is under 5 % for a Gaussian, ramp or «top-hat» characterized power density profile (see Figure 3). To reach a value of 1 % using the «top-hat» profile a ratio of more than 37 is required.

Generally speaking, it can be stated that the lower the peak of the power profile and the lower the ratio of the two radii, the larger is the considered energy difference. Addressing the velocity by which the spot is moved along the irradiation path the numerical analysis revealed beside the global multiplying affection no influence as it comes to local changes of the energy distribution. An analogous effect has a change to the overall total power within the spot.

For rotational symmetric power density profiles of monotonically non-decreasing character it is assumed, based on the overview given in Figures 4 and 6, that the difference in the inner/outer energy input on the irradiated surface is larger or equal than the one provided by the «top-hat» profile. Since such types of power density profiles were not considered among the ones used and planned to use in experiments, there has been no numerical investigation undertaken in this direction.

## CONCLUSIONS

In this paper the effect of process parameters including the path geometry, velocity and power density distribution of the utilized local heat source were considered in the context of thermal bending along curved irradiation paths. This investigation aimed at a better understanding of the bending behavior at fixed process parameters except for the path curvature. The focus hereby was set to a formulation of a mathematical description and the identification of the dependencies of the local energy input from specific process parameters. Therefore, formula (12) has been constructed calculating the local energy input density dependent on the lateral position regarding the irradiation path and on the afore listed process parameters. For this non-linear integral-based formula the results had to be calculated by a numerical approach. Calculations involving parameter variations and a numerical solution approach of (12) provided in particular following information:

1. The lower the power density profile peak and the ratio of the path radius compared to spot radius is, the larger is the difference between inner and outer energy amount.

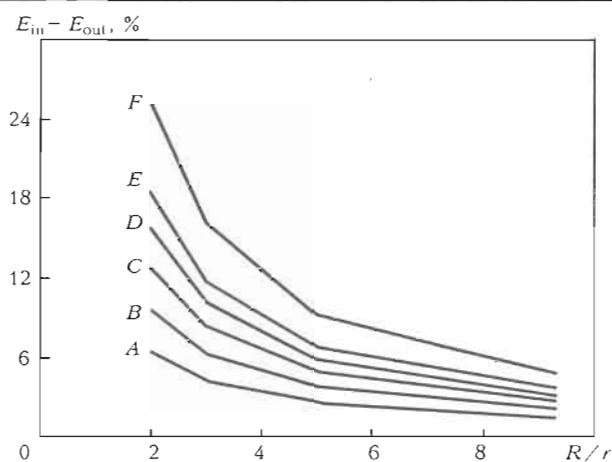


Figure 6. Difference in energy input density regarding opposite locations with respect to the irradiation path for profiles A–F depending on the ratio of path  $R$  and spot  $r$  radius

2. The velocity does influence the energy density distribution regarding the path radial direction only globally, not locally.

3. The behavior of the difference between the inner and outer local energy density in relation to a decreasing radii ratio  $R/r$  is next to an inverse exponential character. A simplified mathematical approximation describing this has been given.

4. The behavior of the total amount of energy within the inner part of the heated-up surface in relation to the energy amount on the outer part is of asymptotic character to the value of 0. A simplified mathematical approximation describing this has been provided.

**Acknowledgment.** We acknowledge the DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) for the financial support of the project VO 530/47-1.

1. Namba, Y. (1986) Laser forming in space. In: *Proc. of Int. Conf. on Lasers*, 403–407.
2. Geiger, M., Vollertsen, F., Amon, S. (1991) Flexible Blechumformung mit Laserstrahlung – Laserstrahlbiegen. *Bleche, Rohre, Profile*, 38(11), 856–861.
3. Vollertsen, F. (1994) Mechanisms and models for laser forming. In: *Laser assisted net shape engineering*. Bamberg Meisenbach, 345–360.
4. Male, A.T., Li, P.J., Chen, Y.W. et al. (1999) Flexible forming of sheet metal using plasma arc. In: *Proc. of SheMet Conf.* (Erlangen-Nuernberg, 27–28 Sept. 2009), 555–560.
5. Pretorius, T., Woitschig, J., Kurgusow-Link, A. et al. (2005) Fast simulation of temperature field for plasma jet forming. In: *Proc. of IWOTE Conf.* Bremen: BIAS, 203–210.
6. Grden, M., Vollertsen, F. (2009) Spatial reduction simulation strategy in incremental thermal forming process. In: *Proc. of LTWMP Conf.* (Kiev, 2009), 24–27.
7. Vollertsen, F., Geiger, M. (1993) FDM and FEM simulation of laser forming: A comparative study. In: *Proc. of 4th Int. Conf. on Advanced Technology of Plasticity*, 1793–1798.
8. Komlodi, A., Otto, A., Geiger, M. (2004) On the way to real-time simulation of incremental laser beam bending. In: *Laser assisted net shape engineering 4*. Erlangen, 1059–1070.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОВИХРЕВОЙ КОНВЕКЦИИ ДИСПЕРСНЫХ КОМПОНЕНТОВ В РАСПЛАВЕ МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Гурин А.М., Ковалев О.Б.*

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия*

Предложена физико-математическая модель микроконвекции дисперсных легирующих компонентов в ванне, расплавленной лазером, с учетом их взаимодействия с расплавом металла. Получена многовихревая структура течения расплава, количество вихрей в которой зависит от изменения поверхностного напряжения, температуры и мощности лазерного излучения. Тепло- и массообмен тугоплавких частиц, их динамика и конвективное перемешивание в расплаве рассчитывается на основе двухфазной траекторной модели.

При внесении в зону расплава порошкообразных материалов для модификации поверхности деталей или наращивания покрытий, получения сварных соединений и т. п. влияние поверхностных эффектов на форму и внутреннюю структуру переплавленной зоны чрезвычайно повышается. Сложность и многообразие процессов, протекающих при высокой температуре в локальной области воздействия лазерного излучения, не позволяет в полной мере проводить экспериментальные исследования и диагностику. Слабо развиты методы визуализации и регистрации процессов вихреобразования, перемешивания и перераспределения добавок, сведений, позволяющих глубже понять взаимосвязанные механизмы, протекающие при лазерной поверхностной обработке (сварке, порошковой наплавке и др.), крайне недостаточно. В связи с этим возрастают роль математического и численного моделирования, которое может дополнить и отчасти заменить физические эксперименты.

Плавление металла под действием лазерного излучения сопровождается движением его расплава с образованием вихрей. Течения в расплаве определяют характер переноса тепла и вещества и могут сильно влиять на скорость проплавления и форму ванны расплава, что является существенным при различных технологических процессах, особенно при лазерной сварке или поверхностной лазерной обработке. Поверхностные явления оказывают су-

щественное влияние на процессы переноса в жидких слоях толщиной менее 10 мм и становятся определяющими в слоях толщиной менее 1 мм.

При лазерном упрочнении используются различные мелкодисперсные тугоплавкие металлы и керамика. Частицы порошка, имея температуру плавления выше, чем у металла, попадая на поверхность расплава, смачиваются и проникают в расплав. Под воздействием капиллярных микротечений, которые возникают в ванне, формируемой лазером, частицы совершают некоторое движение, участвуют в теплообмене, возможно, плавятся, а также могут вступать в межфазное и химическое взаимодействие с расплавом с образованием металлических или неметаллических химических соединений с выделением определенного количества тепла. При охлаждении и кристаллизации расплава представляет интерес месторасположение исходных частиц или частиц новой фазы в переплавленной зоне. Чрезвычайно важным и сложным для предсказания является динамика частиц порошка в расплаве, равномерность их распределения в поверхностном слое при легировании или сварке, но исследованию указанных процессов в литературе уделяется мало внимания.

В данной работе на основе известных представлений о моделировании термокапиллярной конвекции [1–3] предложена физико-математическая модель двухфазных термогидродинамических течений в расплаве стальной подложки, которые возни-

кают под действием лазерного излучения. Особое внимание уделено описанию поведения частиц тугоплавких металлов, обычно добавляемых в ванну, расплавляемую лазером.

**Постановка задачи.** Рассматриваются режимы конвективных микротечений при воздействии на материал излучения CO<sub>2</sub>-лазера мощностью до 1 кВт, характерной для лазерной поверхностной обработки или сварки тонколистовых металлов. Лазерный луч, двигаясь по поверхности материала, нагревает ее до температуры плавления. На поверхности образовавшейся ванны расплава существует градиент температуры, который приводит к появлению термокапиллярных сил. Под действием этих сил в жидком металле возникают вихревые течения, которые оказывают влияние на перенос тепла в ванне расплава и изменяют ее форму. В качестве легирующих добавок используются мелкодисперсные тугоплавкие металлы или керамика. Добавление частиц производится с целью изменения структуры поверхности материала. Твердые частицы, попадая на поверхность жидкости, смачиваются и оказываются вовлечеными в микроконвективное движение, проникая в расплав. В переплавленной зоне после схода луча остается некоторое распределение частиц, расчет которого и является одной из целей данной работы.

Основными предположениями и допущениями, в рамках которых строится модель, являются следующие:

- движения расплава, которые вызваны действием лазерного излучения, описываются моделью течения вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости в приближении Буссинеска в двумерной декартовой системе координат;

- материиалы подложки и частиц порошка являются сплошными и однородными с гомогенными теплофизическими свойствами, которые постоянны в твердом и жидкком состояниях;

- изменением формы поверхности жидкости за счет испарения пренебрегаем;

- свободная поверхность жидкости считается плоской;

- объемным тепловым расширением материала частиц и подложки пренебрегаем;

- содержание частиц в расплаве настолько мало, что силовое влияние этих частиц на его течение, а также столкновение частиц между собой не рассматривается;

- взаимодействия частиц с твердой границей своятся к столкновениям, которые считаются упругими;

- в силу малости концентрации частиц отсутствует их влияние на поверхностное натяжение, которое зависит только от температуры.

**Уравнения Навье–Стокса.** Для моделирования течения расплава используются следующие уравнения:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( u^2 + \frac{p}{c} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (uv) = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right); \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uv) \frac{\partial}{\partial y} \left( v^2 + \frac{p}{c} \right) = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

где  $t$  – время;  $x, y$  – координаты;  $u, v$  – компоненты вектора  $\vec{V}$  скорости жидкости;  $p$  – давление;  $\rho \equiv \rho_m$  – плотность расплава;  $Re = 2\omega_0 r / \mu$  – число Рейнольдса;  $\omega_0$  – радиус лазерного луча – здесь выбран в качестве характерного размера.

**Уравнение переноса тепла.** Для описания переноса тепла в расплаве и твердом материале используется уравнение энергии в энталпийной форме. В зависимости от энталпии исследуемая область разбивается на три подобласти: твердую, жидкую и двухфазную с температурой, равной температуре плавления  $T_m$ :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uH) + \frac{\partial}{\partial y} (vH) + \frac{1}{RePr} \nabla(k\nabla T); \quad (4)$$

$$T = \begin{cases} H/(c_s \rho_s), & H < c_s \rho_s T_m \\ T_m, & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m \\ T_m + (H - c_s \rho_s T_m - H_m)/(c_m \rho_m), & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m; \end{cases}$$

$$k = \begin{cases} k_s, & H < c_s \rho_s T_m \\ 0,5(k_s + k_m), & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ k_m, & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m; \end{cases} \quad (5)$$

$$\rho = \begin{cases} \rho_s, & H < c_s \rho_s T_m, \\ 0,5(\rho_s + \rho_m), & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ \rho_m, & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m, \end{cases}$$

где  $Pr = \frac{\mu c}{k}$  – число Прандтля;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости расплава;  $H = \int_{T_0}^T \rho(T) c(T) dT$  – энталпия;  $T$  – температура;  $k_s, k_m$  – коэффициенты теплопроводности;  $c_s, c_m$  – удельные теплоемкости;  $\rho_s, \rho_m$  – плотность твердого и жидкого материала соответственно;  $T_m$  – температура плавления;  $H_m$  – скрытая теплота плавления.

*Уравнения транспорта и нагрева частиц порошка в расплаве.* Для описания термодинамики и транспорта частиц будем использовать траекторный метод, согласно которому уравнения, описывающие движение дисперсной среды, записываются в лагранжевых переменных и интегрируются вдоль траекторий индивидуальных частиц, при этом поле течения жидкости (распределение скорости  $\vec{V}$  и температуры  $T$ ) считается известным. Для одиночной частицы радиусом  $r_p$  рассматривается вектор скорости  $\vec{V}_p$  центра масс и средняя по объему частица с температурой  $T_p$ . Траекторный метод справедлив при низкой объемной концентрации частиц. Уравнение движения одиночной  $p$ -частицы сферической формы в потоке жидкости запишем в виде

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho C_d}{\rho_p r_p} |\vec{V} - \vec{V}_p| (\vec{V} - \vec{V}_p) + \vec{g} \frac{\Phi_p - \rho}{\rho_p}, \quad (6)$$

$$\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{dH_p}{dt} = 4\pi r_p^2 \left[ \frac{k}{r_p} \text{Nu}_p (T_p - T) \right]; \\ T_p =$$

$$= \begin{cases} H_p/c_s, & H_p < c_s T_{mp}, \\ T_{mp}, & c_s T_{mp} \leq H_p \leq c_s T_{mp} + H_{mp}, \\ T_{mp} + (H_p - c_s T_{mp} - H_{mp})/c_m, & H_p > c_s T_{mp} + H_{mp}; \end{cases} \quad (7)$$

$$C_d(\text{Re}_p) = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,179 \text{Re}_p^{0,5} + 0,013 \text{Re}_p), \quad (8)$$

$$\text{Re}_p \leq 10^3, \quad \text{Re}_p = \frac{2r_p \rho |\vec{V} - \vec{V}_p|}{\mu};$$

$$\text{Nu}_p = 2 + 0,459 \text{Re}_p^{0,55} \text{Pr}^{0,33}. \quad (9)$$

Здесь  $C_d$  — коэффициент сопротивления;  $H_p = \int_{T_0}^{T_p} c_p(T) dT$  — энталпия частиц;  $r_p$  — радиус частицы;  $\rho_p$  — плотность частицы;  $\vec{V}_p$  — скорость частицы;  $T_{pm}$  — температура плавления материала частиц;  $H_{pm}$  — скрытая теплота плавления.

*Лазерное излучение.* Используется излучение CO<sub>2</sub>-лазера мощностью до 1 кВт с длиной волны 10,6 мкм и распределением плотности интенсивности в пучке в виде функции Гаусса:  $I = 2W/\pi\omega_0^2 \exp(-2x^2/\omega_0^2)$ , где  $W$  — мощность излучения;  $\omega_0$  — радиус пучка.

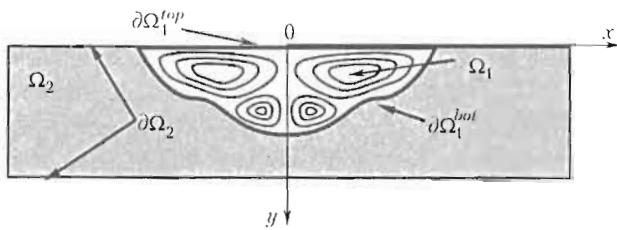


Рис. 1. Схема расчетной области

*Начальные и граничные условия для уравнений Навье–Стокса и переноса тепла.* На рис. 1 представлена схема прямоугольной расчетной области, в которой решаются уравнения (1)–(9). Область состоит из жидкой ванны  $\Omega_1$  и твердого материала подложки  $\Omega_2$ :  $\Omega_1 \cup \Omega_2 = \{x, y: 4\omega_0 \leq x \leq 4\omega_0, 0 \leq y \leq 2\omega_0\}$ . Границы области  $\partial\Omega_2$  удалены от зоны действия луча и ванны расплава  $\Omega_1$  для того, чтобы можно было в достаточной мере исключить их влияние на тепловое состояние ванны и форму поверхности фазового перехода  $\partial\Omega_1^{bot}$ . Начальные условия для уравнений (1)–(5) постоянны во всей области  $\Omega_1 \cup \Omega_2$ :  $t = 0, \vec{V} = 0, T = 300$  К.

Уравнения Навье–Стокса (1)–(3) и энергии (4)–(5) рассматриваются во всей области  $\Omega_1 \cup \Omega_2$  без выделения криволинейной границы фазового перехода  $\partial\Omega_1^{bot}$ . Поток тепла на верхней плоской поверхности задается с учетом суммарного баланса подводимого и отводимого тепла:

$$k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1 \cup \partial\Omega_2} = A_{ab} I - \frac{k_g}{2\omega_0} \text{Nu}(T - T_0) - \varepsilon \sigma_b (T^4 - T_0^4) - L_e \dot{m}, \quad (10)$$

Здесь  $A_{ab}$  — коэффициент поглощения излучения, который считается постоянным; Nu — число Нуссельта;  $k_g$  — коэффициент теплопроводности окружающей среды (воздуха);  $L_e$  — теплота испарения;  $\dot{m}$  — массовая скорость испарения металла, которая определяется через скорость движения границы за счет испарения [4]:  $\dot{m} = \rho_m V_0 e^{-\frac{U}{T}}$ , где  $U = \frac{\mu L_e}{N_a k_b}$ ;  $\mu$  — молярная масса;  $N_a$  — постоянная Авогадро;  $k_b$  — константа Больцмана;  $V_0$  — скорость звука в расплавленном металле.

Так как поверхность подложки считаем плоской, то граничное условие для скорости запишем в виде

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1^{top}} = -\gamma \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\partial\Omega_1^{top}}, \quad (11)$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\gamma = \frac{\partial \sigma}{\partial T}$  — константа Марангони.

На боковой и нижней поверхностях подложки (см. рис. 1) ставится условие теплоизоляции

$$\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\partial\Omega_2} = 0. \quad (12)$$

На границе фазового перехода для скорости жидкости ставится условие прилипания

$$\vec{V} \Big|_{\partial\Omega_1^{bot}} = 0. \quad (13)$$

Теплофизические свойства материала подложки

|   |                       |
|---|-----------------------|
| Температура плавления $T_m$ /температура кипения $T_b$ , К                | 1700/3137             |
| Теплота плавления $H_m$ / теплота кипения $H_b$ , кДж/кг                  | 276/6100              |
| Теплопроводность твердого $k_s$ /жидкого $k_m$ металла, Вт/(м·К)          | 31,5/30,4             |
| Плотность твердого $\rho_s$ / жидкого $\rho_m$ металла, кг/м <sup>3</sup> | 7870/6610             |
| Удельная теплоемкость твердого $c_s$ /жидкого $c_m$ металла, кДж/(кг·К)   | 0,477/0,810           |
| Коэффициент поглощения металлом лазерного излучения $A_{ab}$              | 0,12                  |
| Константа Марангони $\gamma$ , Н/(м·К)                                    | -3,5·10 <sup>-4</sup> |

Таким образом, математическая постановка задачи сводится к уравнениям Навье–Стокса для расчета вектора скорости жидкости и давления, уравнению энергии для температуры с внутренней свободной границей фазового перехода, которая ограничивает зону расплава и определяет форму и размеры жидкой ванны. Начальные и граничные условия полностью определяют задачу. В расчетах использовались исходные данные для материала подложки [5], приведенные в таблице.

#### Начальные и граничные условия для частиц.

Начальные условия для частиц зависят от способа их ввода в ванну расплава. Рассматривали два способа ввода. Первый способ предполагал ввод некоторой порции частиц в уже сформировавшуюся ванну расплава с развитой установившейся системой вихревых течений. Считалось, что в данном случае в начальный момент времени поверхность расплава мгновенно покрывалась слоем частиц в количестве  $N$  штук с равномерным распределением по размерам в заданном диапазоне. При этом скорость каждой частицы полагалась равной нулю, а температура была равна температуре расплава. Второй способ ввода частиц предусматривал предварительное (перед прохождением луча) их нанесение на поверхность подложки с некоторым заданным распределением. Скорость каждой частицы в этом случае также полагалась равной нулю, а температура была равна температуре плавления материала подложки. Столкновение частиц с твердой поверхностью фронта плавления считали абсолютно упругим и рассчитывали по закону: угол падения равен углу отражения.

**Метод расчета.** Уравнения Навье–Стокса решали методом Marker and Cell [6]. Для расчета давления использовали явный метод искусственной сжимаемости, реализация которого более подробно описана в [6]. Для вычисления давления используется уравнение Пуассона, которое получается из уравнения неразрывности путем подстановки в него выражений компонентов скорости из уравнения импульса. Расчетная область (см. рис. 1) равномерно

покрывается сеткой с прямоугольными ячейками. К центрам ячеек отнесены значения таких скалярных величин, как давление и энтальпия. Для обеспечения устойчивости метода расчета компоненты скорости вычисляются в точках, лежащих на гранях ячеек. Это облегчает реализацию граничных условий, т. к. не требуется задавать граничные условия для давления. Алгоритм численного решения основан на явной конечноразностной схеме второго порядка точности по пространству с итерациями по давлению на каждом шаге по времени.

**Результаты расчетов и их анализ.** На рис. 2–4 представлены результаты расчетов в виде полей скорости, температуры, линий тока и положения частиц, полученные в двумерной плоской постановке с учетом особенностей микроконвективных течений расплава, которые возникают под воздействием лазерного излучения мощностью  $W = 500$  Вт с радиусом пучка  $w_0 = 0,5$  мм.

**Многовихревая термокапиллярная конвекция расплава.** Положение линии фазового перехода и поле температуры в разные моменты времени показаны на рис. 2, *a–e*, линии тока – на рис. 2, *g–e*. Начало плавления и образования ванны расплава сопровождается возникновением и развитием конвективных течений, обусловленных эффектом Марангони. Начальный период характеризуется образованием двух симметрично расположенных вихрей, течение в которых направлено из центра к периферии. С течением времени вихри увеличиваются в размерах по мере расширения зоны плавления, затем наблюдается появление еще двух вихрей, направленных противоположно первым двум, которые зарождаются в нижней части ванны.

К моменту времени  $t = 1,92$  с максимальная скорость в расплаве достигает 0,94 м/с. Разогреваемый лазерным излучением в поверхностном слое расплав металла переносится от центра в стороны симметрично расположенными вихревыми потоками, расширяя ванну расплава. Одновременно более холодный расплав поднимается к поверхности, делая ванну менее глубокой, причем скорость вихре-

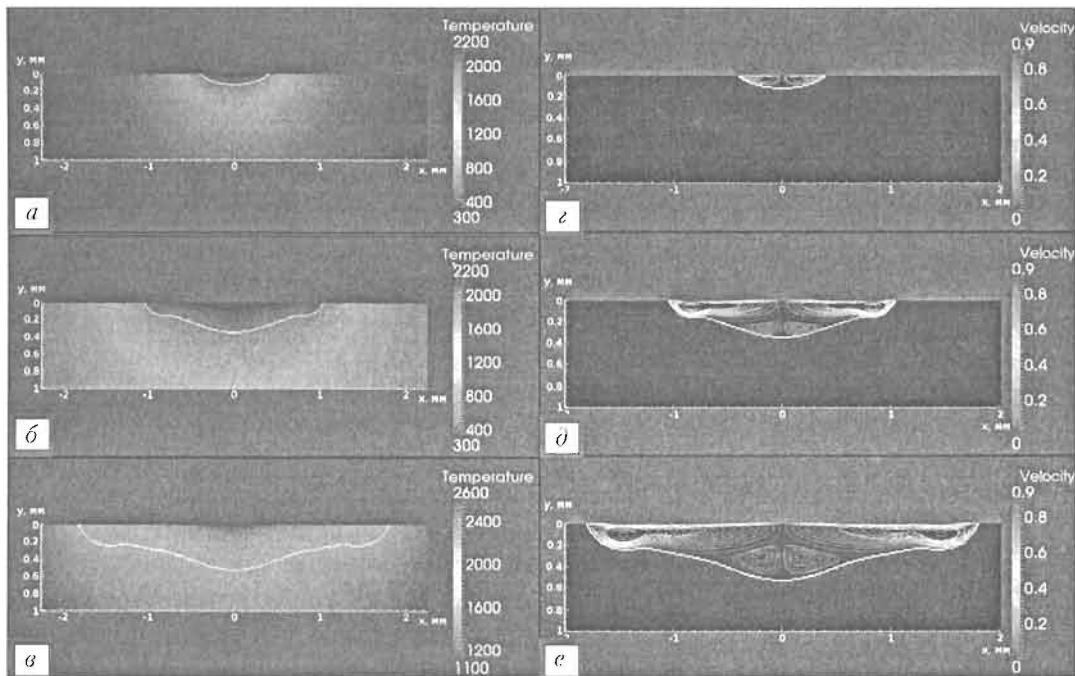


Рис. 2. Развитие многовихревой термокапиллярной конвекции расплава под действием лазерного излучения за время  $t = 0,12$  ( $a, z$ ),  $0,72$  ( $b, \partial$ ),  $1,92$  ( $c, e$ ) с

вых течений у поверхности на порядок выше их скорости у дна ванны.

*Динамика частиц порошка в ванне расплава.* Представляет интерес исследование поведения частиц порошка, внезапно попадающих на поверхность ванны расплава с уже развитой термокапиллярной конвекцией. Это может произойти, например, в результате струйной подачи порошка в лазерное пятно. Расчет движения частиц (см. рис. 3) выполнен при фиксированном или установившемся распределении скорости расплава и температуры (см. рис. 2,  $c, e$ ). В начальный момент времени при  $t = 1,92$  с поверхность расплава покрывалась слоем частиц в количестве  $N = 10^4$  штук с равномерным

распределением по размерам в пределах от 0,1 до 2,0 мкм. В начальный момент скорости частиц равны нулю и они случайно распределены в поверхностном слое расплава (см. рис. 3,  $a$ ).

Дальнейшее поведение частиц, их положение в вихрях в различные моменты времени показаны на рис. 3,  $b-e$ . Поскольку частицы отличаются по размерам, наблюдаются различия в их запаздывании по скорости и распределении по линиям тока жидкости. Можно видеть, что частицы не оседают на дно ванны расплава, а постепенно проникают в первые верхние вихри и приходят к некоторому периодически повторяющемуся квазистабилизированному движению. В силу малости размеров частицы оста-

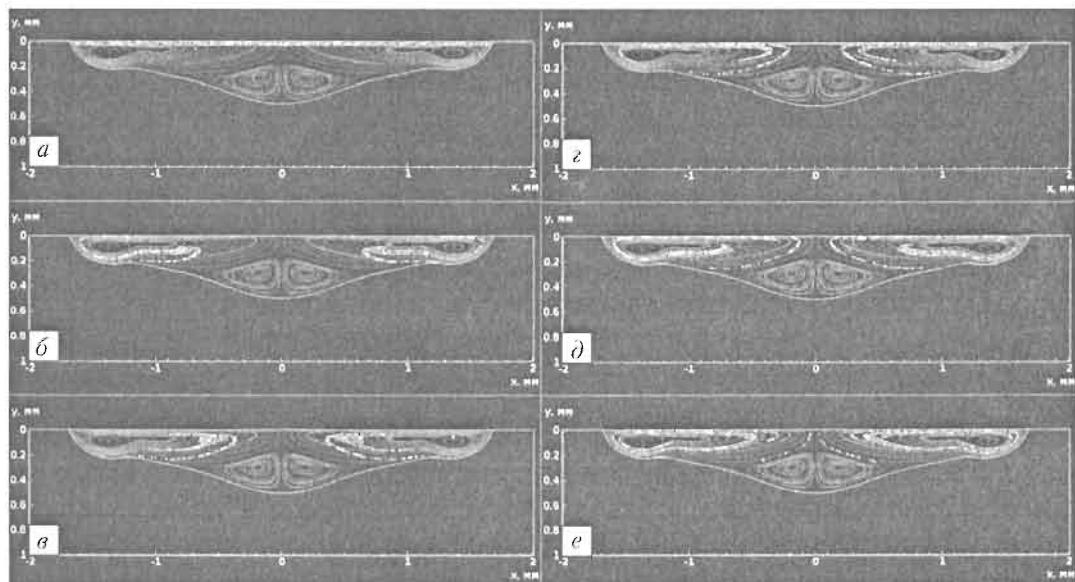


Рис. 3. Динамики частиц порошка в ванне расплава при  $t = 0$  ( $a$ ),  $0,003$  ( $b$ ),  $0,005$  ( $c$ ),  $0,007$  ( $e$ ),  $0,01$  ( $d$ ),  $0,02$  ( $e$ ) с

ются сосредоточенными в верхней части ванны, в нижние, более медленные вихри, они не проникают.

**Динамика перераспределения частиц в переплавленной зоне.** Выполнен расчет процессов, сопровождающих появление и развитие тепловой конвекции расплава металла в некоторой выбранной плоскости при движении луча с заданной скоростью  $V_s > 0$  перпендикулярно этой плоскости. Если такой плоскостью считать  $OXY$  (см. рис. 1), то интенсивность лазерного луча должна изменяться со временем по закону  $I(t) = 2W/\pi\omega_0^2 \exp(-2(x^2 + z^2(t))/\omega_0^2)$ , где  $z(t) = -2\omega_0 + tV_s$ . Представляет интерес расчет, в котором частицы порошка предварительно нанесены на поверхность подложки. При движении луча изучали динамику формирования ванны расплава в выбранной плоскости. В этом случае в конвективные движения расплава вовлекались с поверхности только те частицы, которые попадали на границу зоны пятна расплава. Скорость каждой вовлекаемой частицы полагали равной нулю, а температура была равна температуре плавления материала подложки.

На рис. 4 представлено развитие по времени многовихревой тепловой конвекции расплава и примеси, предварительно нанесенной на поверхность подложки перед прохождением луча. На фоне распределения скорости течения жидкости показаны направления векторов скорости жидкости вдоль линий тока в вихрях. Отдельно выделено положение двухфазной зоны, которая ограничивает ванну рас-

плава. Точками указаны положения одиночных частиц в вихревых течениях расплава и переплавленной зоне после остывания.

За время  $t = 1,25$  с после начала действия луча поверхность подложки достигает температуры плавления  $T_m$ , зона расплава увеличивается и становится заметным возникающее движение в жидкой лунке. Расположенные на поверхности частицы порошка вовлекаются в общее движение расплава, объем которого непрерывно увеличивается. При  $t = 3,8$  с ванна расплава имеет уже максимальные размеры. За это время образовалось четыре вихря: два верхних — более крупных, скорость в них высокая, что хорошо просматривается на рис. 4), и два донных — с низкой скоростью течения. Вначале частицы движутся только в вихрях у поверхности, затем на  $t = 3$  с они начинают проникать в донные вихри. Часть проникших крупных частиц успевает оседать, прибликаясь к границе плавления в самой нижней части ванны расплава. Пик интенсивности излучения со временем снижается, ванна расплава уменьшается и наблюдается процесс остывания и затвердевания металла при кристаллизации. Часть частиц, осевших на дно, остаются в переплавленной зоне, а другие увлекаются верхними вихрями, которые постепенно уменьшаются в размерах. Во время остывания ванны частицы изменяют свою траекторию движения и стягиваются к центру. При  $t = 5,4$  с расплав полностью затвердевает. Как видно на рис. 4, e, основная масса частиц застыла в не-

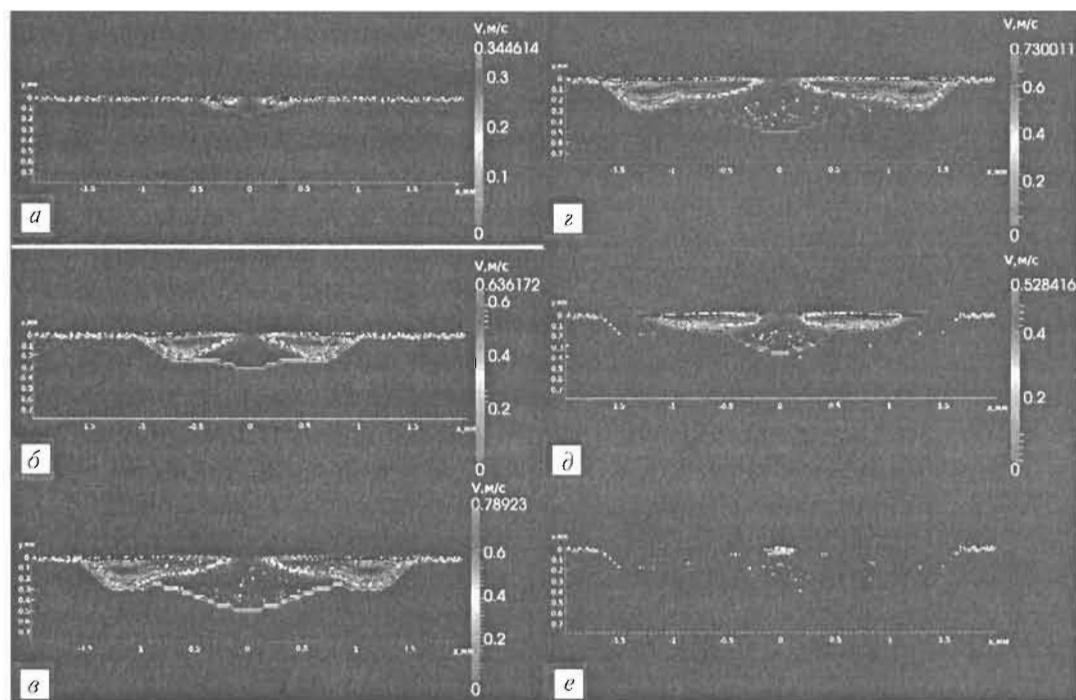


Рис. 4. Динамика фронта плавления, вихреобразования, перемешивания частиц в ванне расплава и их перераспределения в переплавленной зоне после остывания при  $t = 1,7$  (a),  $2,4$  (b),  $3,12$  (c),  $3,85$  (d),  $5,4$  (e) с

большой области у самой поверхности почти в центре ванны.

## Выводы

Работа посвящена развитию методов математического и численного моделирования сопряженных задач капиллярной тепловой конвекции дисперсной примеси и расплава металла под действием лазерного излучения. Предложена плоская постановка задачи о конвективном тепломассопереносе, который возбуждается в жидким металле постоянно действующим лазерным излучением за счет эффекта Марангони. В энталпийной постановке численно решена двухфазная задача Стефана о плавлении металла лазерным пучком с гауссовым распределением интенсивности. Положение внутренней свободной границы фазового перехода, которая ограничивает зону плавления металла и определяет форму и размеры ванны расплава, рассчитывается с учетом микроконвекции жидкой фазы.

Получена многовихревая структура течения расплава, количество вихрей в которой зависит от изменения поверхностного натяжения, температуры и мощности лазерного излучения. Исследовано

влияние физических параметров задачи на форму ванны образующегося расплава при лазерном проплавлении стальной подложки.

Предложена физико-математическая модель для расчета конвекции мелкодисперсных легирующих компонентов в ванне, расплавленной лазером. Выполнены расчеты конвекции дисперсной примеси. Показано влияние многовихревой микроконвекции на распределение частиц порошка в поверхностном слое подложки после остывания.

1. *Anthony T.R., Cline H.E.* Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying // *J. Appl. Physics*. — 1977. — **48**, № 9. — P. 3888–3894.
2. *Gladush G.G., Likhan'skii V.V., Loboiko A.I.* Influence of surfactants on heat and mass transfer in melting of the surface of a substance by a laser pulse // *Quantum Electronics*. — 1997. — **27**, № 3. — P. 268.
3. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Косырев Ф.К. и др. Развитие многовихревого течения расплава нержавеющей стали при лазерном воздействии на поверхность // Квант. электроника. — 1998. — **25**, № 5. — С. 443–446.
4. *Semak V.V., Damkroger B., Kempka S.* Temporal evolution of the temperature field in the beam interaction zone during laser material processing // *J. Phys. D: Appl. Physics*. — 1999. — **32**. — P. 1819–1825.
5. *He X., Fuerschbach P.W., DebRoy T.* Heat transfer and fluid flow during laser spot welding of 304 stainless steel // *Ibid.* — 2003. — **36**. — P. 1388–1398.
6. *Hoffman K.A., Chiang S.T.* Computational fluid dynamics. — Vol. 1. — Wichita: Eng. Ed. System, 2000.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ С КОАКСИАЛЬНОЙ СТРУЙНОЙ ПОДАЧЕЙ ПОРОШКА ПРИ ПРЯМОМ НАНЕСЕНИИ МАТЕРИАЛА

**Зайцев А.В., Ковалев О.Б.**

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия*

Разработана физико-математическая модель многослойных течений газа с кольцевым вводом и коаксиальной транспортировкой частиц порошка применительно к технологиям лазерной наплавки и прямого нанесения материала. Исследованы механизмы взаимодействия многослойных кольцевых струй при истечении из каналов тройного коаксиального сопла и особенности натекания комбинированной двухфазной газопорошковой струи на плоскую преграду. Показана необходимость расчета как внешних течений (между соплом и подложкой), так и течений внутри кольцевых каналов коаксиального сопла, геометрия которых оказывает существенное влияние на параметры внешнего струйного течения. Численно исследованы особенности влияния упругого и неупругого отражения частиц от стенок сопла на характеристики сходящейся двухфазной струи, распределение плотности потока частиц и их фокусировку.

Лазерная наплавка является известной аддитивной технологией обработки и заключается в получении на поверхности детали покрытия путем расплавления основы и нанесения нового материала, который поставляется в зону расплава в порошкообразном виде. В последнее время получили интенсивное развитие методы формирования трехмерных объектов не за счет удаления материала заготовки, а путем постепенного его наращивания в локальной области детали. Лазерная наплавка как перспективная многообещающая технология позволяет осуществлять послойное нанесение материала, что дает возможность создавать трехмерные металлические объекты любой степени сложности. В этом смысле технология лазерной наплавки явилась основой для нового способа лазерной обработки – метода прямого нанесения материала (DMD от англ. direct material deposition).

Метод DMD в настоящее время имеет широкое применение. Он предназначен для получения различных металлических, металлокерамических и высоко градиентных покрытий с особыми свойствами, а также создания плотных, компактных, твердых тел произвольной пространственной формы [1]. Применение лазерного сопровождения позволяет осуществлять управляемое компьютером-манипулятором изготовление и производство трехмерных объектов путем постепенного наращивания из металлического порошка с использованием таких материалов, как инструментальные стали, тугоплавкие стальные сплавы, никелевые суперсплавы и др. Изготовленный материал может иметь механические и физические характеристики, идентичные свойствам материала, полученного традиционной ковкой или литьем [1]. Практическое применение технологии конструирования в настоящее время сводится к изготовлению прототипов трехмерных деталей с последующей их доводкой механическим способом. Ниже представлены фотографии процесса лазерной наплавки (рис. 1, а, б), прототипа детали из сплава Ti6Al4V, полученной методом DMD (рис. 1, в) и конечный вид этой детали после механической обработки (рис. 1, г).

При лазерном нанесении порошок транспортируется потоком газа через коническое коаксиальное сопло к лазерному лучу и подложке. Параметры газового потока должны быть оптимизированы для обеспечения плавления частиц в зоне действия излучения и их столкновения с подложкой в соответствующем месте.

Типичный размер частиц в этом случае составляет 20–100 мкм, диаметр лазерного пятна на подложке 4–5 мм. Процесс характеризуется образованием слоя расплава, в который поставляются частицы порошка, принесенные на подложку струей газа. Поставка присадочного материала является управляющим фактором, контролирующим процесс, и его отработка является чрезвычайно важным моментом.

На рис. 2, а показано тройное коаксиальное сопло для организации течений защитных, несущих

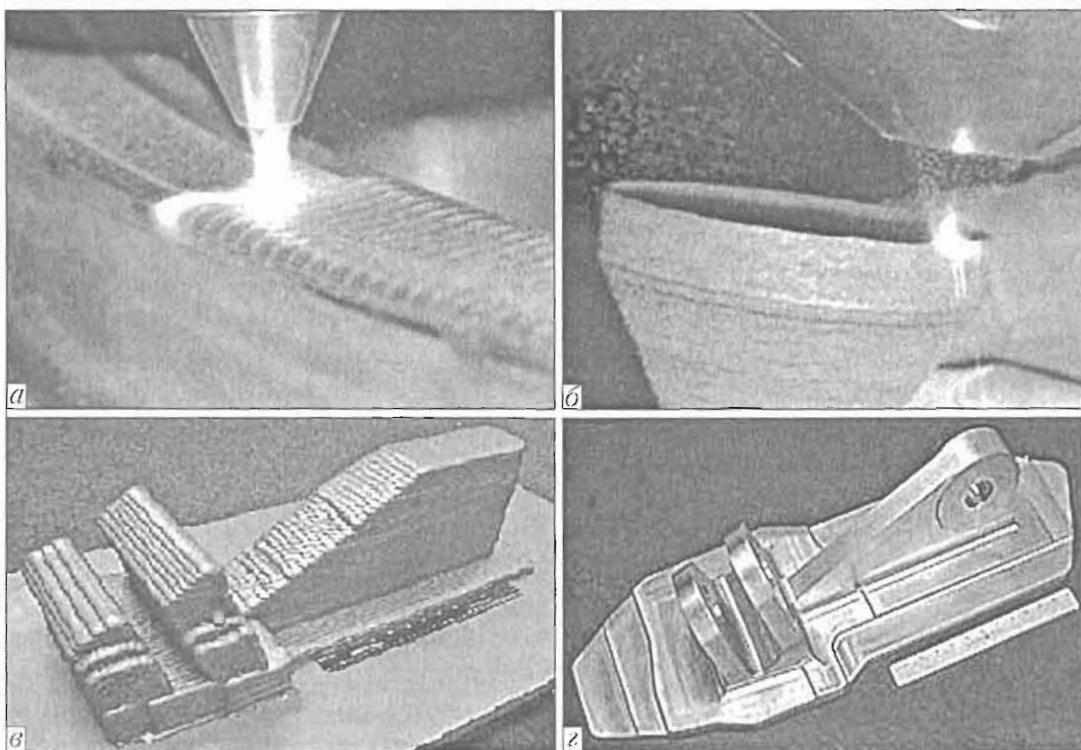


Рис. 1. Процесс лазерно-порошковой наплавки (а, б), деталь из сплава Ti6Al4V сложной пространственной формы, полученная методом прототипирования (в) и ее окончательный вид после механической доводки (г)

газов с непрерывной подачей порошка. Общая схема устройства лазерной головки представлена на рис. 2, б, где показаны кольцевые каналы сопла, их назначение, а также положение сопла относительно подложки. Характерной особенностью является то, что локализация подачи порошка в лазерный луч формируется тремя, взаимодействующими коаксиально струйными течениями: центральным, или осевым, предназначенным для защиты оптической системы; средним боковым, транспортирующим частицы порошка; и внешним сжимающим, которое охватывает двухфазный поток с частицами и

регулирует размер и положение зоны с максимальным массовым потоком частиц.

Необходимо заметить, что оборудование для DMD в настоящее время не является достаточно совершенным в силу многообразия взаимосвязано протекающих физических процессов и непрерывно расширяющегося спектра используемых материалов. Для адекватного понимания и самосогласованного описания процессов, сопровождающих методы DMD, необходимо развитие физико-математических моделей, построение эффективных численных алгоритмов решения нестационарных и многомер-

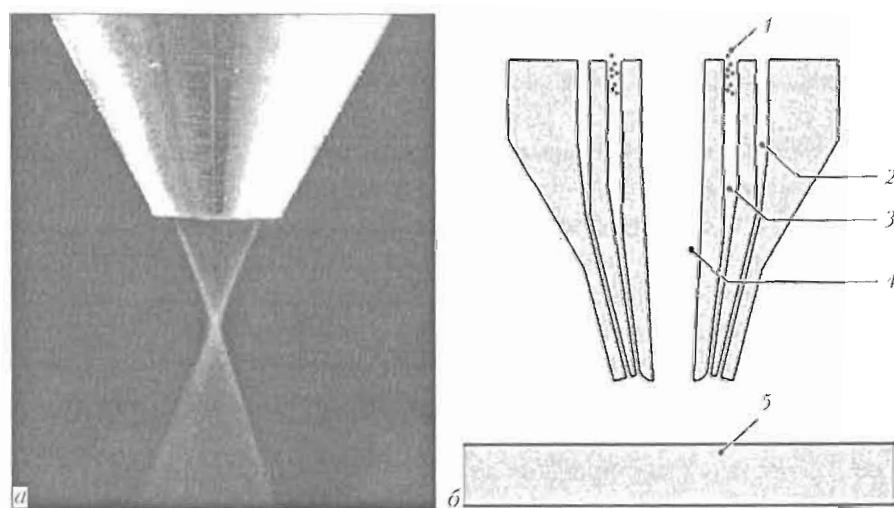


Рис. 2. Лазерная головка (TRUMPF, Германия) для непрерывной подачи порошка, излучения и защитного газа (а) и схема внутреннего устройства коаксиального сопла (б): 1 — подача порошка; 2 — формирующий газ; 3 — несущий газ; 4 — центральное сопло; 5 — подложка

ных сопряженных задач механики сплошных сред и их экспериментальная верификация.

Прямое лазерно-индуцированное нанесение материала представляет совокупность связанных между собой физических процессов. В ряде работ изложены физические представления о процессах, протекающих при лазерно-порошковой наплавке [1]. Только полное количественное понимание механизмов лазерного нанесения и наплавки может привести к достижению на практике необходимой автоматизации процессов прототипирования, получению качественных изделий и их устойчивой повторяемости. Большинство первоначальных моделей лазерной наплавки, из которой впоследствии появился метод DMD, предполагали, что форма верхней выпуклой поверхности ванны расплава является известной априори. Высоту и ширину валика рассчитывали из простых инженерно-аналитических формул, которые включают свойства материала порошка и подложки, мощность излучения, расход порошка и скорость перемещения луча. Тепловое состояние порошка и подложки, механизмы его локальной доставки в пятно излучения в инженерных моделях не были представлены в достаточной мере.

С развитием лазерной техники и расширением областей ее применения интерес к лазерной наплавке возрос. За последние 10–15 лет эта технология получила существенный импульс в развитии. В этой связи возросли требования к моделированию процессов. В настоящее время действует принцип ограниченного моделирования, когда из многообразия быстропротекающих взаимосвязанных физических процессов выделяются те главные, которые объясняются ведущими и, по мнению авторов, им отдается предпочтение. Все другие процессы либо полностью, либо частично игнорируются, либо моделируются крайне приближенно [2–8].

Liu и Lin [2] численно исследовали процесс нагрева частиц порошка из нержавеющей стали расфокусированным лучом в условиях, приближенных к коаксиальной лазерной наплавке. Для расчета движения и нагрева одиночной сферической частицы в потоке несущего газа (аргона) используется известная траекторная модель, которая дополнена простыми осредненными по размеру частиц полумоделиями плавления, тепло- и массообмена с окружающим газом. Показано, что лазерный нагрев повышает температуру порошка. При этом утверждается, что испарение частиц при высокой мощности излучения вызывает значительные потери массы материала порошка, которые могут достигать до 25 % для стальных частиц с диаметром 20–200 мкм при мощности излучения до 3000 Вт.

Han и Choi в работах [3, 4] предложили двумерную модель лазерной наплавки, где изменение формы наплавляемой поверхности происходит за счет притока частиц порошка и поверхностного натяжения с учетом термокапиллярной конвекции образующегося расплава. Представлен численный анализ влияния падающих частиц на волновую картину свободной поверхности жидкости и образование в связи с этим шероховатости после остывания. В модели отсутствует газодинамическая часть задачи. Проблема транспорта и нагрева частиц порошка в потоке несущего газа никак не обсуждается.

Pan и Liou [5] построили стохастическую модель для описания столкновения частиц несферической формы со стенкой коаксиального сопла в процессе полуавтоматического лазерного нанесения материала. Поскольку двухфазное течение внутри узкого канала коаксиального сопла осуществляется в условиях доминирования проблемы столкновений со стенкой, авторы рекомендуют не рассматривать течение несущего газа. Им удается правильно предсказать профиль потока частиц при выходе из сопла. Однако авторы концентрируют внимание на течении внутри коаксиального сопла и оставляют в стороне проблему доставки частиц в жидкую ванну, где на пути между соплом и подложкой происходит сложное сфокусированное струйное взаимодействие потоков частиц, несущего и защитного газов.

Mazumder в работе [6] предложил трехмерную модель лазерной наплавки, в которой все внимание сосредоточено на моделировании процесса образования наплавленного следа, расчете его формы и линейных размеров. Описание взаимодействия излучения с коаксиальным потоком частиц, включая ослабление интенсивности луча и повышение температуры частиц порошка перед зоной расплава, основано на простых уравнениях притока массы частиц и баланса энергии. Метод функции уровня используется для расчета формы свободной поверхности наращиваемого металла. Проблемы, связанные с течением газа и транспортировкой частиц порошка, авторами даже не рассматриваются.

Zekovic [7] попытался рассчитать трехмерные и двухфазные течения, которые возникают при использовании специальной многосопловой газо-порошковой транспортной системы. Устройство наплавочной головки таково, что центральное сопло, через которое подается лазерное излучение, окружено несколькими (3-мя или больше) отдельными газо-порошковыми соплами. Утверждается, что такой способ радиальной многоструйной подачи порошка имеет преимущества по сравнению с коаксиальной подачей, благодаря чему в дальнейшем

можно повысить эффективность метода DMD. Тройственные двухфазные течения рассчитываются с использованием пакета FLUENT. Численное моделирование порошковых струй проводится без учета влияния лазерного излучения, поэтому практическое использование результатов расчетов сильно ограничено.

Модель, предложенная Peuge [8], включает аналитический расчет температуры частиц порошка с использованием приближенного описания плотности распределения мощности излучения Nd:YAG лазера с учетом ослабления этого распределения за счет присутствия частиц порошка на пути лазерного луча. Усилия авторов сконцентрированы на построении схемы моделирования наращивания многослойной конструкции типа стенки из сплава ТАБУ за счет многократного послойного повторения наплавки методом DMD. Для решения тепловой задачи методом конечных элементов используется программный комплекс COMSOL. Проблемы термогидродинамики расплава, равно как и струйные течения газа с частицами порошка, авторами не рассматриваются.

В данной работе представлены результаты математического моделирования газодинамических процессов, протекающих при лазерно-порошковом нанесении металла. Особое внимание уделено численным исследованиям многослойных течений защитного и несущего газов с коаксиальной подачей и газоструйной транспортировкой частиц порошка. Работа направлена на изучение особенностей таких течений с целью повышения эффективности управления локальной подачей порошка.

**Общие предположения и основные уравнения.** Физико-математическое описание процессов DMD включает три главные задачи моделирования: газовую динамику струйных течений несущего и защитных газов; транспортировку и нагрев частиц в газовом потоке с участием лазерного излучения; динамическое, тепловое взаимодействие потока частиц с подложкой и наращивание валика или слоя покрытия. В данной работе ограничимся рассмотрением двух первых задач.

Предположения и упрощения, которые использованы при построении физико-математической модели, сводятся к следующему:

- рассматривается течение вязкого, сжимаемого и теплопроводного газа;
- внутренняя геометрия тройного коаксиального сопла близка к реальной;
- во всех каналах сопла подается один и тот же газ (аргон) с постоянными значениями вязкости, теплопроводности и показателя адиабаты;

- материалы подложки и частиц являются сплошными и однородными с гомогенными теплофизическими свойствами;

- рассматривается излучение CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм;

- рассеяние лазерного и теплового излучения двухфазным потоком не рассматривается;

- наличие частиц не оказывает влияние на газ и на распределение плотности мощности в пучке лазерного излучения;

- механизмы взаимодействия частиц со стенкой сопла сводятся к столкновениям, которые считаются упругими (без потери энергии) или неупругими (с потерей энергии) при ударе о стенку;

- содержание частиц в потоке несущего газа настолько мало, что влияние частиц на течение газа, а также столкновение частиц между собой не рассматривается;

*Моделирование динамики струйных течений газа.* Для описания динамики кольцевых струйных течений газа, натекания несущего и защитного газа на плоскую преграду-подложку рассматриваются уравнения Навье–Стокса, в осесимметричной постановке:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial \rho x u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial \rho x u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \\ = \mu \Delta u + \mu' \left( \frac{\partial}{x} \left( \frac{1}{x} \frac{\partial x u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right); \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial \rho x u v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \\ = \mu \Delta v + \mu' \left( \frac{\partial}{y} \left( \frac{1}{x} \frac{\partial x u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho E + \frac{1}{x} \frac{\partial(\rho E + p)x u}{\partial x} + \frac{\partial(\rho E + p)v}{\partial y} = \lambda \Delta T + \Phi; \quad (2)$$

$$p = \rho T; \quad E = e + (u^2 + v^2)/2; \quad e = c_v T. \quad (2)$$

Здесь  $t$  — время;  $x, y$  — цилиндрическая система координат;  $y$  — ось симметрии;  $\rho, T, \mu, \mu'$ ,  $\lambda$  — соответственно плотность, температура, вязкость, объемная вязкость и теплопроводность газа;  $u, v$  — компоненты вектора скорости газа;  $E$  — полная энергия;  $e$  — внутренняя энергия газа;  $\Phi = \mu \left\{ \left[ \frac{1}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\}$  — диссипативная функция.

*Начальные и граничные условия.* Схема расчетной области включает внутреннюю геометрию коль-

Таблица 1. Теплофизические свойства материала частиц

|  |             |
|--|-------------|
| Температура плавления $T_{pm}$ /температура кипения $T_{ph}$ , К             | 1700/3137   |
| Теплота плавления $H_{pm}$ /теплота кипения $H_{ph}$ , кДж/кг                | 272/6100    |
| Теплопроводность твердого $\lambda_s$ /жидкого $\lambda_m$ металла, Вт/(м·К) | 31,5/20,0   |
| Плотность твердого $\rho_c$ /жидкого $\rho_m$ металла, кг/м <sup>3</sup>     | 6900/6610   |
| Удельная теплоемкость твердого $c_s$ /жидкого $c_m$ металла, кДж/(кг·К)      | 0,477/0,810 |

цевых каналов сопла, подложку и пространство между соплом и подложкой (см. рис. 2, б).

При решении уравнений (1)–(3) в качестве начальных условий на момент времени  $t = 0$  в области, занятой газом, задавались условия окружающей внешней среды:  $P = P_0 = 0,1$  МПа,  $T = T_0 = 300$  К,  $\vec{V} = 0$ .

Исходными данными для определения газодинамических параметров в рассматриваемой области движения газа и частиц является внутренняя геометрия тройного коаксиального сопла, расход газа во входных сечениях трех кольцевых каналов и теплофизические свойства материала частиц (табл. 1).

Следующие условия использовали в качестве граничных:

- на входе в канал каждого сопла задавали расход несущего  $G_c$ , защитного  $G_s$  и рабочего  $G_h$  газа, а также температуру  $T = T_0$ ;

- на стенках сопла и на подложке для параметров газа задавали условия прилипания, вектор скорости газа  $\vec{V} = 0$  и тепловой изоляции  $dT/dn = 0$ ;

- на проницаемых для газа границах расчетной области фиксировали давление  $P = P_0$  и температура газа  $T = T_0$ , при этом предполагалось, что проницаемые границы расчетной области достаточно удалены от сопла и области взаимодействия струи с подложкой.

**Метод численного решения.** Численное решение уравнений Навье–Стокса (1)–(3) осуществляли методом конечных разностей на неравномерной сетке с расщеплением по пространственным переменным [9] и применением WENO-схемы третьего порядка точности [10]. Повышение точности расчетов в областях с сильно изменяющимися градиентами обеспечивалось измельчением сетки. Достоверность расчетов и эффективность разработанных алгоритмов и программ проверяли путем сравнения с известными точными решениями задач газодинамики, а также наличием сходимости численного решения при измельчении шагов сетки.

Расчетная область включает сопло, поверхность подложки, расстояние между соплом и подложкой (см. рис. 2, б). Чтобы по возможности исключить влияние границ, границы расчетной области достаточно удалены от зоны взаимодействия струи газа с подложкой. Для расчета использовали прямоугольную неравномерную сетку с общим числом ячеек  $600 \times 800$ . Размеры ячеек увеличивали при приближении к проницаемым для газа границам расчетной области. Минимальный размер ячеек задавался в районе выхода газа из сопла, он составлял около 50 мкм.

**Описание термодинамики и транспорта частиц порошка.** Описание термодинамики и транспорта частиц проведем с использованием траекторного метода, согласно которому уравнения, описывающие движение дисперсной среды, записываются в лагранжевых переменных и интегрируются вдоль траекторий индивидуальных частиц, при этом поле течения газа (распределение скорости и температуры) считается известным. Для одиночной частицы радиусом  $r_p$  рассматривается вектор скорости  $\vec{V}_p$  центра масс и средняя по объему частица с температурой  $T_p$ . Предполагается, что форма одиночной частицы может быть отличной от сферической. С учетом известных распределений скорости  $\vec{V}$  и температуры  $T$  газа, а также плотности мощности лазерного излучения  $I(x, y)$  уравнения динамики индивидуальной частицы могут быть записаны в виде

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho C_d}{\rho_p r_p} |\vec{V} - \vec{V}_p| (\vec{V} - \vec{V}_p) + \vec{g} \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p}; \quad (4)$$

$$\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{dH_p}{dt} = 4\pi r_p^2 \times \\ \times \left[ \frac{\lambda_g}{r_p} N_{up}(T_p - T) + \sigma \epsilon (T_p^4 - T^4) \right] + \pi r_p^2 A_m I(x, y); \quad (5)$$

$$T_p = \begin{cases} H_p/c_s, & H_p < c_s T_{mp}, \\ T_m, & c_s T_{mp} \leq H_p \leq c_s T_{mp} + H_{mp}, \\ T_m + (H_p - c_s T_{mp} - H_{mp})/c_m, & H_p > c_s T_{mp} + H_{mp}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $\vec{V}_p = (u_p, v_p)$  — вектор скорости частиц;  $T_p$

$H_p = \int_{T_0}^{T_p} c_p(T) dT$  — их энтальпия;  $\rho_p$  — плотность материала частиц;  $\rho$  — плотность газа; число Рейнольдса  $Re_p = \frac{2r_p \rho |\vec{V} - \vec{V}_p|}{\mu_g}$ ;  $\lambda_g$  — теплопроводность

в газе;  $\sigma$  — постоянная Больцмана;  $\epsilon$  — степень черноты поверхности частицы;  $\vec{g} = (0, g)$ ;  $g$  — ускорение свободного падения;  $A_m$  — средний по поверхности частицы коэффициент поглощения лазерного излучения;  $I(x, y)$  — плотность мощности

Таблица 2. Формулы для расчета коэффициента сопротивления  $C_d$ 

| № формулы | $C_d = f(\text{Re}_p)$  | $\text{Re}_p$             | Литературный источник |
|-----------|---|---------------------------|-----------------------|
| 1         | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,179\text{Re}_p^{0.5} + 0,013\text{Re}_p)$  | $\text{Re}_p \leq 10^3$   |                       |
| 2         | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p}$  | $\text{Re}_p < 0,2$       | [11]                  |
|           | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,187\text{Re}_p)$   | $0,2 < \text{Re}_p < 2,0$ |                       |
|           | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,11\text{Re}_p^{0.81})$   | $20 < \text{Re}_p < 21$   |                       |
|           | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,189\text{Re}_p^{0.62})$  | $21 < \text{Re}_p < 200$  |                       |
| 3         | $C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + b_1\text{Re}_p^{b2}) + b^3 \frac{\text{Re}_p}{(b_4 + \text{Re}_p)}$ , где<br>$b_1 = \exp(2,3288 - 6,4581\phi + 2,4486\phi^2)$<br>$b_2 = 0,0964 + 0,5565\phi$<br>$b_3 = \exp(4,905 - 13,8944\phi + 18,4222\phi^2 - 10,2599\phi^3)$<br>$b_4 = \exp(1,4684 + 12,2584\phi - 20,7322\phi^2 + 15,8855\phi^3)$<br>$\phi \leq 1$ | Любое $\text{Re}_p$       | [12]                  |

лазерного излучения;  $H_{mp}$  — теплота плавления материала частиц;  $c_s$ ,  $c_m$  — теплоемкость материала частиц соответственно в твердом и жидкоком состоянии.

Средняя температура частицы  $T_p$  определяется с учетом эффекта плавления (6). Поток тепла к индивидуальной частице  $q_s$  включает теплообмен с газом, радиационные тепловые потери и приток тепла за счет поглощения лазерного излучения.

Коэффициент сопротивления  $C_d$  в общем случае зависит от формы частицы и условий ее обтекания. Выражения для коэффициента сопротивления  $C_d = f(\text{Re}_p)$  приведены в табл. 2. Кроме того, используются две аппроксимации числа Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса  $\text{Re}_p$  и Прандтля  $\text{Pr}$ :

$$\text{Nu}_p = 2 + 0,459\text{Re}_p^{0.55}\text{Pr}^{0.33}, \quad \text{Re}_p < 2; \quad (7)$$

$$\text{Nu}_p = 1,05\text{Re}_p^{0.5}\text{Pr}^{0.3}, \quad 2 < \text{Re}_p < 500. \quad (8)$$

**Коэффициент сопротивления частиц порошка.** Проблема расчета коэффициента сопротивления  $C_d$  в зависимости от числа Рейнольдса изучена достаточно полно и хорошо представлена во многих литературных источниках, например, в [11–14]. Нам необходимо выбрать функциональную зависимость  $C_d = f(\text{Re}_p)$  для случая движения частиц в канале сопла и внешнем струйном дозвуковом потоке газа. Формулы для расчета коэффициента сопротивления приведены в табл. 2. Заметим, что формула 3 в этой таблице учитывает отклонение частиц от сферической формы, здесь  $\phi \leq 1$  — величина, обратная коэффициенту формы, — это отношение площади поверхности шара, сравнимого с объемом частицы,

к поверхности этой частицы. Число Рейнольдса  $\text{Re}_p$  здесь рассчитывается по диаметру сферы, имеющей такой же объем, как реальная частица. Так, для сферы  $\phi = 1,0$ , для эллипсоида вращения с полуосами, отличающимися в 2 раза,  $\phi = 0,9$ , для куба  $\phi = 0,62$ . На рис. 3 представлены приведенные в этой таблице зависимости  $C_d(\text{Re}_p)$ .

**Начальные и граничные условия для частиц.** Частица начинает свое движение в кольцевом сечении несущего сопла в точке ввода с координатой  $y = y_p$  в момент времени  $t = t_p$ , который считается стартовым. Задается общее число вводимых частиц  $N_p$  одинакового размера с диаметром  $d_p = 2r_p$ . Компоненты вектора скорости частицы в точке ввода представляются в виде двух слагаемых:  $\vec{V}_p = \vec{V} \pm \delta\vec{V}$ . Одно из них соответствует компонентам скорости газа  $\vec{V}$  в точке ввода, другое описывает отклонение от скорости газа  $\delta\vec{V}$ . Величина и знак этого отклонения (плюс или минус) определяются случайнным образом. Температура частицы в точке ввода задается постоянной и равной температуре окружающей среды  $T_p = T_0$ . При формулировке граничных условий для частиц требуется задание закона взаимодействия частиц с твердой стенкой сопла или подложки.

**Условия отражения частиц от твердых стенок сопла.** Частица движется в потоке газа со скоростью, определяемой уравнением (4) до тех пор, пока не покинет расчетную область или не столкнется с твердой стенкой. В реальной ситуации параметры отражения частиц зависят от материала частиц и стенки шерохова-

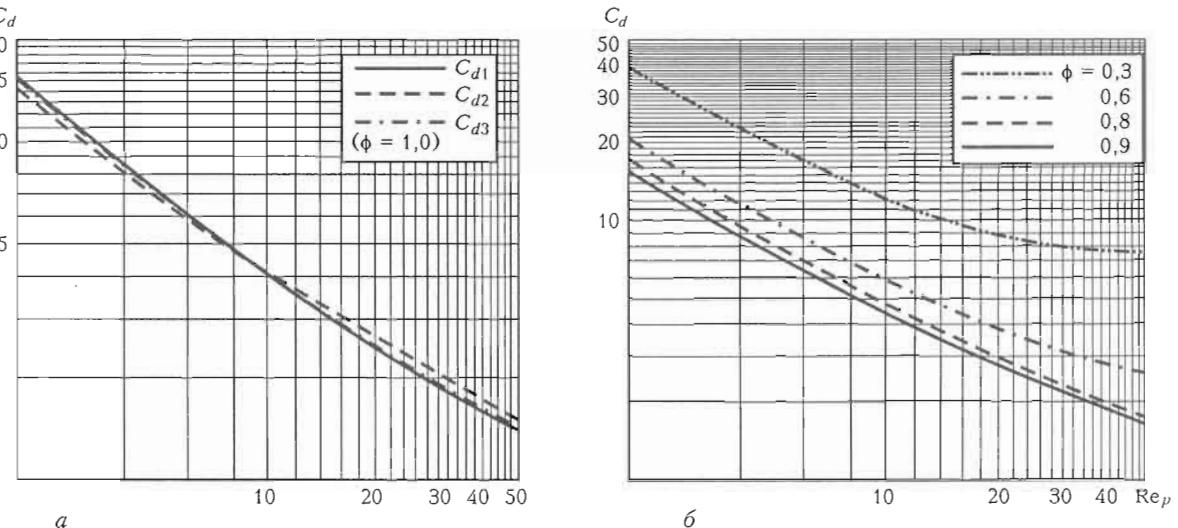


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления частицы сферической (а) и несферической формы (б) в потоке газа от числа Рейнольдса в логарифмической системе координат

тости стенки и могут быть определены в общем случае только экспериментально. Закон взаимодействия частицы со стенкой характеризуется коэффициентами восстановления нормальной и тангенциальной составляющих скорости:  $V_{2n} = -k_n V_{1n}$ ,  $V_{2t} = k_t V_{1t}$ . При  $k_n \approx 1$  столкновение частицы со стенкой считается упругим, при  $k_n \ll 1$  — неупругим [12]. После соударения частицы со стенкой без скольжения скорости частицы находятся из соотношений [13]

$$u_{p2} = \frac{1}{7} (5u_{p1} + 2r_p \omega_{p1}); v_{p2} = -k_n v_{p1}; \omega_{p2} = \frac{u_{p2}}{r_p}. \quad (9)$$

Для расчета коэффициентов восстановления используются эмпирические соотношения, полученные при обтекании цилиндра потоком газовзвеси [14]:

$$\begin{aligned} k_n &= 1 - 0,4158\alpha + 0,4994\alpha^2 - 0,292\alpha_3, \\ k_t &= 1 - 2,12\alpha + 3,0775\alpha^2 - 1,1\alpha^3, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\alpha$  — угол между направлением скорости до удара и касательной к поверхности в точке удара.

**Результаты расчетов. Динамика струйного течения газа, создаваемого тройным коаксиальным соплом.** Расчеты струйных течений газа проводили на основании изложенной выше постановки задачи (1)–(3) с начальными и граничными условиями (4)–(5). Геометрия коаксиального сопла и положение подложки задавались согласно рис. 2, б применительно к установке DMD-505. Заметим, что центральное сопло может перемещаться по своей оси для фокусировки или дефокусировки потока частиц.

На рис. 4 показана картина дозвуковых течений газа в расчетной области, когда подложка находится на расстоянии 20 мм и центральная часть сопла

выдвинута. На рисунке представлено распределение скорости, плотности и линий тока газа во внутреннем и внешнем течениях. Картина течения соответствует моменту времени  $t = 10$  с после запуска сопла. Во входных сечениях кольцевых каналов задавали следующие значения расхода газа: расход в центральном или осевом канале сопла  $G_n = 18$  л/мин, расход транспортного газа  $G_c = 20$  л/мин, расход защитного газа  $G_s = 20$  л/мин.  $G_n$  задается главным образом для защиты оптической системы. В центральной области между соплом и подложкой формируется почти цилиндрическая струя (см. рис. 4, а). Вихревые течения в окружающем струю пространстве по характеру нестационарные, но создаваемые ими осцилляции не оказывают существенного влияния на основной поток.

Согласно рис. 4, б внешнее открытое течение газа вполне можно было бы считать несжимаемым, поскольку плотность газа здесь сравнима с плотностью окружающей среды, чего никак нельзя сказать о внутренних течениях в сопле. Размеры кольцевых каналов тройного коаксиального сопла малы и составляют в среднем несколько миллиметров. При дозвуковых течениях вязкого газа в таких каналах могут формироваться пограничные слои, сравнимые по величине с их минимальными размерами. Для обеспечения заданных условий рабочих характеристик газа в предсопловом объеме поддерживаются избыточное давление от 0,2 до 0,7 атм. За счет этого плотность газа во внутренних каналах коаксиального сопла может существенно изменяться. На рис. 4, б можно видеть, насколько плотность газа в защитном и несущем соплах отличается от плотности в окружающей среде. Несмотря на то, что максимальное значение числа Маха во внутреннем течении не превышает 0,1 и достигается при выходе

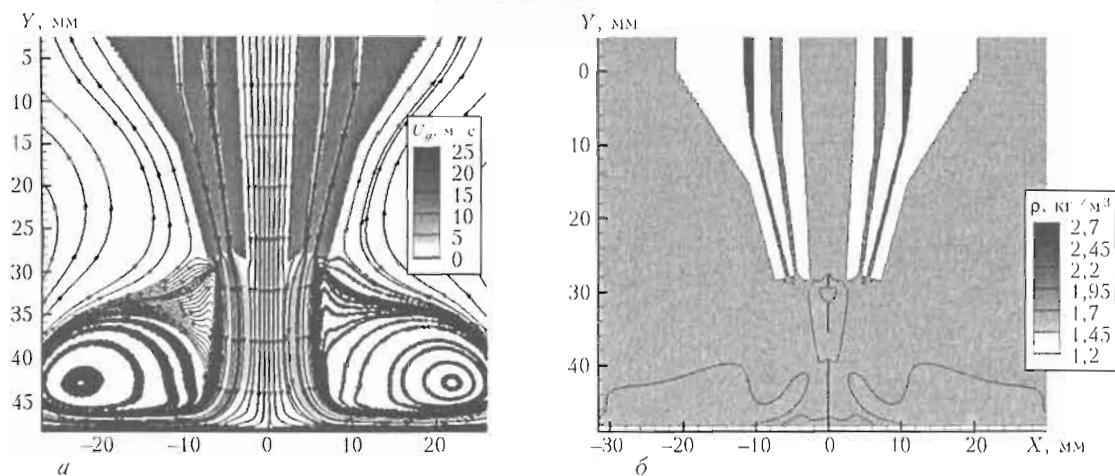


Рис. 4. Кольцевые струйные течения газа при натекании на плоскую подложку с использованием тройного коаксиального сопла:  
а — поле скорости и линии тока газа; б — распределение плотности газа

из кольцевых каналов, течение газа здесь уже нельзя рассматривать как несжимаемое, поскольку плотность газа не является постоянной. Увеличение расхода газа в защитном или транспортном соплах оказывает заметное влияние на истечение из других коаксиальных каналов. Максимальная скорость газа (см. рис. 4, а) наблюдается при выходе из транспортного сопла и составляет 16 м/с. Полученное таким образом установившееся распределение параметров течения газа использовалось далее при вычислении термодинамики и транспорта частиц порошка к подложке.

**Транспорт частиц к подложке.** Частицы порошка начинают свое движение в кольцевом сечении транспортного сопла в точке ввода с координатой  $y_p = -10$  мм. Задавалось общее число частиц  $N_p = 100$  одинакового размера со средним диаметром  $d_p$  в пределах 20–100 мкм. Расход частиц составлял  $F = 60$  г/мин, температура частиц задавалась постоянной и соответствовала начальной температуре  $T_p = T_0 = 300$  К. Компоненты вектора скорости частицы в точке ввода мало отличались от вектора скорости газа  $\vec{V} = 2$  и 0 м/с и рассчитывались статистически с использованием датчика случайных чисел по схеме, описанной выше с  $\delta\vec{V} = 0,2$  и 0,1 м/с.

Согласно данным [1] о форме и размерах используемых стальных частиц порошка отклонения частиц от сферической формы может быть значительным. Для описания этого отклонения и его влияния на поведение частиц в двухфазном потоке расчет коэффициента сопротивления  $C_d(Re_p)$  производился с использованием формулы 3 из табл. 2, при этом параметр формы  $\phi$  варьировался в пределах 0,3–1,0.

Траектории стальных частиц диаметром 20 и 80 мкм, рассчитанные с учетом их столкновений со стенками сопла и абсолютно упругим отражением (9) с  $k_n = 1$ , представлены на рис. 5, а, б.

Мелкие ( $d_p = 20$  мкм) частицы хорошо увлекаются газом, испытывают меньшее количество отражений от стенок сопла, не проникают в ядро потока, которое формируется истечением газа из центрального сопла, и плохо фокусируются (см. рис. 5, а). Крупные ( $d_p = 80$  мкм) частицы более инерционны, чем мелкие, и за счет столкновений со стенками сопла дают размытое пятно фокусировки (см. рис. 5, б). Замена упругого отражения (9) с  $k_n = 1$  на неупругое с  $k_n < 1$  приводит к потере энергии и стабилизирует поток частиц, при этом форма порошковой струи становится еще ближе к цилиндрической, а точка фокусировки частиц перемещается вниз по потоку. Здесь рассматривалось только однократное соударение частиц с подложкой, т. е. после столкновения движение частицы прекращалось и она исчезала. При увеличении расхода газа в защитном сопле средняя скорость частиц возрастает. Частицы поджимаются к центру струи, при этом улучшается степень их фокусировки. На рис. 5, г показано типичное распределение массового потока частиц  $q_m$  на поверхности подложки, который характеризует степень локализации подачи порошка в пятно лазерного излучения.

Проведены численные исследования влияния параметра формы  $\phi$  на среднюю скорость частиц в потоке газа. На рис. 6 показаны изменения модуля вектора скорости газа и средней скорости частиц порошка вдоль осевой координаты  $y$ . Выходное сечение сопла находится в точке  $y = 28$  мм, подложка расположена на расстоянии около 20 мм от сопла ( $y = 48$  мм). Диаметр  $d_p$  и параметр формы частиц варьировали. Наибольшее ускорение газа и частиц происходит во время их движения в сужающейся части сопла. Максимальная скорость частиц при этом достигается не в сопле, а во внешнем течении. Дальнейшее движение частиц замедляется вследствие расширения газа и уменьшения скорости его течения после выхода из сопла, а также вблизи подложки, где наблюдается торможение газа и натека-

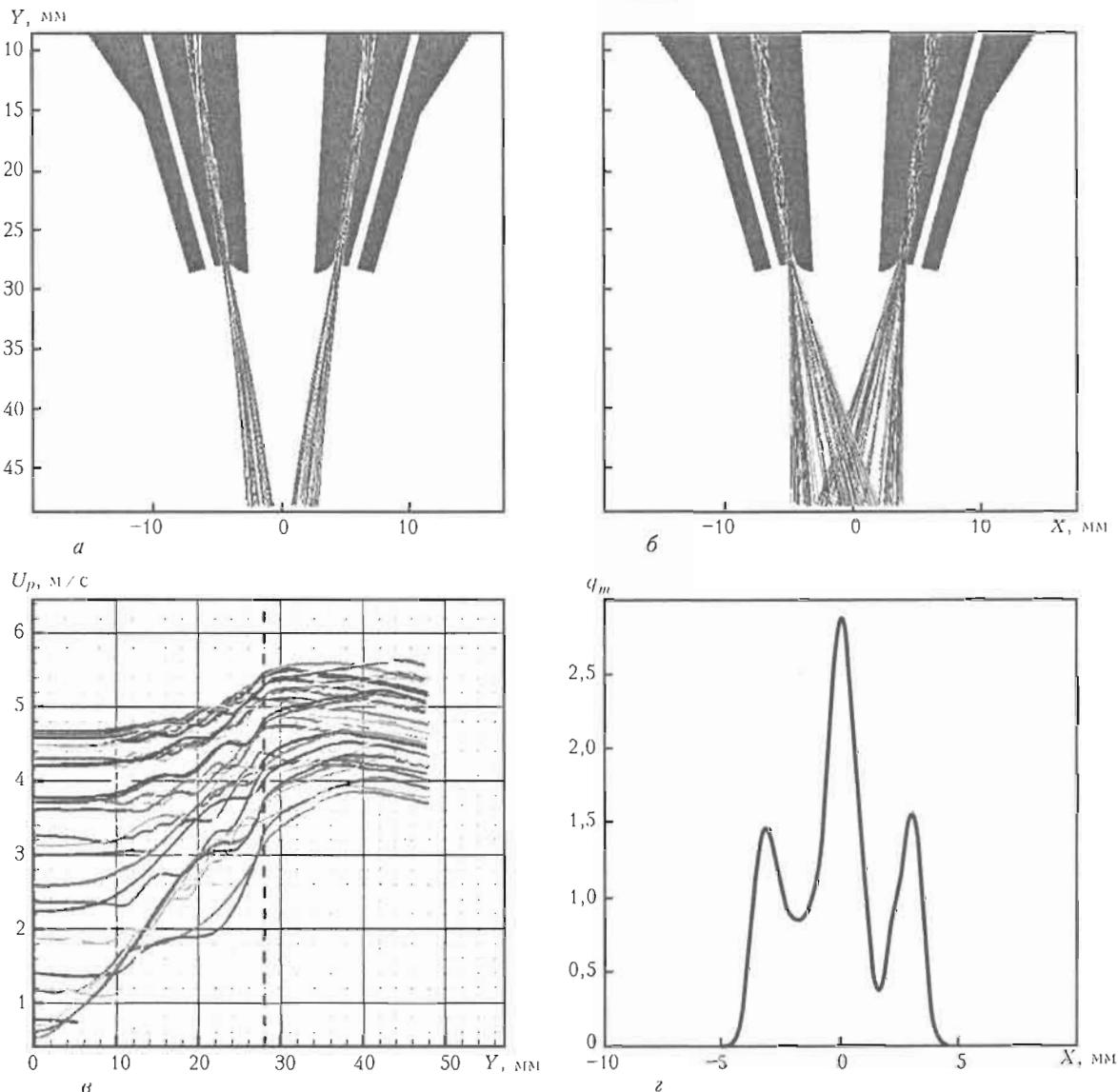


Рис. 5. Транспорт порошка к подложке: траектории частиц диаметром 20 (а) и 80 (б) мкм; изменение скорости 100 одиночных частиц диаметром 80 мкм, введенных в газовый поток с начальной скоростью, имеющей статистическое отклонение (в); распределение массового потока частиц порошка на подложке (г)

ние его на твердую плоскую поверхность (см. рис. 4, а). Показано, что отклонение формы частиц от сферической приводит к существенному увеличению коэффициента сопротивления  $C_d$  и росту скорости частиц  $V_p$ . На рис. 6, а максимальная средняя скорость частиц порошка (при  $\phi = 0,3$ ) изменяется в интервале от 6,0 до 10,5 м/с при всех исследуемых размерах частиц от 20 до 100 мкм.

**Лазерный разогрев частиц в потоке газа.** Использовалось лазерное излучение с длиной волны 10,6 мкм мощностью 1,2 кВт и линза с фокусным расстоянием 230 мм. Излучение фокусировалось на расстоянии 100 мм выше подложки, что позволяло получать радиус пятна 4,5–5,0 мм. Задавалось гауссово распределение плотности мощности в пучке.

На рис. 7, б–г представлено изменение температуры двух частиц диаметром 100 мкм по оси ОY, пролетающих через лазерный луч по разным траекториям. На рис. 7, б показано распределение

температуры внутри самой частицы на разных траекториях. При этом оказалось, что сами частицы почти мгновенно прогреваются. Можно видеть, что разница между температурой в центре частицы и на ее поверхности незначительна. На рис. 7, г представлено типичное распределение средней температуры струи частиц порошка на поверхности подложки. В условиях длительного воздействия лазерного излучения частицы могут не только плавиться, но даже кипеть и испаряться. Температура частиц, падающих на поверхность подложки существенно, зависит от траектории их движения и времени пребывания в луче.

### Выводы

Данная работа посвящена изучению газодинамических и тепловых проблем, которые возникают при транспортировке частиц порошка, а также струйных течений рабочих и защитных газов применительно к

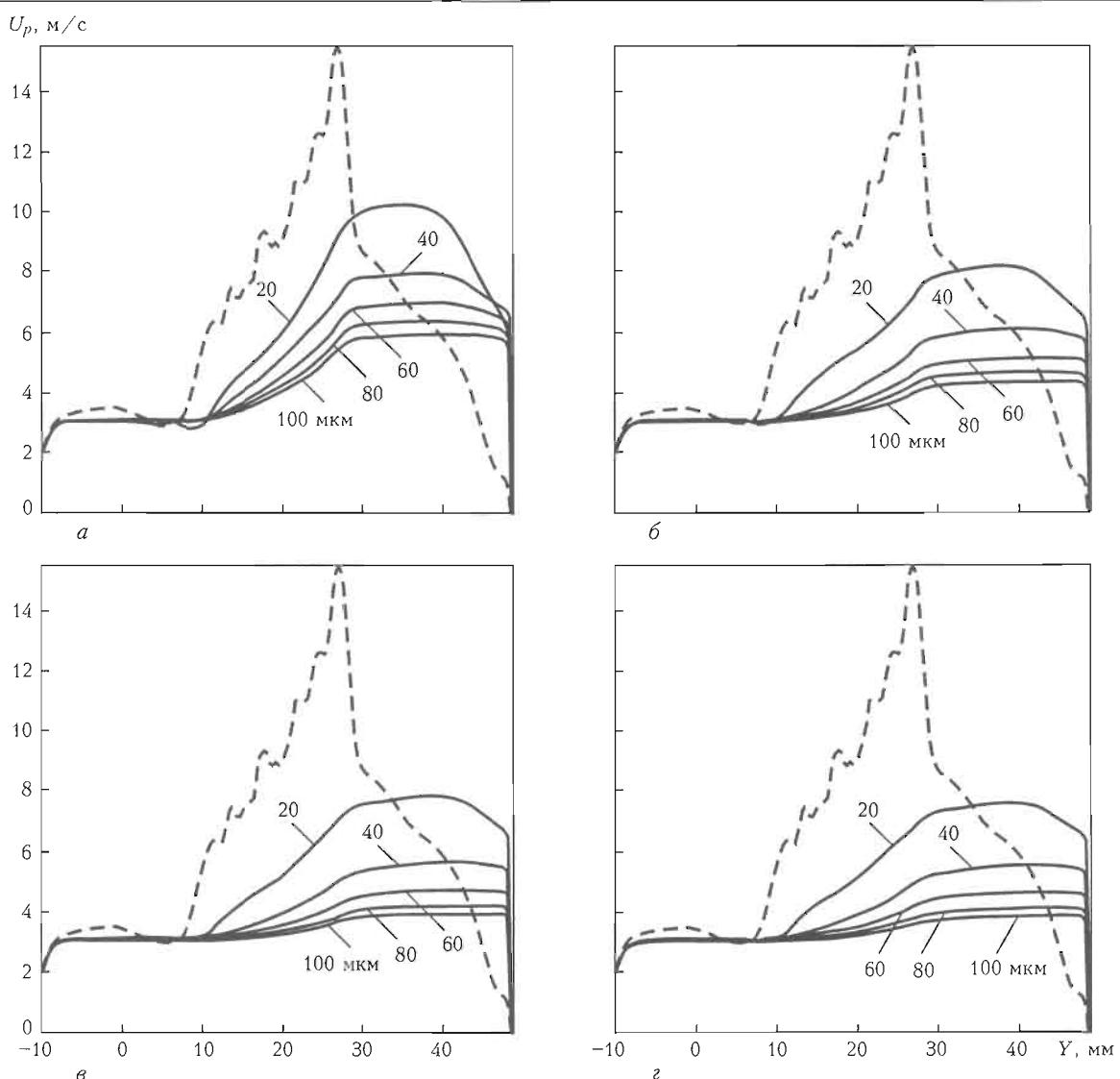


Рис. 6. Изменение модуля вектора скорости газа (штриховая) и средней скорости частиц, рассчитанной по ансамблю из 100 частиц заданного размера, от точки ввода до подложки при  $d_p = 20-100$  мкм и  $\phi = 0,3$  (а), 0,6 (б), 0,8 (в), 1,0 (г)

современным технологиям лазерно-порошковой наплавки и прототипирования методами DMD.

На основе решения полных уравнений Навье–Стокса в осесимметричной постановке создана вычислительная технология для исследования струйных течений рабочих и защитных газов в тройном коаксиальном сопле применительно к процессам лазерного нанесения материала. Изучены особенности многослойных кольцевых течений и их взаимного влияния путем варьирования начальных значений расхода газов в коаксиальном сопле.

Разработана транспортная модель порошковых струйных течений, предназначенная для расчета термодинамики и переноса частиц порошка к подложке, численно исследованы механизмы упругого и неупругого отражения частиц от стенок сопла.

Особенности газовой динамики процессов DMD связаны с необходимостью расчета не только внешних течений газа (между соплом и подложкой), но и течений внутри кольцевых каналов коаксиального

сопла, геометрия которых оказывает существенное влияние на параметры внешнего струйного течения.

Расчетным путем показано, что внешнее открытое течение газа вполне можно было бы считать несжимаемым, поскольку плотность газа здесь сравнима с плотностью окружающей среды, чего никак нельзя сказать о внутренних течениях в коаксиальном сопле. Несмотря на то, что максимальное значение числа Маха во внутреннем течении газа не превышает 0,1 и достигается в выходных сечениях кольцевых каналов, дозвуковые течения вязкого газа здесь уже нельзя рассматривать как несжимаемые, поскольку плотность газа не является постоянной.

Форма частиц порошка может оказывать значительное влияние на изменение их скорости в потоке газа.

В условиях воздействия лазерного излучения частицы порошка могут не только плавиться, но даже кипеть и испаряться. Температура частиц, падающих на поверхность подложки, существенно за-

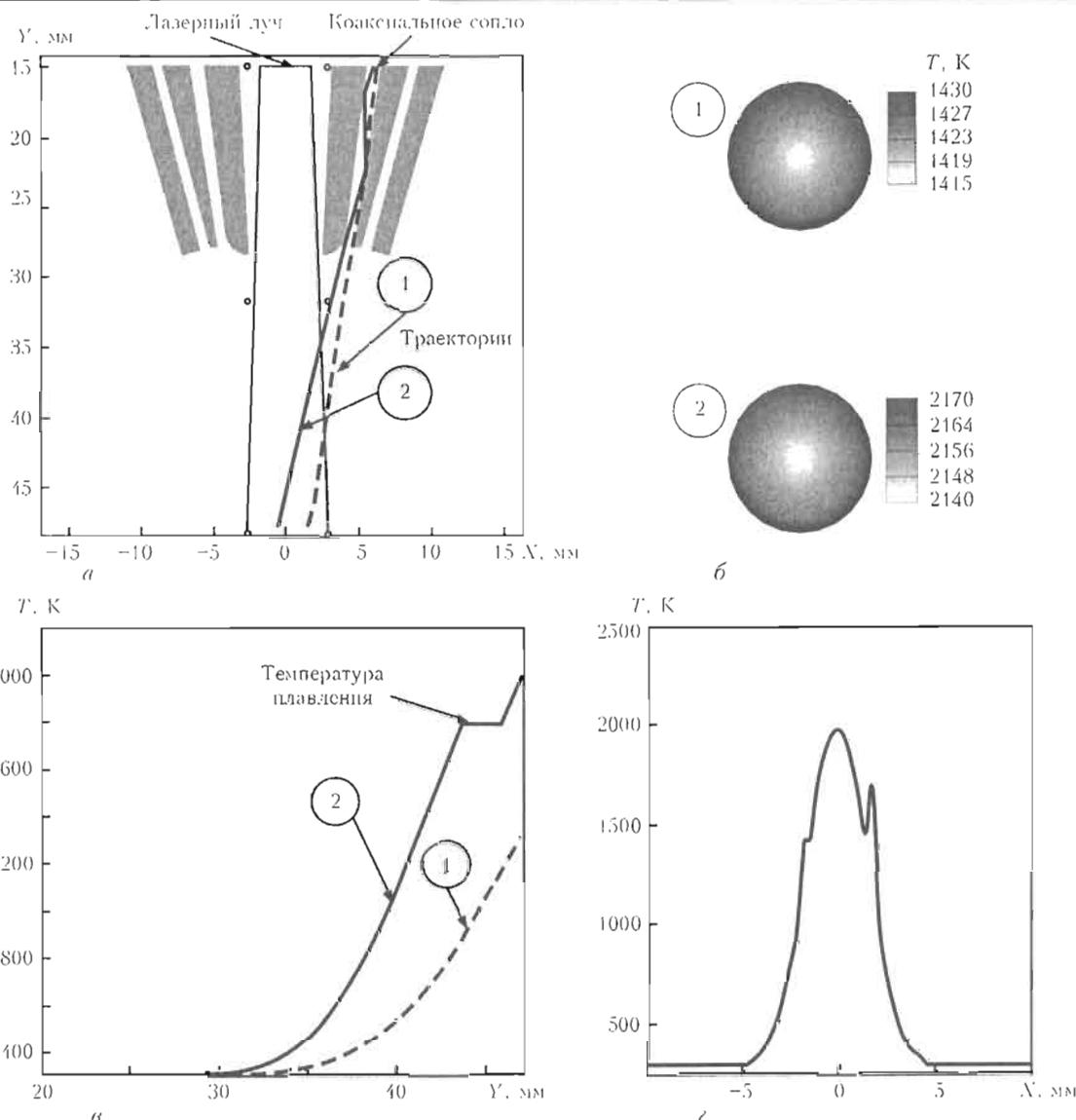


Рис. 7. Тепловое состояние частиц порошка при лазерной наплавке: а — схема взаимодействия лазерного пучка с частицами на двух разных траекториях; б — сферически симметричное распределение температуры внутри частицы; в — изменение температуры частиц вдоль траектории; г — распределение средней температуры в струе частиц на поверхности подложки

висит от траектории их движения и времени пребывания в пучке. Разогрев частиц лазерным излучением может обеспечить их интенсивное испарение и привести к потерям массы материала порошка.

*Работа была выполнена при поддержки Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-08-00238\_a).*

1. Ion J.C. Laser processing of engineering materials. Principles, procedure and industrial application. — Elsevier, 2005. — P. 297–326.
2. Liu C.-Y., Lin J. Thermal processes of a powder particle in coaxial laser cladding // Optics and Laser Technology. — 2003. — 35. — P. 81–86.
3. Han L., Liou F.W., Phatak K.M. Modeling of laser cladding with powder injection // Metallurg. and Materials Transact. B. — 2004. — 35, Dec. — P. 1139–1150.
4. Choi J., Han L., Hua Y. Modeling and experiments of laser cladding with droplet injection // Transact. of ASME. — 2005. — 127, Sept. — P. 978–986.
5. Pan H., Liou F. Numerical simulation of metallic powder flow in a coaxial nozzle for the laser aided deposition process // J. Materials Proc. Technology. — 2005. — 168. — P. 230–244.

6. Qia H., Mazumder J., Ki H. Numerical simulation of heat transfer and fluid flow in coaxial laser cladding process for direct metal deposition // J. Appl. Physics. — 2006. — 100.
7. Zekovic S., Dwivedi R., Kovacevic R. Numerical simulation and experimental investigation of gas-powder flow from radially symmetrical nozzles in laser-based direct metal deposition // Int. J. Machine Tools and Manufacture. — 2007. — 47. — P. 112–123.
8. Peyre P., Aubry P., Fabbro R. et al. Analytical and numerical modeling of the direct metal deposition laser process // J. Physics D: Appl. Physics. — 2008. — 41.
9. Yanenko N.N. et al. Economical methods for solving the problems of gas dynamics // Lecture Notes in Physics. — 1981. — 141. — P. 448–453.
10. Liu X.-D., Osher S., Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes // J. Comput. Physics. — 1994. — 115. — P. 200–212.
11. He-Ping Li, Xi Chen. Plasma. Three-dimensional modeling of the turbulent plasma jet impinging upon a flat plate and with transverse particle and carrier-gas injection // Chemistry and Plasma Proc. — 2002. — 22, № 1. — P. 27–58.
12. Haider A., Levenspiel O. Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles // Powder Technology. — 1989. — 58, № 1. — P. 63–70.
13. Sommerfeld M., Huber N. Experimental analysis and modeling of particle-wall collisions // Int. J. Multiphase Flow. — 1999. — 25, № 6/7. — P. 1457–1489.
14. Vittal B.V.R., Tabakoff W. Two-phase flow around a two-dimensional cylinder // AIAA J. — 1987. — 25, № 5. — P. 648–654.

# HEAT SOURCE MODELS IN SIMULATION OF HEAT FLOW IN FUSION WELDING

***Karkhin V.A.<sup>1</sup>, Pittner A.<sup>2</sup>, Schwenk C.<sup>2</sup> and Rethmeier M.<sup>2</sup>***

<sup>1</sup>*St. Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Federal Institute for Materials Research and Testing, Berlin, Germany*

Models for bounded volume heat sources with different power density distribution are proposed. The distributions are exponential, normal and parabolic. The sources represent real heat source (welding arc, laser beam, electron beam, plasma jet, gas flame, etc.), convection in the weld pool and the latent heat of fusion and solidification. Unknown parameters of the distributions can be found by solving an inverse heat conduction problem. The functional-analytical technique for calculating 3D temperature fields in butt welding is developed. The proposed technique makes it possible to reduce considerably the total time for data input and solution. It is demonstrated with an example of hybrid welding of steel plates.

At the present time different heat source models for calculating the temperature fields including weld pool and heat-affected zone dimensions are used. The numerical heat transfer and fluid flow codes for fusion welding have so far been used mostly as a research tool. Current computer models require prescription of a large number of input parameters, several of them cannot be easily specified from fundamental principles. For example, such parameters are the arc/beam heat efficiency, effective thermal conductivity and the effective viscosity of the liquid metal in weld pool. These parameters depend on the welding conditions. In order to find such dependence an optimisation (inverse) problem has to be solved by using corresponding experiment. Such calculation requires highly trained personnel, much time and expenses.

The method of choice for solving the heat conduction problem is governed by the accuracy required with respect to the further use of the results. If the residual stresses and distortion or the metal microstructure and properties after welding are calculated, only the temperature profiles in a solid part of the weldments are of interest. Therefore, the temperature problem formulation can be simplified. Convection in the weld pool can be substituted for such a system of apparent heat sources which produce required weld pool shape and size and consequently the adequate temperature field outside the molten pool. This approach resembles the «equivalent heat source» conception [1]. The mathematical structure of the heat source models should at least approximately represent the phenomena in the molten pool (real heat source, convection, etc.). The unknown parameters of the

sources can be estimated by using experimental data and multivariable optimisation. Many volume heat source models are known, for example, the sphere model [2], double ellipsoid model [3–5] and its modification [6, 7], conical heat source [8], cylindrical-involution-normal heat source [9]. However these models do not take into account more complex power distributions and limitation on the heat source size. For instance, it is unrealistic to assume that a volume heat source acts outside the molten pool.

The aim of the study is to demonstrate the mathematical models of apparent volume heat sources, allowing for a real heat source and influence of convection in the weld pool, and functional-analytical technique for calculating the temperature fields. The models contain unknown parameters which are estimated by using a set of experimentally measured weld dimensions. The inverse problem is solved by direct simulations in connection with multivariable optimisation [10, 11]. It has to be noted that the computational requirement to solve a single direct problem is the key criterion that governs the overall efficiency of the inverse problem solution [12]. The technique is demonstrated with an example of gas metal arc-laser hybrid welding of steel plates.

**Heat source models.** The models for apparent heat sources should allow for real source as well as influence of convection in the weld pool (Figure 1). The distribution of heat flux on the workpiece surface exposed to a real source (welding arc, laser beam, electron beam, plasma jet, gas flame, etc.) can be described by the Gaussian (normal) distribution [2, 3, 13]. According to the published results of experi-

ments and calculations the heat transport by convection can be approximated by continuous smooth functions with zero value at weld pool interface.

In Figure 2, *a*, a unit volumetric power distribution is shown. Each heat source is a bounded region, so that its active domain is a parallelepiped  $[x', x''] \times [y, y''] \times [z, z'']$ . The unit power distribution along an arbitrary axis is schematically illustrated in Figure 2, *b*. It has to be noted that the area below this curve bounded by  $\xi'$  and  $\xi''$  remains unit for all distributions at any time. Several power distributions can be derived. As denoted in Figure 2, *c*, the normal, exponential as well as parabolic distributions are presented here in more detail.

The normal power distribution, that is also referred to as Gaussian distribution, along an arbitrary axis with local coordinate  $\xi$  is given by the following formula:

$$f(\xi) = \frac{2}{3} \xi_e^{-1} \left[ \Phi\left(\frac{\xi''}{\xi_e}\right) - \Phi\left(\frac{\xi'}{\xi_e}\right) \right]^{-1} e^{-\left(\frac{\xi}{\xi_e}\right)^2} \quad (1)$$

with  $\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-h^2} dh$ ,

where  $\xi_e$  is the geometrical power distribution parameter which corresponds to the distance to the origin of the heat source where the power has fallen to  $1/e$  of its maximum value at the heat source origin;  $\xi'$  and  $\xi''$  are the heat source boundaries. Goldak's ellipsoidal heat source [3] is a specific case of the proposed model in equation (1), if the heat source is unbounded ( $x' = y' = -\infty$ ,  $z' = 0$ ,  $x'' = y'' = z'' = \infty$ ).

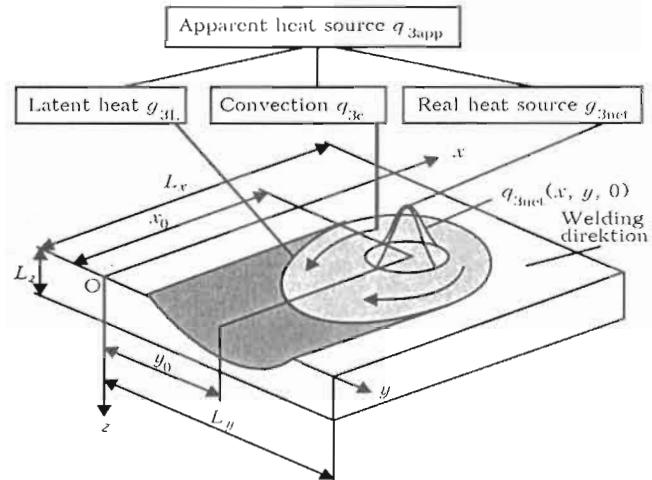


Figure 1. Illustration of the apparent heat source and reference frame

The exponential power distribution along an arbitrary axis with local coordinate  $\xi$  is given by the following formula:

$$f(\xi) = \frac{1}{\xi_e} \left( e^{-\frac{\xi}{\xi_e}} - e^{-\frac{\xi''}{\xi_e}} \right)^{-1} e^{-\frac{\xi'}{\xi_e}}. \quad (2)$$

The parabolic power distribution along an arbitrary axis with local coordinate  $\xi$  is given by the following formula:

$$f(\xi) = \left[ a_0(\xi'' - \xi') + \frac{1}{2} a_1(\xi''^2 - \xi'^2) + \frac{1}{3} a_2(\xi''^3 - \xi'^3) \right]^{-1} \times (3)$$

$$\times (a_0 + a_1\xi + a_2\xi^2),$$

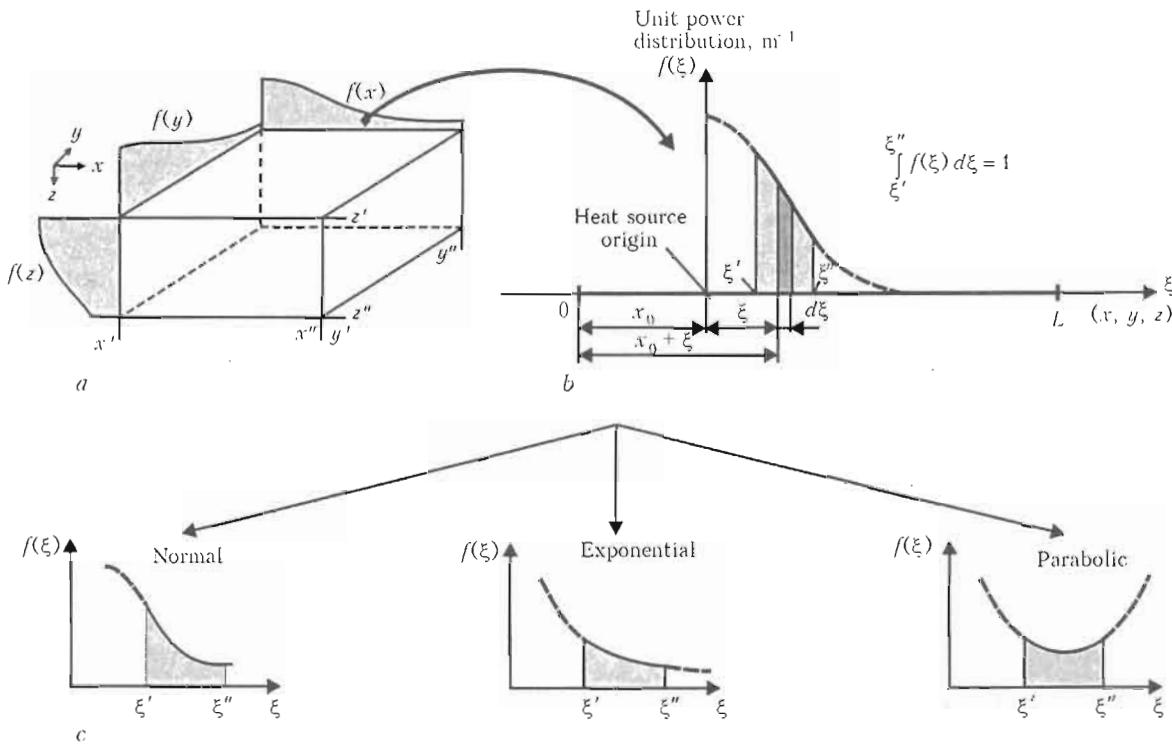


Figure 2. Power distribution of unit heat source: *a* – bounded unit volumetric power distribution; *b* – power distribution along local  $\xi$ -axis where  $\xi$  can correspond to the global  $x$ ,  $y$  or  $z$ -axes; *c* – types of power distributions

where the power distribution is defined by the parameters  $a_0$ ,  $a_1$  and  $a_2$ .

It has to be stressed that all parameters of the proposed heat source models can be time-dependent.

**Solution of the heat conduction problem.** The following assumptions are made:

- the continuum is homogeneous and isotropic, its dimensions  $L_x$ ,  $L_y$  and  $L_z$  can be finite or infinite (see Figure 1);
- all bounding surfaces are heat impermeable;
- the thermal material characteristic values (thermal conductivity  $\lambda$ , thermal diffusivity  $a$ , heat capacity  $c$  and density  $\rho$  are temperature-independent);
- the ambient temperature and initial temperature are constant,  $T_\infty = \text{const}$ ;
- the coordinates of the heat source origin  $(x_0, y_0, z_0)$  at any time  $t$  are known.

Then the energy conservation equation can be written as

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\nabla^2 T + \frac{q_{3\text{app}}}{\rho c}. \quad (4)$$

The three dimensional transient temperature field due to the action of a volumetric heat source can be obtained by using the source method [2, 13]:

$$T(x, y, z, t) - T_\infty = \int_0^{\min(t, t_w)} \Theta(x, t) \Theta(y, t) \Theta(z, t) dt, \quad (5)$$

where  $q$  is the power of the source which represents part or entire apparent source  $q_{\text{app}}$ ;  $t_w$  is the welding time; and  $\Theta$  is the temperature increment due to an instantaneous unit heat source. If the power  $q$  is time-dependent as in pulsed power welding then  $q$  should be considered as part of the integrand. This integrand can be calculated for an arbitrary power distribution  $f(\xi)$  along an axis on a basis of the method of images as

$$\Theta(x, t) = (4\pi at)^{1/2} \int_{\xi'}^{\xi''} f(\xi) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-1,1} \times \exp \left( -\frac{[-j\xi + (x - jx_0 - 2kL)]^2}{4at} \right) d\xi, \quad (6)$$

or on a basis of the Fourier's method as

$$\Theta(x, t) = L^{-1} \times \left[ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \cos \left( \frac{k\pi x}{L} \right) \exp \left( \frac{-k^2\pi^2 at}{L^2} \right) \int_{\xi'}^{\xi''} f(\xi) \cos \left( \frac{k\pi(x_0 + \xi)}{L} \right) d\xi \right]. \quad (7)$$

Here the parameters are defined in correspondence to Figure 2, b. The heat source location  $(x_0, y_0, z_0)$  can depend on time; the dimension of  $\Theta$  is  $\text{m}^{-1}$ . Equ-

ations (6) and (7) enable to derive the temperature due to a heat source with normal, exponential or parabolic power distribution. If the surface heat transfer is taken into account then the equations become more complex [12].

**Normal power distribution.** For sake of clarity the coordinate system of Figure 2, b is considered with  $x$  as global coordinate and  $\xi$  being the local coordinate attached to the source. If (1) is inserted into (6), the temperature due to an instantaneous unit heat source with normal distribution can be found as

$$\Theta(x, t) = \left\{ \sqrt{\pi(4at + \xi_e^2)} \left[ \Phi \left( \frac{\xi''}{\xi_e} \right) - \Phi \left( \frac{\xi'}{\xi_e} \right) \right] \right\}^{-1} \times \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-1,1} e^{-\frac{(x - jx_0 - 2kL)^2}{4at + \xi_e^2}} [F(\xi'') - F(\xi')], \quad (8)$$

where

$$F(u) = \Phi \left( \frac{u}{\xi_e} \sqrt{1 + \frac{\xi_e^2}{4at}} - \frac{j(x - jx_0 - 2kL)\xi_e}{\sqrt{4at(4at + \xi_e^2)}} \right). \quad (9)$$

If the Fourier's method is applied, the following equation can be derived by inserting (1) in (7):

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{L} \times \left[ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[ \Phi \left( \frac{\xi''}{\xi_e} \right) - \Phi \left( \frac{\xi'}{\xi_e} \right) \right]^{-1} \sum_{k=1}^{\infty} \cos \left( \frac{k\pi x}{L} \right) e^{-\frac{k^2\pi^2}{L^2} \left( at + \frac{\xi_e^2}{4} \right)} \times [F(\xi'') - F(\xi')], \right] \quad (10)$$

where

$$F(u) = \cos \left( \frac{k\pi x_0}{L} \right) \operatorname{Re} \left[ \Phi \left( \frac{u}{\xi_e} - i \frac{k\pi\xi_e}{2L} \right) \right] - \sin \left( \frac{k\pi x_0}{L} \right) \operatorname{Im} \left[ \Phi \left( \frac{u}{\xi_e} - i \frac{k\pi\xi_e}{2L} \right) \right]; \quad (11)$$

$$\Phi(w) = \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^w \exp(-h^2) dh$$

and  $w = r + is$  with  $i = \sqrt{-1}$ .

**Exponential power distribution.** Inserting (2) into (6) and (7) yields

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{2} \left[ \xi_e \left( e^{-\frac{\xi'}{\xi_e}} - e^{-\frac{\xi''}{\xi_e}} \right) \right]^{-1} e^{-\frac{at}{\xi_e^2}} \times \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-1,1} e^{-\frac{(x - jx_0 - 2kL)^2}{\xi_e^2}} [F(\xi'') - F(\xi')], \quad (12)$$

where

$$F(u) = \Phi \left( \frac{u - j(x - jx_0 - 2kL)}{\sqrt{4at}} + \frac{\sqrt{at}}{\xi_e} \right), \quad (13)$$

and

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{L} \left\{ 1 + 2 \left( e^{-\frac{\xi''}{L}} - e^{-\frac{\xi'}{L}} \right)^{-1} \times \right. \\ \left. \times \sum_{k=1}^{\infty} \left[ 1 + \left( \frac{k\pi\xi_e}{L} \right)^2 \right]^{-1} \cos \left( \frac{k\pi x}{L} \right) e^{\frac{-k^2\pi^2 at}{L^2}} \times \right. \\ \left. \times [F(\xi'') - F(\xi')] \right\}, \quad (14)$$

where

$$F(u) = \\ = e^{-\frac{u}{L}} \left[ \frac{k\pi\xi_e}{L} \sin \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) - \cos \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) \right]. \quad (15)$$

*Parabolic power distribution.* Inserting (3) into (6) yields

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{2} \times \\ \times \left[ a_0(\xi'' - \xi') + \frac{a_1}{2} (\xi''^2 - \xi'^2) + \frac{a_2}{3} (\xi''^3 - \xi'^3) \right]^{-1} \times \\ \times \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-1,1} [F(\xi'') - F(\xi')], \quad (16)$$

where

$$F(u) = \left[ \sqrt{\frac{4at}{\pi}} - (-a_1 - a_2(u - j(x - jx_0 - 2kL)) - \right. \\ \left. - \frac{(u - j(x - jx_0 - 2kL))^2}{4at} \right. \right. \\ \left. \left. - a_2 2j(x - jx_0 - 2kL))e^{-(u - j(x - jx_0 - 2kL))^2/4at} \right] + \\ + [(a_0 + a_1 j(x - jx_0 - 2kL) + a_2 2at + \\ + a_2(x - jx_0 - 2kL)^2) \Phi \left( \frac{u - j(x - jx_0 - 2kL)}{\sqrt{4at}} \right)] \right]. \quad (17)$$

Inserting (3) into (7) enables to write:

$$\Theta(x, t) = \frac{1}{L} \times \\ \times \{ 1 + 2[a_0(\xi'' - \xi') + \frac{a_1}{2} (\xi''^2 - \xi'^2) + \frac{a_2}{3} (\xi''^3 - \xi'^3)] \}^{-1} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{L}{kp} \cos \left( \frac{kpx}{L} \right) \exp \left( \frac{-k^2 p^2 at}{L^2} \right) [F(\xi'') - F(\xi')], \quad (18)$$

where

$$F(u) = a_0 \sin \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) + \\ + a_1 \left[ \frac{L}{kp} \cos \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) + u \sin \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) \right] + \\ + a_2 \left[ \frac{2L}{kp} u \cos \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) + \left[ u^2 - 2 \left( \frac{L}{kp} \right)^2 \right] \sin \left( \frac{k\pi(x_0 + u)}{L} \right) \right] \quad (19)$$

It should be noted that in the general case the image method for the unbounded sources in the bounded solid cannot be used, because in this case the prescribed power  $q_{3app}$  in (4) changes and the energy conservation law is violated.

**Inverse problem solution.** Inverse modelling provides the estimation of unknown parameters (vector  $\mathbf{p} = \{q, x_e, y_e, z_e, \dots\}$ ) using measured temperature-related (heat-induced) weld characteristics (temperature, weld penetration, weld pool length, etc.).

The corresponding optimisation problem (minimisation of the objective function  $F$ ) with the set of inequality constraints of physical nature is presented in the following form [10]:

$$F(\mathbf{p}) = \sum_{n=1}^N w_n^f [f_n^m - f_n(\mathbf{p})]^2 + \\ + \sum_{k=1}^K w_k^p (p_k^0 - p_k)^2 \rightarrow \min; \quad (20)$$

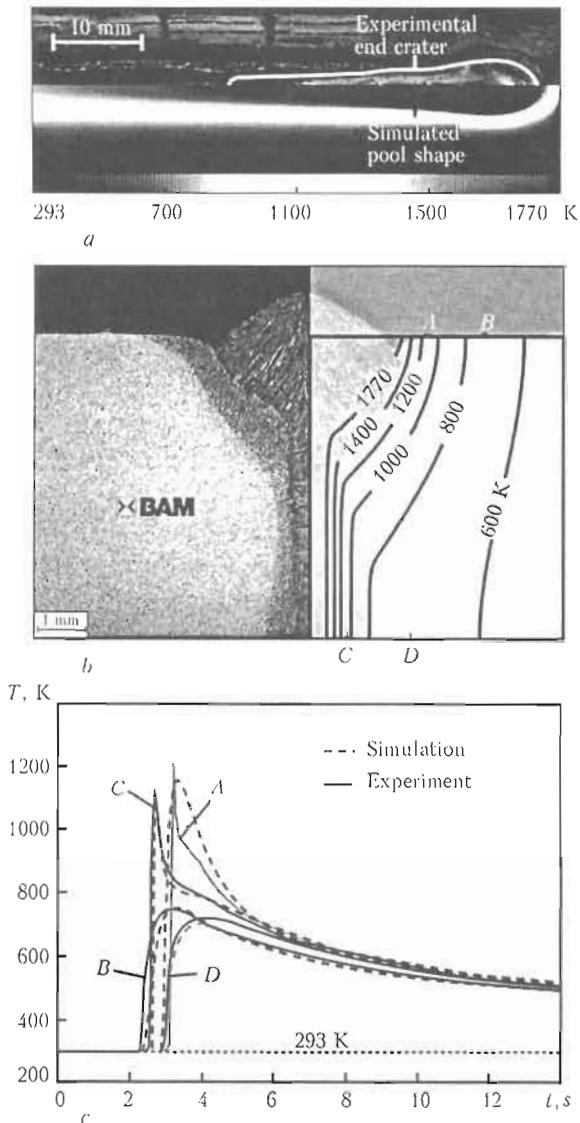
$$q \leq q_{\max} \leq 0 \leq x_e \leq x_{e \max},$$

where  $N$  is the number of observations;  $K$  is the number of unknown parameters;  $f_n^m$  and  $f_n$  are the respective measured and calculated weld characteristics;  $w_n^f$  and  $w_k^p$  are the weighting factors;  $p_k^0$  is the guessed value of the  $k$ -th parameter  $p_k$ ;  $q_{\max}$  is the peak allowable value of power  $q$ . The global minimum of the objective function (true optimum) can be found using numerical optimisation. It should be remembered that many dozens of 3D direct problems have to be solved in order to solve one inverse problem. Therefore the CPU time for a direct problem is of the utmost importance. The time needed to obtain the results by a functional-analytical method is less by many orders of magnitude than by a numerical method.

**Example.** Gas metal arc-laser hybrid welding of 6 mm thick plates of S355J2 steel were conducted by using a fibre laser and a pulsed arc process in order to show the applicability of the proposed heat source models for real applications. The averaged arc power was 7300 W, the laser power was 7200 W, and the welding speed was 50 mm·s<sup>-1</sup>. The following parameters were assumed:  $\lambda = 30 \text{ W}/(\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ ,  $c = 625 \text{ J}/(\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ ,  $\rho = 7680 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , the liquidus temperature was set to 1770 K and ambient temperature  $T_{\infty} = 293 \text{ K}$ . According to Figure 1, the geometry of the specimen was defined as  $L_x = 290 \text{ mm}$ ,  $L_y = 120 \text{ mm}$ ,  $L_z = 6 \text{ mm}$ ,  $y_0 = 60 \text{ mm}$  and  $z_0 = 0$ . The source moves uniformly and linearly with constant velocity parallel to the  $x$ -axis.

For the solution of the inverse problem the weld boundary in the weld cross-section, the tailing part of the end crater as well as the thermal cycles were used as input data. The simulation results are in good agreement with the experimental ones (Figure 3). The simulation model contains three sources, the definition of the bounded region of each heat source refers to Figure 2.

The first normal distributed source models the action of the laser beam with  $x_e = y_e = 1 \text{ mm}$ ,  $z_e =$



**Figure 3.** Experimental and simulation results: *a* — top weld pool shape; *b* — peak temperature isolines in the cross section; *c* — thermal cycles

$= 100 \text{ mm}$ ,  $x' = y'' = -0.15 \text{ mm}$ ,  $x'' = y'' = 0.15 \text{ mm}$ ,  $z' = 0$ , and  $z'' = 6 \text{ mm}$  as well as an heat input per time of  $3900 \text{ W}$ .

The second source moves  $3 \text{ mm}$  in front of the laser and imitates the action of the arc. It is setup as normal distributed source with the following parameters:  $x_e = y_e = 3 \text{ mm}$  and  $z_e = 5 \text{ mm}$ . The bounding is set as  $x' = -20 \text{ mm}$ ,  $x'' = 10 \text{ mm}$ ,  $y' = -2.5 \text{ mm}$ ,  $y'' = 2.5 \text{ mm}$ ,  $z' = 0$  and  $z'' = 0.25 \text{ mm}$  with a heat source power of  $1800 \text{ W}$ .

The third source incorporates the action of the latent heat as well as the convection in the weld pool. It is setup as continuously distributed double elliptical source acting  $5 \text{ mm}$  behind the first source (laser). The following parameters have been used [12]: for the front source  $x_e = 1 \text{ mm}$ , and for the rear source  $x_e = 6 \text{ mm}$  with  $y_e = 5 \text{ mm}$ ,  $z_e = 10 \text{ mm}$  for the front and the rear parts. The bounding is defined by  $x' =$

$= -20 \text{ mm}$ ,  $x'' = 2 \text{ mm}$ ,  $y' = -1.5 \text{ mm}$ ,  $y'' = 1.5 \text{ mm}$ ,  $z' = 0$  and  $z'' = 0.75 \text{ mm}$ . The power was set to  $2150 \text{ W}$ . The net heat input of the simulation is  $7850 \text{ W}$  in comparison to a gross heat input of  $14,500 \text{ W}$  of the hybrid welding process. It has to be noticed that the one direct simulation takes about  $1 \text{ s}$  on an ordinary office PC which confirms this method to be appropriate for inverse problem solution.

## CONCLUSIONS

1. The proposed models for bounded volume heat sources with different power density allow describing apparent heat sources considering the real heat source and convection in the weld pool.
2. The technique developed for solving the inverse heat conduction problem enables the heat input distribution and the temperature field to be found using measured weld parameters. The corresponding direct heat conduction problem is solved by the functional-analytical methods.
3. The proposed approach makes it possible to reduce drastically the total time for data input and solution.

**Acknowledgement.** The research work was founded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under the Grant ID SCHW1505-2-1.

1. Makhnenko, V.I. (1976) *Calculation methods for investigation of the kinetics of welding stresses and distortion*. Kiev: Naukova Dumka.
2. Rykalin, N.N. (1952) *Die Waermegrundlagen des Schweißvorganges*. Berlin: VEB Verlag Technik.
3. Goldak, J., Chakravarti, A., Bibby, M. (1984) A new finite element model for welding heat sources. *Metallurg. Transact. B*, **15**, 299–305.
4. Nguyen, N.T., Mai, Y.-W., Simpson, S. et al. (2004) Analytical approximate solution for double ellipsoidal heat source in finite thick plate. *Welding J.*, **3**, 82–93.
5. Fachinotti, V.D., Cardona, A. (2008) Semi-analytical solution of the thermal field induced by a moving double-ellipsoidal welding heat source in a semi-infinite body. *Mecanica Comput.*, **27**, 1590–1530.
6. Sabapathy, P.N., Wahab, M.A., Painter, M.J. (2001) Numerical methods to predict failure during the in-service welding of gas pipelines. *J. Strain Analysis*, **6(6)**, 611–619.
7. Zhang, J., Dong, Y. *Method for determining a heat source model for a weld*. Pat. USA 6,324,491 B1. Publ. 2001.
8. Goldak, J., Bibby, M., Moore, J. et al. (1986) Computer modeling of heat flow in welds. *Metallurg. Transact.*, **17**, 587–600.
9. Ranatowski, E., Pocwiardowski, A. (1998) An analytical-numerical evaluation of the thermal cycle in the HAZ during welding. In: *Mathematical modelling of weld phenomena 4*. Ed. by H. Cerjak and H.K.D.H. Bhadeshia. London: IOM Commun., 379–395.
10. Karkhin, V.A., Plochikhine, V.V., Ilyin, A.S. (2002) Inverse modelling of fusion welding processes. In: *Mathematical modelling of weld phenomena 6*. Ed. by H. Cerjak and H.K.D.H. Bhadeshia. London: Mancy Publ., 1017–1042.
11. Pittner, A., Weiss, D., Schwenk, C. et al. (2008) Methodology to improve applicability of welding simulation. *Sci. and Technol. of Welding and Joining*, **13(6)**, 496–508.
12. Karkhin, V.A., Homich, P.N., Michalov, V.G. (2007) Models for volume heat sources and functional-analytical technique for calculating the temperature fields in butt welding. In: *Mathematical modelling of weld phenomena 8*. Ed. by H. Cerjak, H.K.D.H. Bhadeshia and E. Kozeschnik. Graz: Graz TU, 819–834.
13. Rykalin, N.N. (1957) *Berechnung der Waermevorgaenge beim Schweißen*. Berlin: VEB Verlag Technik.

# PECULIARITIES OF THERMAL AND HYDRODYNAMIC PROCESSES OCCURRING IN TIG AND A-TIG WELDING OF STAINLESS STEEL

*Kovalenko D.V., Krivtsun I.V.,  
Demchenko V.F. and Kovalenko I.V.*

*E.O. Paton Electric Welding Institute, NASU, Kiev, Ukraine*

Analysis of distribution of temperature over the weld pool surface in TIG and A-TIG welding of stainless steel by using the stationary and moving arcs was conducted on the basis of calculation and experimental data. It is shown that the distribution of temperature, which is higher than the boiling temperature, on the weld pool surface in TIG and A-TIG welding has a characteristic plateau, the size of which is comparable with size of the anode spot of the arc. The maximal temperature of this plateau is a bit lower, and its size is smaller in A-TIG welding. Problems of mathematical description and modelling of Marangoni convection in A-TIG welding developing by the thermal- and concentration-capillary mechanisms are discussed. Two circular flows may form in the weld pool, the interaction of which resulting in an inward flow of the melt in the weld pool.

In our previous studies [1, 2] we considered the phenomenological model of interactions in the TIG/A-TIG arc-weld pool system, as well as the probability of existence of the quasi-keyhole in A-TIG welding. Peculiarities of the effect on formation of the weld pool and weld by thermal, mass exchange, electromagnetic and hydro(gas)dynamic processes occurring in the arc plasma and weld pool in A-TIG welding by using the surface stationary and moving arcs were studied on the basis of analysis of experimental data and theoretical estimates. The fundamental difference was shown in formation of the TIG- and A-TIG-welds in welding with the moving and stationary arcs, this difference consisting in the fact that in welding with the moving arc the weld metal melting and solidification processes occur simultaneously, whereas in spot welding they are separated in time. Moreover, the characteristic deep crater with reinforcement over the weld periphery forms in spot A-TIG welding as a result of subsequent shrinkage phenomena. Compared with TIG welding, A-TIG welding is characterised by the probability of a radically different formation of the arc plasma with a flow over the surface of the weld pool from its periphery to centre, this leading to transfer of the overheated metal towards the pool bottom and formation of narrow and deep welds.

In our next study [3] we offered a conjugate mathematical model of thermal, electromagnetic and hydrodynamic processes occurring in a workpiece in stationary (spot) TIG welding. As established by mo-

delling, parameters determined the thermal state and hydrodynamics of the weld pool in arc welding are sizes of the anode spot (diameter of current channel at the anode) and thermal (heat) spot of the arc. The fundamental difference in penetrating power of the TIG and A-TIG welding processes is caused by differing ratios of the anode (current)  $R_a$  to heat  $R_h$  spot sizes. Comparative analysis of the effect of three different force factors (Lorentz force, Marangoni effect and Archimedes force) on the thermal state and hydrodynamics of the weld pool was carried out on the basis of the results of experimental and calculation investigations of the penetration kinetics in TIG and A-TIG welding. It was shown that with the anode spot diameters less than 4 mm, the dominating factor determining the depth and shape of a weld spot is a centripetal component of the Lorentz force.

Analysis of the results of our studies and studies conducted by other authors required further experimental and theoretical investigations.

The purpose of this study was to conduct comparative analysis of the experimental and calculation data on distribution of temperature over the weld pool surface, and study peculiarities of the capillary convection in TIG and A-TIG welding of stainless steel by using the stationary and moving arcs.

**Peculiarities of distribution of temperature over the weld pool surface.** The calculations performed by using the mathematical model [3] showed the probability of increase in density of the heat flow, leading

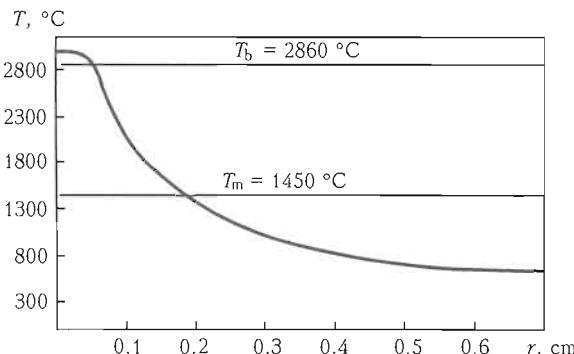


Figure 1. Simulation of temperature distribution on the weld pool surface in transverse direction at  $R_a = 1.25$  mm,  $R_h = 1.5$  mm

to extra overheating of the weld pool surface above the boiling point  $T_b$ , at certain sizes of the anode and heat spots of the stationary TIG arc in welding of stainless steel 304. This results in growth of heat losses for evaporation and decrease in the degree of assimilation of heat from a heat source by a workpiece. The temperature profile in overheating of the weld pool surface (in transverse direction) above the boiling point has a characteristic plateau at  $T > T_b$  (Figure 1).

An experiment on evaluation of the distribution of temperature over the weld pool surface along the welding direction was carried to check the modelling results. The TIG and A-TIG welding processes with the stationary arc were performed on a 5 mm thick specimen of stainless steel 304. Aerosol activating flux PATIG S-A was used for A-TIG welding. The welding process parameters were similar to the calculated ones: welding current of 100 A, set length of the arc of 1.5 mm, and welding speed of 100 mm/min. Welding was performed by using tungsten electrode with 2 %

$\text{ThO}_2$ , having a diameter of 3.2 mm and pointing angle of 35°. The shielding gas was argon with flow rate of 12 l/min.

Appearance of the experimental unit is shown in Figure 2. RAYTEK computerised infrared pyrometer Marathon MM 1MN was used as a measurement device. Specifications of the pyrometer were as followed: measured temperature range of 650–3000 °C; spectral range of 1 μm; error of ±0.3 % or ±1 °C; response time of 1 ms; and measurement spot diameter of 1 mm.

The fixed pyrometer was focused on a point marked on the workpiece surface and located in the arc movement plane. The weld pool formed by the arc moved during welding through the marked point, and temperature on the weld pool surface was measured along its longitudinal axis. Design of the experiment is shown in Figure 3.

The experimental results are shown in Figure 4. The distribution of temperature over the weld pool surface above the boiling point in TIG and A-TIG welding with the moving arc has a characteristic plateau, the size of which is comparable with that of the anode spot of the arc [4]. Diameter of this plateau for TIG and A-TIG welding is 1.75 and 1.5 mm, respectively. In A-TIG welding the maximal temperature of this plateau is a bit lower, i.e. 2600 versus 2650 °C in TIG welding that is not fully understood and required further investigations. In addition, the tailing part of the weld pool in A-TIG welding has a somewhat increased temperature level.

It should be noted that the presence of such an overheated metal region proves the probability of existence of the quasi-keyhole in A-TIG welding [1].

**Role of hydrodynamic processes and peculiarities of capillary convection in penetration of metal in TIG and A-TIG welding.** The calculation data obtained in our study [3] are indicative of the fact that at the certain ratios of the anode to heat spot sizes, and at anode spot radius  $R_a$  of less than 2.0 mm, which are characteristic of A-TIG welding, the dominating force factor determining hydrodynamics of the weld pool is a centripetal (rotation) component of the Lorentz force  $\vec{F}_{rot}$ . For the weld pool surface, this force component can be directly expressed in terms of the welding current  $I$  [1, 2]:

$$\vec{F}_{rot}(r, 0) = -\mu_0 \frac{I^2}{4\pi R_a^3} \vec{e}_r, \quad 0 < r < R_a,$$

where  $\mu_0$  is the magnetic permeability.

It should be noted in the context of further description that value of the centripetal force is directly proportional to square of the welding current  $I^2$  and inversely proportional to the cube of anode spot radius  $R_a^3$ . The effect of size of the anode spot on value of the centripetal force is illustrated in Figure 5.

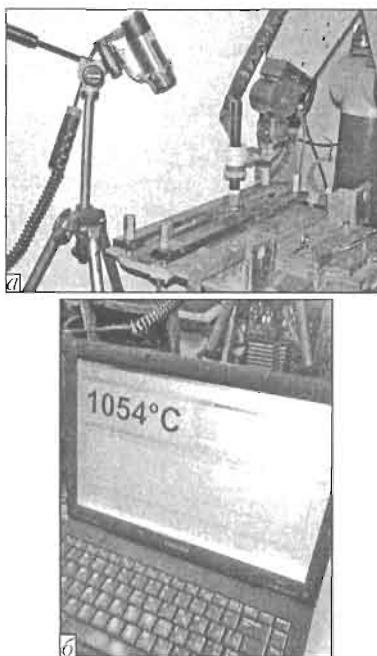


Figure 2. Appearance of experimental unit with pyrometer (a), and computer system (b)

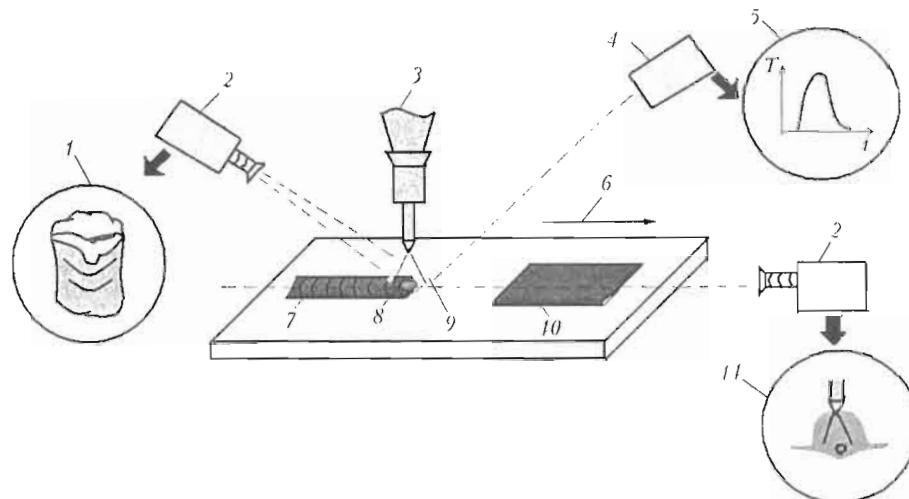


Figure 3. Diagram of experiment: 1 – weld pool and weld; 2 – TV camera; 3 – TIG welding torch; 4 – pyrometer; 5 – temperature-time distribution; 6 – direction of welding; 7 – weld; 8 – weld pool; 9 – welding arc; 10 – flux; 11 – arc and weld pool

The centripetal component of this force generates a vortex flow of the melt in the weld pool, which near the free surface of the weld pool is directed from the periphery towards its. The opposite flows of molten metal in the weld pool turn to the axial direction, thus transporting the metal overheated to a temperature above the boiling point or higher (see Figures 1 and 4) from the centre of the heat spot to the weld pool bottom. As velocities of the molten metal persist at a very high level ( $\max |\vec{V}| \approx 50 \text{ cm/s}$ ), the metal flow retains much of the overheating. As a result, a concentration of temperature with a high temperature gradient is formed in the weld pool near the melting front. This provides conditions for increase of the penetration depth.

Consider the effect of the Marangoni convection on penetrating power of the arc in A-TIG welding. It is a known fact that surface-active elements affect the value of surface tension coefficient  $\gamma$  of metal. In A-TIG welding, it is oxygen, sulphur, fluorine, etc. that can be the surface-active elements supplied from the flux to the melt. For example, as reported in [5], surface tension coefficient  $\gamma$  as a function of oxygen content  $C$  in steel grows with decrease in the concentration of oxygen  $\left(\beta_C = \frac{\partial\gamma}{\partial C} < 0\right)$ . As the concentration of oxygen on the weld pool surface decreases with increase in temperature, then  $\frac{\partial C}{\partial r} > 0$  and, therefore,

$\beta_C \frac{\partial C}{\partial r} < 0$ . This is indicative of the probability of formation of the reverse concentration-capillary Marangoni convection caused by the gradient of the concentration of oxygen on the free surface of the weld pool. At the same time, according to [6], the tempe-

rature interval of surface tension  $\beta_T = \frac{\partial\gamma}{\partial T}$  of the iron melt with an oxygen content of 150–350 ppm takes a positive value within a temperature range of 1873–2123 K. As a result, we have that  $\beta_T \frac{\partial T}{\partial r} < 0$ , which proves the probability of the reverse thermal-capillary convection. With the combined concentration-capil-

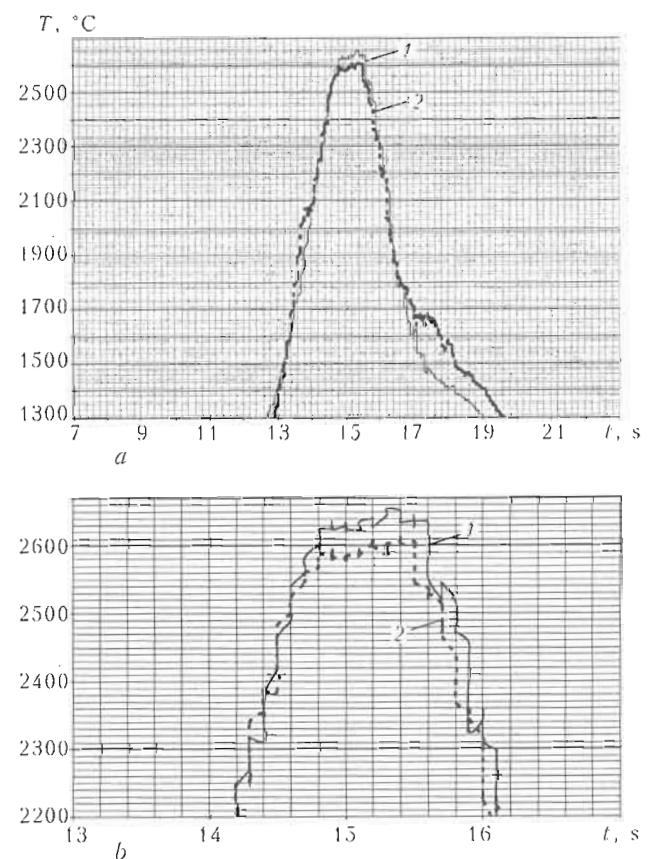


Figure 4. Experimental temperature-time curves of distribution of temperature on the weld pool surface along its longitudinal axis: a – range of temperatures of 1300–2800 °C; b – 2200–2800 °C; 1 – TIG welding; 2 – A-TIG welding

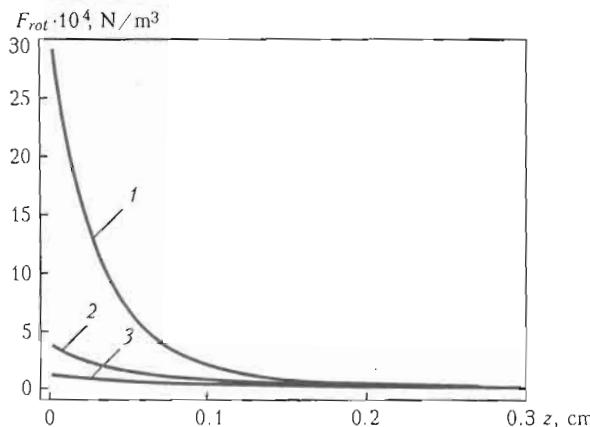


Figure 5. Simulation of  $|F_{rot}(R_a, z)|$  distribution against radius of anode spot at  $I = 100$  A: 1 —  $R_a = 1$ ; 2 — 2; 3 — 3 mm

lary and thermal-capillary convections, the condition of balance of tangential stresses on the free surface of the melt can be written as follows:  $v \frac{\partial V_r}{\partial z} \Big|_{z=0} =$

$$= -\frac{1}{\rho} \left[ \beta_T \frac{\partial T}{\partial r} + \beta_C \frac{\partial C}{\partial r} \right]$$

Therefore, in A-TIG welding the probability exists of formation of the reverse (from the periphery of the weld pool to its centre) Marangoni flow caused both by the thermal- and concentration-capillary mechanisms. In experimental evaluation of  $\beta_T$  and  $\beta_C$ , it is extremely important to provide conditions required for determination of particular derivatives  $\frac{\partial \gamma}{\partial C}$  and

$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ , otherwise the experimental data may be invalid.

Note another important circumstance related to high temperature heating of metal to boiling point  $T = T_b$ , which takes place in the central part of the weld pool surface in a region of the overheating plateau we established. As follows from physical considerations,  $\gamma(T, C) \rightarrow 0$  at  $T \rightarrow T_b$ , independently of the content of oxygen. It means that  $\frac{\partial \gamma}{\partial r} = \beta_T \frac{\partial T}{\partial r} +$

$+ \beta_C \frac{\partial C}{\partial r}$  in a certain temperature range ( $T_{ext} < T < T_b$ ) below the boiling point, i.e. the surface tension coefficient at temperature  $T = T_{ext}$  has a maximum, and the direction of the surface force within this temperature range corresponds to a straight (from the centre of the weld pool to its periphery) capillary convection. Therefore, the straight (from the centre of the weld pool to its periphery at  $T \in [T_{ext}, T_b]$ ) and reverse (from the periphery of the weld pool to its centre at  $T < T_{ext}$ ) capillary convections may simultaneously take place in A-TIG welding. In this case, two vortexes may form in the weld pool, the interaction of which will result in the melt flow directed deep into the weld pool.

Concluding this consideration, we have to note that the available experimental data on dependencies  $\beta_C = \beta_C(T, C)$  and  $\beta_T = \beta_T(T, C)$  within a wide temperature range are not enough to make with certainty any theoretical evaluations of the effect of the Marangoni convection on penetrating power of the arc in A-TIG welding. Taking this into account, we refrain so far from analysis of the results of our preliminary calculations made in this direction.

## CONCLUSIONS

1. In TIG and A-TIG welding the distribution of temperature over the weld pool surface above the boiling point has a characteristic plateau, the size of which is comparable with that of the anode spot of the arc, i.e. 1.75 and 1.50 mm, respectively. The maximal temperature of this plateau is a bit lower in A-TIG welding, i.e. 2600 versus 2650 °C in TIG welding that is required further investigations.

2. It is shown that in TIG and A-TIG welding the probability exists of formation the straight and reverse Marangoni convection caused by the thermal-capillary and concentration-capillary mechanisms. Two circular flows may form in the weld pool, the interaction of which resulting in an inward flow of the weld pool melt.

3. Further experimental investigations of the dependence of surface tension coefficient upon the temperature and concentration of an activating element in the melt, especially for the conditions of interaction of the flux layer with weld pool surface, are required to study the effect of the Marangoni convection on penetrating power of the arc in A-TIG welding.

4. For a more detailed quantitative evaluation of penetrating power of the A-TIG welding process (like all other arc welding processes), it is expedient to develop the self-consistent mathematical model describing relationship between the welding arc column and activated surface of the weld pool, i.e. the closed one with regard to sizes of the current and heat spots.

1. Paton, B.E., Yushchenko, K.A., Kovalenko, D.V. et al. (2006) Role of quasi-keyhole and Marangoni convection in formation of deep penetration in A-TIG welding of stainless steel (Phenomenological model of A-TIG welding of stainless steel). In: Proc. of Joint 16th Int. Conf. on Computer Technology in Welding and Manufacturing and 3rd Int. Conf. on Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes (Kiev, Ukraine, June, 2006). Kiev: PWI, 258–263.
2. Yushchenko, K.A., Kovalenko, D.V., Kovalenko, I.V. et al. (2007) Phenomenological model of existence and interaction of the system of activated arc and liquid channel of metal pool in A-TIG welding. IIW Doc. XII-212-1112-07.
3. Yushchenko, K.A., Kovalenko, D.V., Krivtsun, I.V. et al. (2008) Experimental studies and mathematical modelling of penetration in TIG and A-TIG stationary arc welding of stainless steel. IIW Doc. XII-212-1117-08.
4. Yushchenko, K.A., Kovalenko, D.V., Kovalenko, I.V. (2003) Investigation of peculiarities of A-TIG welding of stainless steels. IIW Doc. 212-1047-03.
5. Lancaster, J.F., Mills, K.C. (1991) Recommendations for the avoidance of variable penetration in gas tungsten arc welding. IIW Doc. 212-796-91.
6. Taimatsu, M., Nogi, K., Ogino, K. (1992) J. High Temp. Soc., 18(1).

# АДЕКВАТНОСТЬ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СВАРКИ ТИГ И А-ТИГ СТЫКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ НИКЕЛЕВОГО СПЛАВА NIMONIC-75

**Коваленко Д.В.<sup>1</sup>, Павляк Д.А.<sup>2</sup>, Судник В.А.<sup>2</sup>, Коваленко И.В.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>Тульский государственный университет, Тула, Россия

Представлено сравнение экспериментов по формированию шва при сварке ТИГ и А-ТИГ сплава Nimonic-75 и компьютерной имитации, выполненной в Тульском государственном университете, а также анализ влияния обратной стороны шва на конвекцию расплава и форму шва «песочные часы». Эксперименты выполнены с применением активирующего флюса PATIG Nim-75 и без него на пластинах толщиной 3,15 мм при токах сварки 40–240 А, длине дуги 1–4 мм и скорости сварки 50–500 мм/мин. Адекватность модели оценивали сопоставлением размеров реальных и имитируемых шлифов. Выполнен анализ причин рециркуляционных течений. Обсуждено совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Положительные результаты при сварке ТИГ титана со значительным увеличением глубины проплавления при нанесении активирующего флюса на поверхность свариваемого металла (способ А-ТИГ), полученные Гуревичем и Замковым в Институте электросварки им. Е.О. Патона НАНУ [1, 2], стимулировали исследования по контрагированию столба дуги при сварке ТИГ сталей и других материалов [3–5].

Исследование Heiple and Roper (Rockwell International Energy System Group, Golden, США) [6] влияния поверхностно-активных веществ на глубину проплавления положило начало работам по анализу конвекции при сварке. Mills и др. [7] экспериментально подтвердили положения [6] о ключевом факторе увеличения глубины проплавления — изменении знака температурного коэффициента поверхностного натяжения  $d\sigma/dT$  с отрицательного на положительный. Введение поверхностно-активных веществ понижает поверхностное натяжение при температурах плавления и коэффициент  $d\sigma/dT$  становится положительным. Однако при повышении температуры до приблизительно 2000 °C поверхностное натяжение достигает значений, характерных для чистого металла с максимумом при «критической» температуре, и коэффициент  $d\sigma/dT$  снова становится отрицательным (т. е. далее следует зависимость для чистого металла).

Первая в мире (1983 г.) двухмерная модель конвекции Ogerer, Eagar и Szekely [8] теоретически подтвердила положения работы [6] и показала, что силы поверхностного натяжения Марангони являются

доминирующими, а вместе с электромагнитными силами Лоренца — ответственными за появление двойных вихревых областей. Позднее установлено [9], что знак термоконцентрационной зависимости поверхностного натяжения и его величина определяют направление конвективного теплопереноса под дугу и количество вихрей. Моделирование создания электромагнитных сил в процессе сварки А-ТИГ продолжается, но до сих пор оно не позволило получить однозначный ответ. С одной стороны, установлено, что сжатие дуги не влияет на проплавление austenитных сталей, но должно учитываться как вспомогательный фактор [10, 11]; с другой стороны, показано, что электромагнитная конвекция способствует глубокому проплавлению [12] и центростремительная составляющая электромагнитной силы является доминирующим фактором проплавления [13]. Опубликованные результаты представлены только для простейшего осесимметричного случая стационарного источника тепла несквозного проплавления на неподвижном изделии из austenитной стали.

Технология сварки А-ТИГ никелевого сплава Nimonic-75 впервые опробована в ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ [14]. Она основана на применении короткой (1,5 мм) дуги и активирующего солеоксидного флюса PATIG Nim-75, содержащего фториды и оксиды металлов. Фториды способствуют контракции дуги [5] и влияют на происходящие в ней физические процессы [15, 16]. Например, такие фторидные флюсы позволяют сваривать титановые

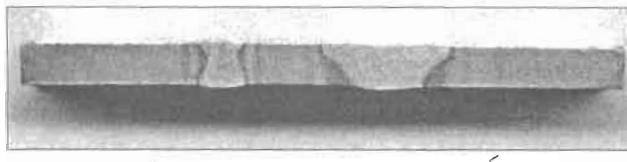


Рис. 1. Форма поперечных сечений швов с полным проплавлением сплава Nimonic-75, полученных при скорости сварки 200 мм/мин на токе 100 А при сварке А-ТИГ (а) и 180 А при сварке ТИГ (б)

листы толщиной до 8 мм [17, 18]. Патон и др. [19] разработали теоретическую модель контракции дуги фторидными флюсами и, например, для фторида натрия  $\text{NaF}$  при токе 100 А получили оценку радиуса анодного пятна  $r_a \approx 1,5$  мм. Другой никелевый сплав (Nimonic-263) сваривали по слою отдельных оксидов титана и их смесей и моделировали процесс сварки с помощью коммерческой программы PHOENICS [20], но результаты вычислений отличались от экспериментальных данных.

В последнее время компьютерное моделирование становится основным методом научных исследований. Разработчики программных кодов и экспериментаторы, начинающие использовать такие программы, стоят перед вопросом, как должна быть оценена ошибка результатов моделирования? Компьютерная имитация заканчивается прогнозом результата сварки, и наиболее важной характеристикой прогноза является доверительный уровень. Ошибка прогноза согласно Суднику, Радаи и Ёрофееву [21] представляется векторной суммой ошибок имитации и эксперимента с учетом нормального случайногораспределения данных. Значимость несоответствия результатов имитации (прогноза) эксперименту определяется по статистическим критериям, например, при сравнении дисперсий по критерию Фишера [22] или при неизвестной дисперсии, что часто встречается на практике, по критерию Стьюдента [22].

Целью данной работы является сравнение экспериментальной формы шва, полученного на сплаве Nimonic-75 при сварке ТИГ и А-ТИГ со сквозным проплавлением, с имитацией, выполненной в Тульском государственном университете, а также анализ влияния обратной стороны шва на конвекцию расплава и форму шва.

**Экспериментальные исследования.** Экспериментальные исследования проводили при автоматической сварке стыковых соединений на весу пластин из никелевого сплава толщиной 3,15 мм и размером 200 × 20 мм. Согласно стандарту Великобритании BS HR203 [23] сплав Nimonic-75 имеет следующий химический состав, %: 0,14 C; 0,14 Si; 0,39 Mn; 21 Cr; 3,4 Fe; 0,28 Ti; 0,05 Cu; 0,001 S; 0,008 P; 0,0175 O; Ni — основа.

Сварку выполняли вольфрамовым электродом с содержанием 2 % тория, диаметром 2,1 мм, углом заточки 30° и притуплением 0,5–0,8 мм. В качестве как защитного газа (расход 10 л/мин), так и газа на поддув (расход 2 л/мин) использовали аргон с содержанием примесей не более 0,1 %. Для сварки применяли источник питания ВСВУ 315. Эксперименты выполнены с применением аэрозольного активирующего флюса (активатора) PATIG Nim-75-А и без него при токе сварки 40–240 А, длине дуги 1–4 мм и скорости сварки 50–500 мм/мин.

В каждом опыте на поверхность пластины наносился равномерный слой активатора толщиной 80–100 мкм. В процессе выполнения экспериментов контролировали ток сварки, напряжение на дуге и скорость сварки. После сварки изготавливали макрошлифы, производили замеры геометрических размеров и проводили визуальную оценку качества швов.

На рис. 1 представлена форма поперечных сечений швов с полным проплавлением сплава Nimonic-75, полученных на одинаковой скорости сварки 200 мм/мин, токе 100 А при сварке А-ТИГ (а) и 180 А при сварке ТИГ (б). Как видно, для получения полного проплавления шва при сварке А-ТИГ можно уменьшить ток и, соответственно, тепловложение почти в 2 раза по сравнению со сваркой ТИГ.

На рис. 2 представлены макрошлифы швов, выполненных сваркой А-ТИГ на токе 100 А при напряжении на дуге 10 В, длине дуги 1,5 мм и скорости сварки 200 мм/мин, которые были вырезаны по длине из одного образца сплава Nimonic-75. Очевидно, разброс форм и размеров по ширине шва объясняется некоторой нестабильностью формирования шва при сварке с полным проплавлением на весу.

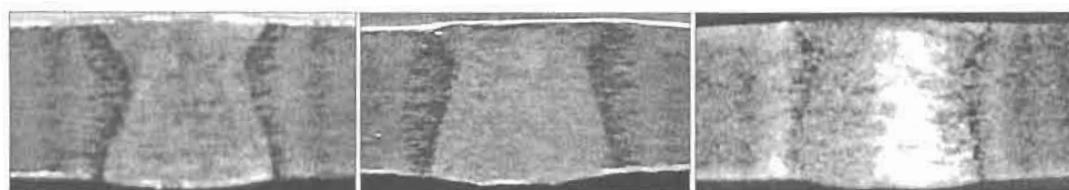


Рис. 2. Разброс размерных значений по ширине шва образца сплава Nimonic-75 при сварке А-ТИГ, выполненной на токе 100 А при напряжении на дуге 10 В, длина дуге 1,5 мм и скорости сварки 200 мм/мин

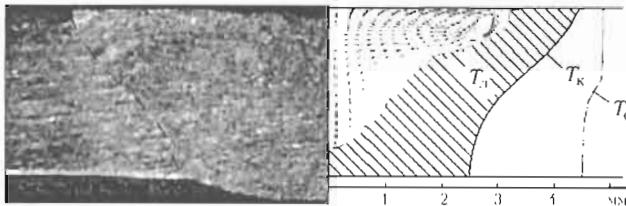


Рис. 3. Сопоставление экспериментального и расчетного швов при сварке ТИГ на токе 180 А

**Имитация процессов сварки.** Для имитации рассматриваемых процессов использована термо-гидродинамическая модель сквозного проплавления, разработанная в Тульском государственном университете [24], которая построена на основе уравнений энергии, движения Навье–Стокса и неразрывности с соответствующими граничными условиями, учитывающими особенности процессов сварки ТИГ и А-ТИГ.

Теплофизические свойства сплава Nimonic-75 известны только при комнатной температуре [23]. Аналогом сплава является в России никелевый сплав XH55BMTKЮ, в США — сплав Inconel-718 [25], в Германии — Nicrofer 2520 — alloy 75 [26]. Известны температурные зависимости сплава Inconel-718 и Nicrofer 2520 — alloy 75, сравнение которых с реперными точками сплава Nimonic-75 показывает их хорошее соответствие.

**Процесс сварки ТИГ.** Принимали следующие исходные данные: ток 180 А, напряжение 9 В, длина дуги 1,5 мм, КПД короткой дуги 94 %, скорость сварки 200 мм/мин, температурный коэффициент поверхностного натяжения  $-0,017 \text{ Н}/(\text{см}\cdot\text{К})$ , радиус электрического пятна 5,1 мм, радиус теплового пятна 6,8 мм. Расчетная максимальная температура в сварочной ванне  $T_{\max} = 1780^{\circ}\text{C}$ . Расчетная ширина шва 8,87 мм, экспериментальная — 10,5 мм. Расчетная ширина проплавления 5 мм, экспериментальная — 0–5 мм. Нестабильность ширины проплавления в эксперименте (№ 47) объясняется выбором режима в области перехода от неполного (170 А) к сквозному (180 А) проплавлению (рис. 3). Оценка положения границы проплавления может определяться принятой температурой плавления  $T_l$  сплава ( $1380^{\circ}\text{C}$ ) или когерентности (связности), при которой отсутствует жидкая фаза  $T_k$ , равной  $T_l - (T_l - T_c)/3$  ( $1367^{\circ}\text{C}$ ) [27] (на рис. 3 эта область заштрихована).

**Процесс сварки А-ТИГ.** Принимали следующие исходные данные: ток 100 А, напряжение на дуге 10 В, длина дуги 1,5 мм, КПД короткой дуги 94 %, скорость сварки 200 мм/мин, учитывая особенности процесса:

- радиус теплового пятна 2,2 мм из-за изоляционного действия активирующего флюса;

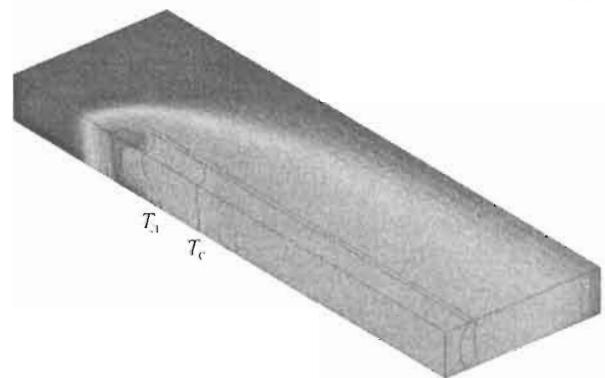


Рис. 4. Трехмерный вид имитации процесса сварки А-ТИГ никелевого сплава Nimonic-75

- радиус токового пятна 0,9 мм из-за контракции дуги фтором;
- на верхней поверхности температурный коэффициент поверхностного натяжения  $+0,01 \text{ Н}/(\text{см}\cdot\text{К})$  с учетом обратной конвекции Марангони;
- на нижней поверхности, где условия не изменились, температурный коэффициент поверхностного натяжения принят равным  $-0,017 \text{ Н}/(\text{см}\cdot\text{К})$ .

На рис. 4 приведен трехмерный вид имитирующей пластины. Максимальная температура сварочной ванны  $T_{\max} = 2700^{\circ}\text{C}$  хорошо соответствует современным представлениям о процессе сварки неплавящимся электродом с учетом охлаждающего действия испарения, учитываемого в граничных условиях модели.

На рис. 5 приведены результаты расчета для продольного сечения шва при сварке А-ТИГ ( $x = -1,2 \text{ см}$ ), демонстрирующие хорошее воспроизведение формы типа «песочные часы». Анализ полученных результатов показывает, что сварочная ванна с двумя свободными поверхностями имеет две вихревые области с конвекцией Марангони, причем у нижней поверхности ванны температурно-капиллярное течение Марангони имеет классический вид от ее центра к краям. На верхней поверхности картина течения имеет более сложный вид с элементами как прямой конвекции Марангони (от центра к краям ванны), так и обратной конвекции Марангони к центру сварочной ванны. Размеры поперечных сечений

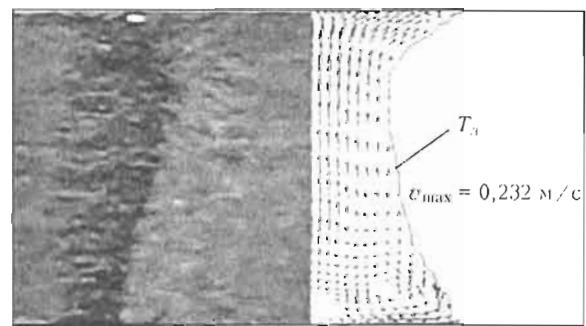


Рис. 5. Сопоставление экспериментального и расчетного швов при сварке А-ТИГ на токе 100 А

**Таблица 1.** Результаты экспериментов и расчетов, полученные по ширине швов, выполненных сваркой А-ТИГ и ТИГ на верхней  $W$  и нижней  $B$  поверхностях листа

| Способ сварки | $I_{\text{св}}, \text{А}$ | $v_{\text{св}}, \text{мм/мин}$ | Ширина шва, мм    |                  |      |                   |                  |      |
|---------------|---------------------------|--------------------------------|-------------------|------------------|------|-------------------|------------------|------|
|               |                           |                                | $W_{\text{эксп}}$ | $W_{\text{мод}}$ | $S$  | $B_{\text{эксп}}$ | $B_{\text{мод}}$ | $S$  |
| А-ТИГ         | 100                       | 200                            | 3,90              | 3,60             | 0,72 | 3,6               | 3,1              | 0,42 |
|               |                           |                                | 3,80              |                  |      | 4,1               |                  |      |
|               |                           |                                | 3,30              |                  |      | 3,4               |                  |      |
|               |                           |                                | Среднее 3,67      |                  |      | Среднее 3,7       |                  |      |
| ТИГ           | 180                       | 200                            | 10,50             | 8,87             | 1,62 | 5,0               | 2,5              | 2,95 |
|               |                           |                                | 10,00             |                  |      | 4,6               |                  |      |
|               |                           |                                | 9,00              |                  |      | 3,6               |                  |      |
|               |                           |                                | Среднее 9,83      |                  |      | Среднее 4,4       |                  |      |

*Примечания.* 1. Здесь и в табл. 2 критерий Стьюдента  $t_{m, 1-\alpha} = 4,3$ . 2. Принимается условие адекватности. 3. Индексы «эксп» и «мод» обозначают соответственно экспериментальное и модельное значение.

**Таблица 2.** Результаты экспериментов и расчетов, полученных по ширине  $W_g$  и высоте  $H_g$  горловины шва в виде «песочных часов» при имитации процесса сварки А-ТИГ

| $I_{\text{св}}, \text{А}$ | $v_{\text{св}}, \text{мм/мин}$ | Ширина горловины, мм |                    |      | Высота горловины, мм |                    |      |
|---------------------------|--------------------------------|----------------------|--------------------|------|----------------------|--------------------|------|
|                           |                                | $W_g_{\text{эксп}}$  | $W_g_{\text{мод}}$ | $S$  | $H_g_{\text{эксп}}$  | $H_g_{\text{мод}}$ | $S$  |
| 100                       | 200                            | 3,1                  | 0,95               | 1,32 | 1,5                  | 0,8                | 0,28 |
|                           |                                | 3,0                  |                    |      | 1,2                  |                    |      |
|                           |                                | 2,4                  |                    |      | 0,9                  |                    |      |
|                           |                                | Среднее 2,83         |                    |      | Среднее 1,2          |                    |      |

с горловиной и картины течений в них различаются для разных сечений. Для таких картин более целесообразно трехмерное объемное представление течений, подобное выполненному в работе [28].

**Адекватность математической модели.** Под адекватностью обычно понимается степень соответствия одноименных свойств объекта и модели. Процедура оценки адекватности компьютерной имитации процесса сварки А-ТИГ сплава Nimonic-75, характеризующегося проплавлением в форме «песочных часов» (см. рис. 5), и процесса сварки ТИГ состояла в статистической обработке результатов эксперимента и получении оценки  $S$  среднеквадратического отклонения значения параметра (каждого из размеров ширины шва на верхней  $W$  и нижней  $B$  сторонах листа, а также ширины  $W_g$  и высоты горловины  $H_g$  «песочных часов»):

$$S = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (y_{\text{эксп}} - y_{\text{мод}})^2},$$

где  $y_{\text{эксп}}$ ,  $y_{\text{мод}}$  — соответственно экспериментальное и расчетное значения параметра;  $n$  — объем выборки.

Оценка адекватности проводилась по статистическому критерию Стьюдента

$$t_{m, 1-\alpha} \geq \frac{y_{\text{эксп}} - y_{\text{мод}}}{S} \sqrt{n},$$

где  $t_{m, 1-\alpha}$  — табличное значение  $t$ -распределения;  $\alpha$  — уровень значимости.

Результаты расчетов и экспериментов приведены в табл. 1 и 2.

Совпадения средних значений принимаются с доверительной вероятностью 0,95.

### Выводы

1. Эксперименты по сварке А-ТИГ пластин из никелевого сплава Nimonic-75 толщиной 3,15 мм показали, что сварной шов при полном (сквозном) проплавлении принимает форму «песочные часы».

2. Имитация с помощью термогидродинамической модели сварочной ванны процесса сварки А-ТИГ воспроизводит формы полного (сквозного) проплавления в виде песочных часов при сварке пластин из никелевого сплава Nimonic-75.

3. Оценка точности воспроизведения размеров поперечного сечения шва данной моделью путем сравнения средних экспериментальных и расчетных значений по критерию Стьюдента показала, что данная модель адекватна с доверительной вероятностью 0,95.

4. Форма шва в виде песочных часов с большей шириной шва на нижней поверхности, установленная экспериментально и подтвержденная расчетом, обусловлена центростремительным течением перегретого металла с верхней поверхности к нижней под действием электромагнитной силы Лоренца и рециркуляционными термокапиллярными течениями с образованием вихрей.

1. Гуревич С.М., Замков В.Н., Кушниренко Н.А. Повышение эффективного проплавления при аргонодуговой сварке // Автомат. сварка. — 1965. — № 9. — С. 1–4.
2. Гуревич С.М., Замков В.Н. Некоторые особенности сварки титана неплавящимся электродом с применением флюсов // Там же. — 1966. — № 12. — С. 12–16.
3. Островский О.Е., Крюковский В.Н., Бук Б.Б. и др. Влияние активирующих флюсов на проплавляющую способность сварочной дуги и концентрацию энергии в анодном пятне // Сварочное пр-во. — 1977. — № 3. — С. 3–4.
4. Савицкий М.М., Лесков Г.И. Механизм влияния электроотрицательных элементов на проплавляющую способность дуги свольфрамовым катодом // Автомат. сварка. — 1980. — № 9. — С. 17–22.
5. Замков В.Н., Прилуцкий В.П. Распределение плотности тока в анодном пятне при дуговой сварке титана // Там же. — 1987. — № 3. — С. 19–22.
6. Heiple C.R., Roper J.R. Mechanisms for minor element effects on GTA fusion zone geometry // Welding J. — 1982. — 61, № 4. — P. 97–102.
7. Mills K.S., Keene B.I., Brooks R.F. et al. The surface tension of 304 and 316 type steels and their effects on weld penetration // Proc. of Conf. on Centenary of Metallurgy Teaching (Glasgow, 1984). — P. 1–11.
8. Oreper G.M., Eagar T.W., Szekely J. Convection in arc weld pools // Welding J. — 1983. — 62, № 11. — P. 307–312.
9. Zhao Y. The study of surface-active element oxygen on flow patterns and penetration in A-TIG welding // Metallurg. and Materials Transact. B. — 2006. — 37, № 6. — P. 485–493.
10. Tanaka M. Effect of surface active elements on weld pool formation using TIG arcs // Welding Int. — 2005. — 19, № 11. — P. 870–876.
11. Zhang R.H., Fan D. Numerical simulation of effects of activating flux on flow patterns and weld penetration in A-TIG welding // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2007. — 12, № 1. — P. 15–23.
12. Wang Y., Shi O., Tsai H.L. Modeling of the effects of surface-active elements on flow patterns and weld pool penetration // Metallurg. and Materials Transact. B. — 2001. — 32, № 2. — P. 145–161.
13. Yushchenko K.A., Kovalenko D.V., Krivtsun I.V. et al. Experimental studies and mathematical modelling of metal penetration in TIG and A-TIG stationary arc welding: IIW Doc. 212-1117-08.
14. Ющенко К.А., Коваленко И.В., Коваленко Д.В. и др. А-TIG сварка никелевого сплава НИМОНИК-75 // Сварщик. — 14, № 4. — С. 26–27.
15. Lucas W., Howse D. Activating flux — increasing the performance and productivity of the TIG and plasma processes // Welding and Metal. Fabr. — 1996. — 65, № 1. — P. 11–17.
16. Howse D., Lucas W. Investigation into arc constriction by active fluxes for tungsten inert gas welding // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2000. — 5, № 3. — P. 189–193.
17. Perry N., Marya S., Soutif E. New perspectives of flux assisted GTA welding in titanium structures. — 1999. — P. 55–62.
18. Leconte S., Pillard P., Chaelle P. et al. Effect of flux containing fluorides on TIG welding process // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2007. — 12, № 2. — P. 120–126.
19. Патон Б.Е., Замков В.Н., Прилуцкий В.П. и др. Конtraction дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне // Автомат. сварка. — 2000. — № 1. — С. 3–9.
20. Xu Y.L., Dong Z.B., Wei Y.H. et al. Marangoni convection and weld pool shape variation in A-TIG welding process // Theoretical and Appl. Fracture Mechanics. — 2007. — 48. — P. 178–186.
21. Sudnik W., Radaj D., Erofeev W. Validation of computerized simulation of welding processes // Mathematical modelling of weld phenomena 4. — London: IOM Commun., 1998. — P. 477–493.
22. Ерофеев В.А., Карпухин Е.В., Судник В.А. Компьютерная имитация нестационарной лазерной сварки // Компьютерные технологии в соединении материалов: Сб. научн. тр. 3-й Всерос. науч.-техн. конф. — 2001. — С. 111–118.
23. BS HR 203: Specification for nickel-chromium-titanium heat-resisting alloy plate, sheet and strip. — 1972.
24. Павляк Д.А., Судник В.А. Квазистационарная гидродинамическая модель сварочной ванны и процесса сварки неплавящимся электродом // Математ. моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах: Сб. тр. 5-ой межд. конф. (25–28 мая 2010 г., Кацивели, Крым). — Киев: ИЭС, 2010.
25. Sudnik V.A., Erofeev V.A., Richter K.-H. et al. Numerical modelling of the EBW Process // Computer technology in welding and manufacturing. — Kiev: PWI, 2006. — P. 295–300.
26. Nicrofer 2520 — alloy 75: Material Data Sheet No. 4035. — ThessenKrupp VDM, 1994.
27. Martikainen J., Hiltunen E., Brhane F. et al. Prediction of liquation crack initiation in Al-Si-Mg alloy welded joints.
28. Zhao C.X., van Steijn V., Richardson L.M. et al. Unsteady interfacial phenomena during inward weld pool flow with an active surface oxide // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2007. — 14, № 2. — P. 132–140.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРИТЕЛЬНОГО МЕХАНИЗМА УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ПОРОШКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКЕ

**Ковалева И.О., Ковалев О.Б.**

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия*

Предложена модель, учитывающая ускорение частиц порошка за счет силы, которая обусловлена реакцией отдачи паров материала с облученной части поверхности частицы. Представлены результаты численного анализа процессов тепло- и массообмена при движении одиночных частиц порошка в потоке газа и излучения при лазерной наплавке. Ускорение частицы зависит от ее диаметра, скорости несущего газа, свойств материала порошка, а также мощности лазерного излучения и степени ослабления плотности интенсивности в пучке по направлению его воздействия.

Технология лазерной наплавки известна и широко применяется в различных отраслях машиностроения, в частности, для восстановления изношенных деталей различных машин. Например, восстанавливаемые методом лазерной наплавки детали коленчатых валов большегрузных автомобилей имеют ресурс работы, сравнимый с ресурсом работы нового изделия. Стоимость восстановления при этом составляет 30–40 % стоимости нового коленчатого вала.

Исследование лазерно-порошковой наплавки посвящено много работ, обзоры которых можно найти в ряде монографий [1–3]. При лазерной наплавке порошок транспортируется потоком газа в зону действия лазерного луча и к подложке. Пара-

метры газового потока и излучения должны быть оптимизированы для обеспечения плавления частиц и их столкновения с подложкой в соответствующем месте. Мощность лазерного излучения, его фокусировка, плотность распределения в пучке, а также организация струйных течений газа и частиц присадочного материала являются управляющими факторами, контролирующими наплавку.

На рис. 1 представлена схема процесса с применением специальной многосопловой газо-порошковой транспортной системы [4]. Устройство наплавочной головки таково, что центральное сопло, через которое подается лазерное излучение, окружено несколькими отдельными газо-порошковыми

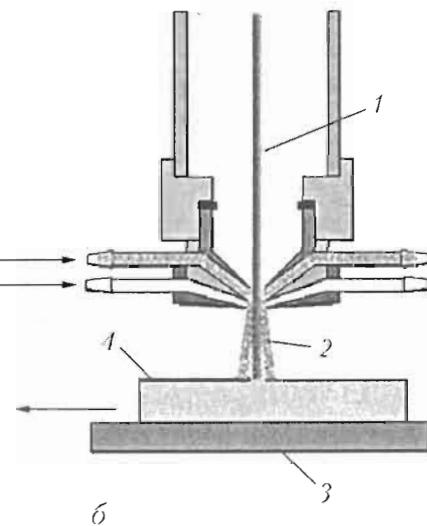
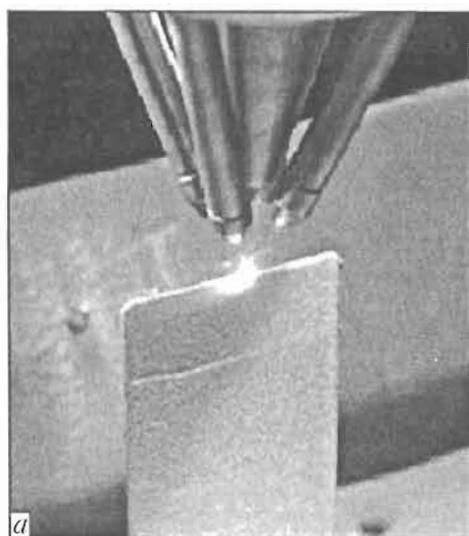


Рис. 1. Процесс лазерной наплавки: *а* — наплавочная лазерно-порошковая головка с обрабатываемой деталью; *б* — схема устройства лазерно-порошковой головки: 1 — лазерный луч; 2 — частицы; 3 — подложка; 4 — слой наплавки; 5 — защитный газ; 6 — несущий газ с частицами

соплами. Утверждается [4], что такой способ радиальной многоструйной подачи порошка имеет преимущества по сравнению с коаксиальной подачей [3], что в будущем может повысить эффективность лазерной наплавки.

Оказывается, если на частицу попадает лазерный луч, то на облученной части ее поверхности могут создаваться различные режимы испарения, которые зависят от интенсивности лазерного излучения. На возникновение силы отдачи, обусловленной выбросом паров с поверхности твердого тела при использовании лазерного источника для создания реактивной тяги, было указано ранее в работах [5, 6]. В настоящее время уже существуют лазерные двигатели, основанные на испарительном механизме реактивной тяги, возникающей за счет воздействия сфокусированного излучения на вещество, выполняющее роль топлива.

Исследованию механизма ускорения малых частиц при их лазерном испарении посвящены работы [7, 8]. Экспериментально показано [7], что алюминиевые частицы диаметром 25 мкм при использовании мощных лазерных импульсов (порядка  $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>) могут достигать скоростей до 200 м/с. В работе [8] представлены результаты теоретического анализа использования сверхмощного лазерного излучения (выше  $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>) для абляционного ускорения малых частиц (от 25 мкм до 1 мм) до экстремально высоких ( $10^5$  м/с) скоростей.

При лазерной наплавке обычно используется излучение мощностью до 5 кВт с пятном фокусировки на подложку 4–5 мм, что составляет около  $10^8$ – $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>. Исследованию термодинамики и транспорта частиц порошка при лазерной наплавке посвящено немало работ [1–4, 9], однако механизм влияния лазерного испарения на поведение частиц в газовом потоке до сих пор никем не рассматривался.

Данная работа посвящена изучению процессов нагрева и транспортировки частиц порошка в газовом потоке в условиях действия лазерного излучения. Предложена физико-математическая модель, описывающая ускорение частиц порошка за счет силы, которая обусловлена реакцией отдачи паров материала с облученной части поверхности частицы.

**Общие предположения, основные уравнения и метод решения.** При внешнем подводе тепла к металлической частице, находящейся в потоке газа или плазмы, происходит ее разогрев и плавление. С дальнейшим повышением температуры уже в жидкой частице начинается испарение, интенсивность которого нарастает по мере приближения температуры частицы к точке кипения. Далее начинается интенсивное испарение, при котором диаметр



Рис. 2. Схема физической модели нагрева и транспорта частицы порошка при лазерной наплавке

частицы уменьшается, а температура остается постоянной и равной температуре кипения. Движение частицы в потоке газа осуществляется за счет гидродинамических сил, обусловленных взаимодействием с газом [10–12], а именно: силы сопротивления за счет вязкости газа  $F_d$ , которая является одной из главных, обычно рассматриваемых сил, и суммы сил  $F_p$  различной гидродинамической природы (Магнуса, присоединенных масс, термофореза и других), которыми часто пренебрегают. При необходимости еще включают силу тяжести. Таковы примерно сложившиеся физические представления о моделировании нагрева и транспорта одиночных частиц в потоке газа или плазмы [10–12].

На рис. 2 приведена схема физической модели нагрева и транспорта частицы. Согласно [11] будем рассматривать законы сохранения при движении одиночных частиц металла в потоке газа и излучения. Кроме выше перечисленных сил, действующих на частицу, введем в рассмотрение силу  $F_R$ , которая связана с испарением материала частицы за счет одностороннего воздействия на нее прямого лазерного излучения [5, 6].

При плотности мощности в пучке, не превышающей порогового значения ( $I \leq I_{th}$ ), имеет место такой режим нагрева, когда тепло, подводимое к поверхности частицы, успевает отводиться в частицу за счет процессов теплоотдачи и теплопроводности. Частица разогревается, плавится и по достижении температуры кипения  $T_b$  начинает испаряться. Такой режим будем называть медленным режимом испарения. Если же плотность мощности в пучке превышает пороговое значение ( $I > I_{th}$ ), имеет место быстрый режим испарения, когда поверхностный слой частицы плавится и испаряется настолько быстро, что процессы теплопроводности не успевают включиться и частица не успевает даже нагреться. В обоих случаях существует реакция отдачи паров материала с облученной поверхности частицы, за счет которой возникает реактивная сила.

Предположения и упрощения, которые используются при построении физико-математической модели, сводятся к следующему:

- рассматривается одиночная частица, которая имеет форму сферы с радиусом  $r$ ;
- скорость несущего газа  $V_g$  задается постоянной и совпадающей по направлению действия луча;
- используется излучение CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм, плотность мощности лазерной энергии  $I(x)$  постоянно находится на уровне фиксированного диаметра пучка и уменьшается с расстоянием  $x$  по его оси за счет угла расхождения  $\delta$ :  $I = 2W/[\pi(x \tan(\delta/2) + \omega_0)]$  [9];
- рассматривается средний по сечению частицы  $A_p$  коэффициент поглощения  $K_{ab}$  лазерного излучения, который считается постоянным;
- предполагается, что газ прозрачен для излучения, т. е. взаимодействие между газом и лазерным лучом отсутствует;
- за счет давления отдачи паров при испарении возникает реактивная сила  $F_R$ , направление действия которой совпадает с направлением действия луча.

**Основные уравнения.** Уравнения тепломассообмена и транспорта одиночной частицы массой  $m$  запишем в виде законов сохранения:

$$\frac{dmE}{dt} = A_p I K_{ab} - H_g(T - T_g)S - \epsilon\sigma(T^4 - T_g^4)S; \quad (1)$$

$$\frac{dmV_p}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g A_p |V_g - V_p| (V_g - V_p) C_D + m\vec{g} + F_R; \quad (2)$$

$$\frac{dx}{dt} = V_p; \quad (3)$$

$$\frac{dm}{dt} = -S\dot{\omega}, \quad (4)$$

$$\dot{\omega} = K_g \frac{M_g}{\gamma R T_g} P_a \ln \left[ \frac{P_a}{P_a - P_v} \right]; \quad m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p; \quad (5)$$

$$T = \begin{cases} \frac{E}{C_s}, & E \leq C_s T_m; \\ T_m, & C_s T_m < E \leq C_s T_m + L_f; \\ T_b, & C_s T_m + L_f + C_m(T_b - T_m) < E \leq \\ & \leq C_s T_m + L_f + C_m(T_b - T_m) + L_e; \\ T_m + \frac{E - C_s T_m - L_f - L_e}{C_m}, & \\ E \geq C_s T_m + L_f + C_m(T_b - T_m) + L_e; \end{cases} \quad (5)$$

$$E = \int_{T_e}^T C(T) dT, \quad I = 2W \left[ \pi \left( \tan \frac{\delta}{2} x + \frac{\omega_0}{2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

$$F_R = \begin{cases} 0, & T < T_m, I < I_{th}; \\ 0,54 A_p P_v, & T \geq T_m, I < I_{th}; \\ A_p I K_{ab} \mu_e / L_e, & I \geq T_{th}. \end{cases}$$

Здесь  $t$  — время;  $m$  — масса частицы;  $I(x)$  — интенсивность лазерного излучения;  $I_{th}$  — пороговая интенсивность, для стали  $I_{th} = 30 \cdot 10^8 \text{ Вт}/\text{м}^2$  [1];  $x, V_p$  — координата и скорость частицы;  $V_g$  — скорость газа;  $T, T_g$  — температура частицы и газа соответственно;  $\rho_g, \rho_p$  — плотности газа и материала частицы;  $T_m$  — температура плавления;  $T_b$  — температура кипения;  $L_e$  — удельная теплота испарения;  $L_f$  — удельная теплота плавления;  $C_s, C_m$  — удельная теплоемкость частицы соответственно в твердом и жидкоком состояниях;  $\epsilon$  — степень черноты;  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана;  $M_g$  — молекулярная масса пара;  $W, K_{ab}$  — мощность и коэффициент поглощения излучения;  $H_g, K_g$  — коэффициенты тепло- и массообмена;  $m\vec{g}$  — сила тяжести;  $g$  — ускорение свободного падения;  $F_R$  — реактивная сила;  $\delta, \omega_0$  — угол расхождения и начальный радиус луча;  $S = 4\pi d^2$ ;  $A_p = \pi r^2$ ;  $d = 2r$ ;  $u_e = \sqrt{0,65\gamma RT_e/M_g}$  — скорость истечения пара с поверхности при температуре испарения  $T_e$ ;  $T_b \leq T_e \leq 1,6T_b$  [6];  $\gamma$  — отношение теплоемкостей газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $P_v$  — давление насыщенного пара, для стали  $P_v = 1,0133 \cdot 10^5 \exp [13,8 - (4,33 \cdot 10^4/T)] \text{ Па}$  [9];  $P_a$  — атмосферное давление;  $C_D$  — коэффициент сопротивления.

Коэффициент теплообмена  $H_g = \text{Nu} l_g / (2r)$  вычисляется с помощью числа Нуссельта  $\text{Nu} = 2 + 0,6(\text{Pr})^{1/3}(\text{Re}_p)^{1/2}$ , Прандтля  $\text{Pr} = \frac{c_g \mu_g}{l_g}$ , где  $\mu_g, c_g, l_g$  — вязкость, удельная теплоемкость и теплопроводность газа, и Рейнольдса  $\text{Re}_p = \frac{2r|V_g - V_p|\rho_g}{\mu_g}$ .

Коэффициент массообмена  $K_g = \frac{\text{Sh} D_g}{2r}$  рассчитывается с использованием числа Шервуда  $\text{Sh} = 2 + 0,6(\text{Sc})^{1/3} (\text{Re}_p)^{1/2}$  и Шмидта  $\text{Sc} = \frac{\mu_g}{D_g \rho_g}$ , где  $D_g$  — коэффициент диффузии в газе.

Для вычисления коэффициента сопротивления  $C_D$  использовалась аппроксимация стандартной зависимости кривой сопротивления сферы в несжимаемой жидкости [12]:

$$C_D = (24/\text{Re}_p)(1 + 0,179\text{Re}_p^{0,5} + 0,013\text{Re}_p) \quad \text{при } \text{Re}_p < 1000.$$

**Метод численного решения, начальные условия и исходные данные.** Исходные уравнения (1)–(6) были преобразованы и приведены к системе обыкновенных дифференциальных уравнений вида  $\frac{d\vec{X}}{dt} = \vec{F}(\vec{X})$ , являющейся автономной, т. е. правая

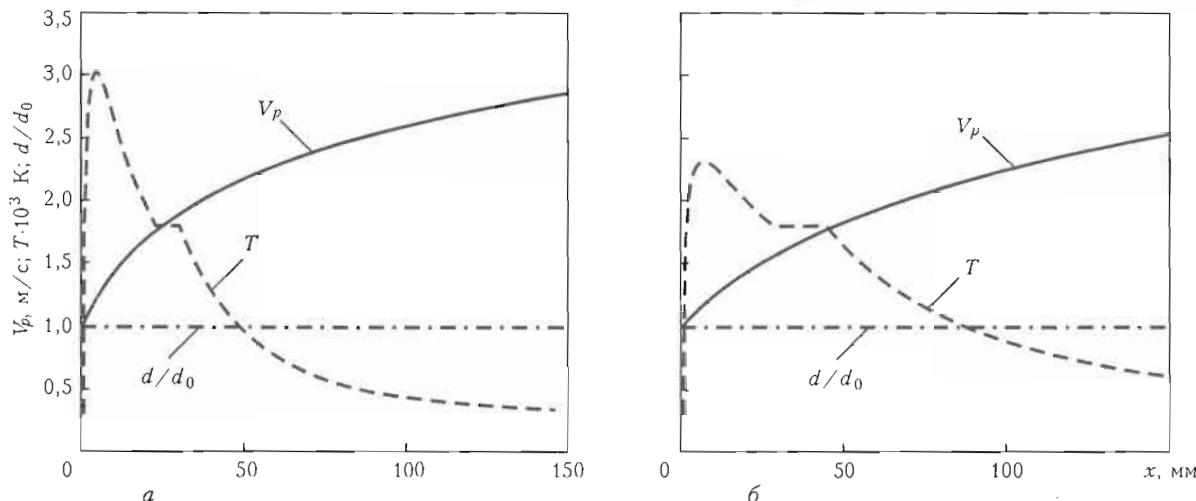


Рис. 3. Изменение скорости, температуры и диаметра частицы при следующих исходных данных:  $V_g = 3 \text{ м/с}$ ,  $V_{p0} = 1 \text{ м/с}$ ,  $\omega_0 = 300 \mu\text{мкм}$ ,  $W = 1000 \text{ Вт}$ ,  $F_R = 0$ ,  $d_0 = 45$  (а) и  $75$  (б)  $\mu\text{мкм}$

часть не зависит от параметра  $t$ . Здесь  $\vec{X} = (x, E, V_p, r)$ . Для численного решения использовался метод Рунге–Кутта 4-го порядка точности с переменным шагом по времени при следующих начальных условиях:  $t = 0$ ,  $x = 0$ ,  $T = T_a$ ,  $V_p = V_{p0}$ , и  $r = r_0$ , с автоматическим регулированием задаваемой точности вычислений.

В расчетах варьировались начальная скорость  $V_{p0} = 1\text{--}3 \text{ м/с}$ , начальный диаметр частиц  $d_0 = 2_{r0} = 25\text{--}200 \mu\text{мкм}$ , скорость газа  $V_g = 3\text{--}10 \text{ м/с}$ , мощность излучения  $W = 500\text{--}3000 \text{ Вт}$ , а также интенсивность пучка за счет изменения угла расхождения  $\delta = 30\text{--}50^\circ$  и начального радиуса пучка  $\omega_0 = 300\text{--}400 \mu\text{мкм}$ . Движение частиц рассматривали на отрезке от 0 до 150 мм. В качестве данных о материале частиц использовали теплофизические свойства стали, приведенные в таблице.

**Результаты расчетов.** Расчеты, представленные ниже в виде одномерных графиков, носят тестовый характер и показывают изменение параметров состояния частицы (скорости, температуры, диаметра) в зависимости от ее местоположения или координаты  $x$  в условиях действия лазерного излучения и газового потока. Влиянию испарительного механизма за счет отдачи паров на поведение частицы и ее параметры в расчетах уделялось особое внимание.

**Расчеты без учета реактивной силы.** Характерное изменение скорости, температуры и диаметра одиночной частицы без учета реактивной силы в потоке газа и излучения иллюстрирует рис. 3. Как и следовало ожидать, скорость частиц диаметром 45 и 75  $\mu\text{мкм}$  монотонно возрастает от точки ввода в нуль и стремится к скорости газа  $V_g = 3 \text{ м/с}$ , так и не достигая этого значения на всем рассматриваемом отрезке. Температура частицы при мощности излучения 1000 Вт от начального значения  $T_a = 300 \text{ К}$  за короткий (около 5–7 мм) промежуток

значительно изменяется, частица успевает расплавиться и достигнуть высокой (2300 К) температуры (рис. 3, б) или температуры, близкой к  $T_b = 3137,6 \text{ К}$  (рис. 3, а).

Понижение с координатой  $x$  интенсивности излучения  $I(x)$  приводит к охлаждению частицы за счет теплообмена с более холодным газом и началу снижения ее температуры. После преодоления расстояния около 20 мм наблюдается процесс затвердевания частицы при температуре  $T = T_m$ , которая остается постоянной до полной кристаллизации. Далее температура частицы продолжает монотонно снижаться. Диаметр частицы при данных параметрах мощности не изменяется.

Таким образом, размер частиц влияет на значение максимальной температуры и расстояние, которое она успевает пролететь, чтобы достичь пика температуры. Представленные на рис. 3 расчеты согласуются при указанных параметрах с результатами расчетов в [9].

Попытка увеличить мощность излучения до 3000 Вт при отсутствии в уравнениях (1)–(6) реактивной силы  $F_R$  и условии, что все другие исходные параметры остаются неизменными, привела к значительному уменьшению диаметра частиц за счет их быстрого закипания и испарения, а в связи

#### Теплофизические свойства стальной частицы

|  |             |
|--|-------------|
| Температура плавления $T_m$ /температура кипения $T_b, \text{ К}$                                  | 1809/3137,6 |
| Удельная теплота плавления $L_f$ /удельная теплота испарения $L_e, \text{ кДж/кг}$                 | 272/6100    |
| Плотность твердого $\rho_s$ /жидкого $\rho_m$ металла, $\text{кг}/\text{м}^3$                      | 6900/6610   |
| Удельная теплоемкость твердого $c_s$ /жидкого $c_m$ металла, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ | 0,477/0,810 |
| Коэффициент поглощения излучения $K_{ab}$  | 0,3         |

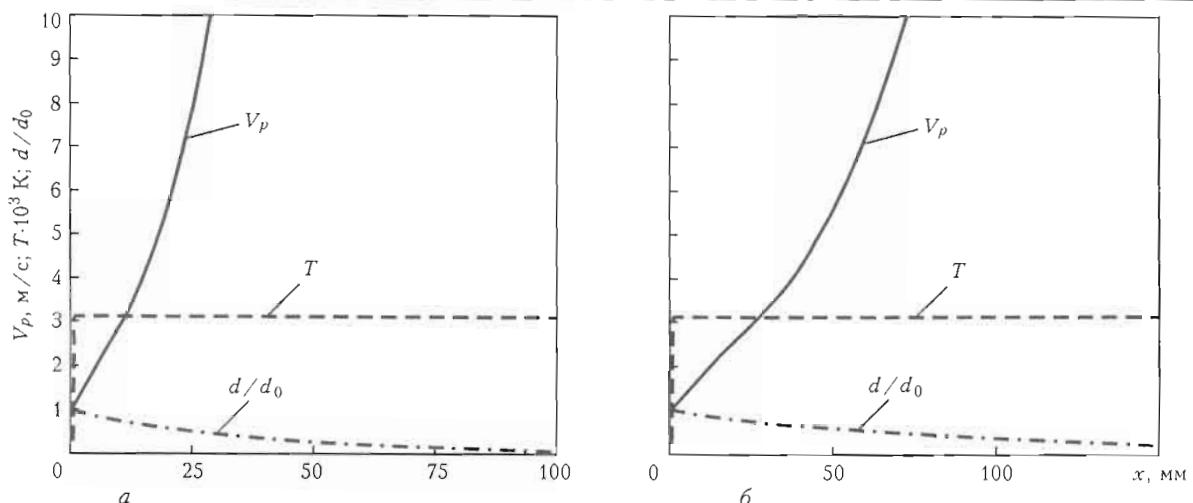


Рис. 4. Изменение скорости, температуры и диаметра частицы при следующих исходных данных:  $V_g = 3 \text{ м/с}$ ,  $V_{p0} = 1 \text{ м/с}$ ,  $\omega_0 = 300 \mu\text{мм}$ ,  $W = 3000 \text{ Вт}$ ,  $F_R = 0$ ,  $d_0 = 45$  (а) и  $75 \mu\text{мм}$  (б)

с этим к неоправданно резкому повышению их скорости. На рис. 4 представлены графики изменения скорости, температуры и диаметра частиц, которые объясняют описанную выше ситуацию. Ускорение частиц обусловлено изменением их массы при испарении. Представим левую часть уравнения сохранения импульсов (2) в виде двух слагаемых:  $\frac{d}{dt} m V_p = m \frac{d}{dt} V_p + V_p \frac{d}{dt} m$ . Уменьшение массы частицы дает  $\frac{d}{dt} m < 0$ , при  $V_p > 0$  второе слагаемое всегда меньше нуля, что работает на повышение скорости частицы за счет сокращения ее массы. Увеличение мощности лазера до 3000 Вт приводит к резкому ускорению частиц и повышению скорости на всем отрезке. Температура почти мгновенно устанавливается на уровне, близком к температуре кипения  $T_b = 3137,6 \text{ К}$ , частица начинает интенсивно испаряться, что приводит к значительному уменьшению ее диаметра: до 10 (рис. 4, а) и 20 % (рис. 4, б) его первоначального значения.

Таким образом, в случае повышения мощности излучения без учета реактивной силы все частицы будут просто испаряться. Это означает, что потеря массы наносимого материала должна быть чрезвычайно высока. В реальности этого не происходит, иначе бы эффективность лазерной наплавки была бы низкой. Представленные на рис. 4 расчеты уже не согласуются при указанных параметрах с результатами расчетов, приведенными в работе [9], где, к сожалению, некорректно используется закон сохранения импульса частиц. Масса частицы есть величина переменная, и она не может быть просто так вынесена перед знаком производной по времени в левой части уравнения импульсов, как это сделали авторы работы [9].

*Расчеты с учетом реактивной силы.* Включение в законы сохранения (1)–(6) реактивной силы  $F_R$  (для которой выражение (6) при быстром испарении было заимствовано из работы [6], а при медленном испарении — из [5]) показало, что при невысокой мощности лазерного излучения до 3–5 кВт, обычно используемой при лазерной наплавке, частицы вводимого в поток порошка приобретают дополнительный импульс, который обеспечивает их значительное ускорение с минимальными потерями массы на их испарение. При мощности лазерного излучения  $W = 1000 \text{ Вт}$  и диаметре частицы  $d_0 = 45 \mu\text{мм}$  наблюдается быстрый режим испарения (рис. 5, а), при котором интенсивность излучения может превышать пороговое значение  $I(x) \geq I_{th}$ , и  $F_R = A_p I K_{ab} u_e / L_e$  [6]. Поверхностный слой частицы испаряется настолько быстро, что процессы теплопроводности не успевают включиться и частица не успевает нагреться. По графику видно, что частица достигает скорости почти 9,5 м/с, пролетев всего лишь 0,4 мм, и далее плавно замедляется. При этом скорость частицы на рассматриваемом отрезке всегда превышает скорость несущего газа. Здесь частица даже не расплавилась, ее температура успевает достигнуть только приблизительно 1000 К, при этом диаметр частицы остается практически неизменным. Аналогичный результат получаем при увеличении начального диаметра частицы до  $d_0 = 75 \mu\text{мм}$  (рис. 5, б). При неизменных прочих параметрах увеличение начального диаметра частицы приводит к снижению максимальных значений температуры и скорости.

Переход к большей мощности  $W = 3000 \text{ Вт}$  не меняет общий характер поведения частиц (рис. 6). С повышением мощности излучения возросла скорость частиц, а максимальная температура при этом еще больше понизилась. Напрашивается вывод, что

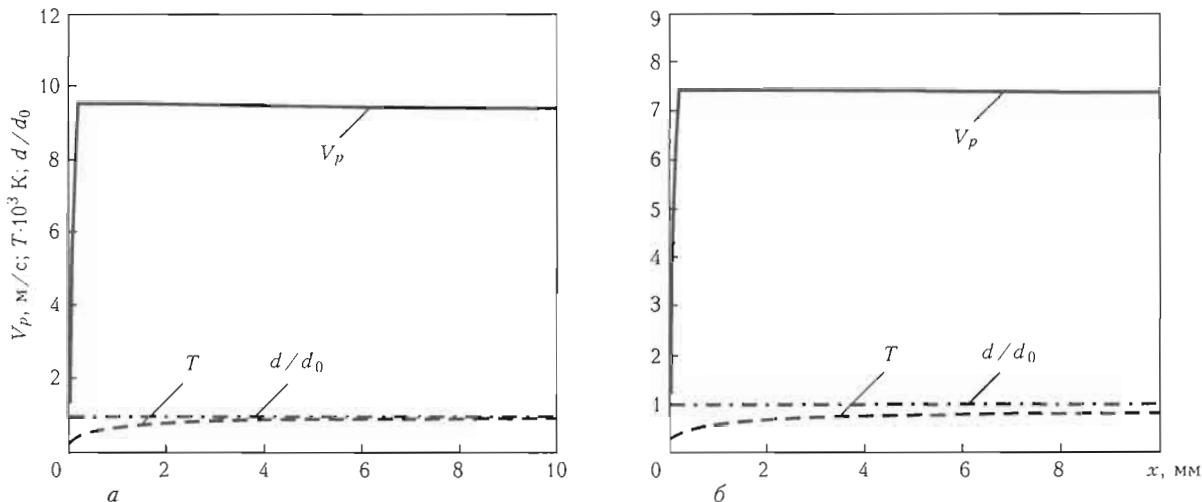


Рис. 5. Изменение скорости, температуры и диаметра частицы с учетом реактивной силы при следующих исходных данных:  $V_g = 3 \text{ м/с}$ ,  $V_{p0} = 1 \text{ м/с}$ ,  $\omega_0 = 300 \text{ мкм}$ ,  $W = 1000 \text{ Вт}$ ,  $d_0 = 45$  (а) и  $75$  (б) мкм

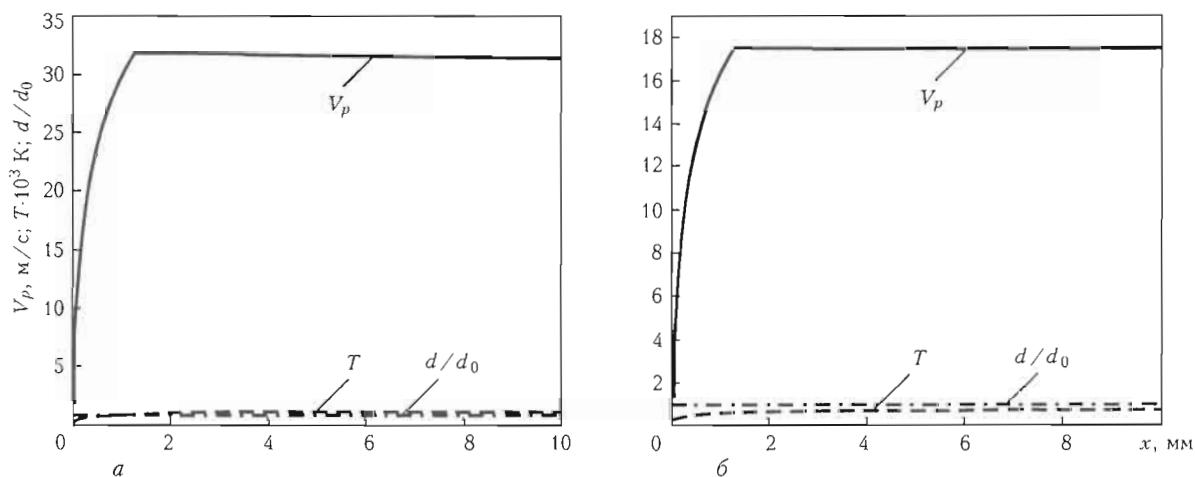


Рис. 6. Изменение скорости, температуры и диаметра частицы с учетом реактивной силы при следующих исходных данных:  $V_g = 3 \text{ м/с}$ ,  $V_{p0} = 1 \text{ м/с}$ ,  $\omega_0 = 300 \text{ мкм}$ ,  $W = 3000 \text{ Вт}$ ,  $d_0 = 45$  (а) и  $150$  (б) мкм

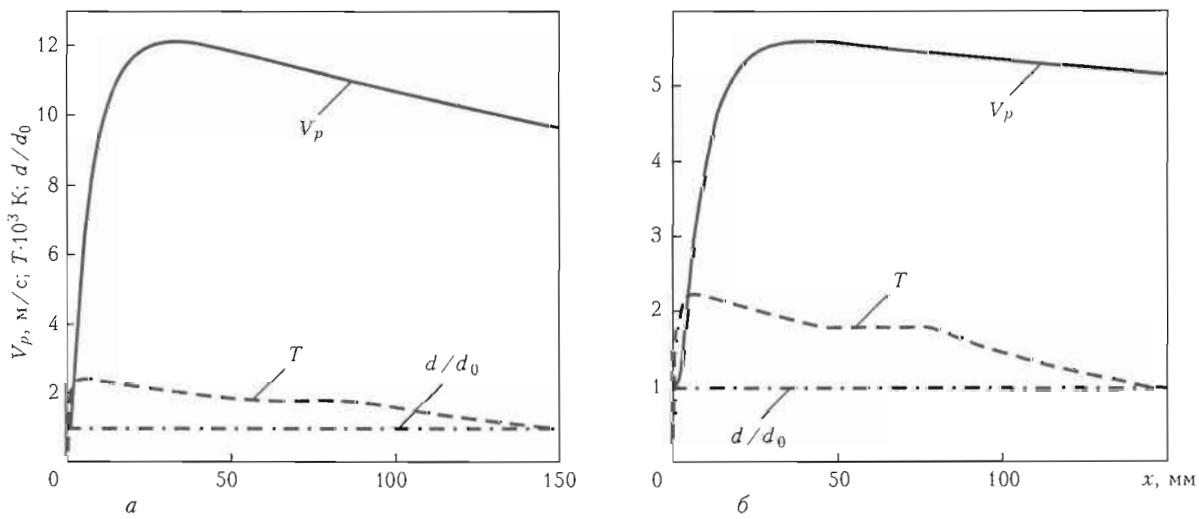


Рис. 7. Изменение скорости, температуры и диаметра частицы с учетом реактивной силы при следующих исходных данных:  $Vg = 3 \text{ м/с}$ ,  $V_{p0} = 1 \text{ м/с}$ ,  $\omega_0 = 350 \text{ мкм}$ ,  $W = 1000 \text{ Вт}$ ,  $d_0 = 45$  (а) и  $60$  (б) мкм

повышение мощности лазерного излучения при наплавке не всегда оправдано. За счет действия реактивной силы частицы быстро покидают зону лу-ча, не успев как следует разогреться.

Следующий расчет демонстрирует случай проявления эффекта медленного испарения, когда частицы нагреваются, плавятся и начинают медленно испаряться перед закипанием, не достигнув температуры кипения. На рис. 7 показаны результаты действия на частицу еще более расфокусированного лазерного пучка, который получается при увеличении начального радиуса луча  $\omega_0$ . При начальном диаметре частиц  $d_0 = 45$  и  $60$  мкм, мощности лазера  $W = 1000$  Вт и  $\omega_0 = 350$  мкм наблюдается медленный режим испарения. Здесь  $F_R = 0,54A_pP_v$  [5], когда интенсивность излучения не превышает порогового значения  $I(x) < I_{th}$ . За счет теплопроводности поглощенное тепло успевает отводиться в глубь частиц, они нагреваются, плавятся и достигают максимальной температуры около  $2300$  К, затем постепенно начинают охлаждаться и затвердевают. Частицы размером  $45$  и  $60$  мкм пролетают около  $30$  мм прежде, чем их скорость достигнет максимального значения соответственно  $12,0$  и  $5,7$  м/с, затем за счет силы аэродинамического сопротивления скорость постепенно снижается, но также остается выше скорости несущего газа на рассматриваемом отрезке. Наличие реактивной силы не позволяет частицам нагреться настолько сильно, чтобы начать терять свою массу, следовательно, изменение диаметра частиц в данном случае практически отсутствует.

## Выводы

Предложена модель, учитывающая ускорение частиц порошка за счет силы, которая обусловлена реакцией отдачи паров материала с облученной части поверхности частицы. Проведенные расчеты показали, что реактивная сила приводит к заметному ускорению частицы по направлению действия

излучения, при этом скорость частицы может значительно превышать скорость несущего газа. Было рассмотрено поведение частиц диаметром от  $20$  до  $200$  мкм, диапазон мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера составлял  $500$ – $3000$  Вт. Ускорение частицы за счет лазерного испарения зависит от диаметра и материала порошка, степени фокусировки и ослабления распределения интенсивности излучения по направлению его распространения. Диаметр частицы практически не изменяется при наличии реактивной силы, потери массы наплавляемого материала за счет испарения пренебрежимо малы.

- Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н., Мисюров А.И. Технологические процессы лазерной обработки: Уч. пособие для вузов. — М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. — 664 с.
- Lepski D., Bruckner F. Laser cladding // The theory of laser materials processing (Heat and mass transfer in modern technology): Springer series on material science 119. — Canopus Acad. Publ., 2009.
- Панченко В.Я., Голубев В.С., Васильцов В.В. и др. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок. — М.: Физматлит, 2009. — 664 с.
- Zekovic S., Dwivedi R., Kovacevic R. Numerical simulation and experimental investigation of gas-powder flow from radially symmetrical nozzles in laser-based direct metal deposition // Int. J. Machine Tools and Manufacture. — 2007. — 47. — P. 112–123.
- Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
- Бункин Ф.В., Прохоров А.М. Использование лазерного источника энергии для создания реактивной тяги // Успехи физ. наук. — 1976. — 119, вып. 3. — С. 425–446.
- Waniek R.W., Jarmuz P.J. Acceleration of microparticles by laser-induced vapor emission // Appl. Phys. Lett. — 1968. — 12, № 2. — P. 52–54.
- Goela J.S., Green B.D. Ablative acceleration of small particles to high velocity by focused laser radiation // J. Opt. Soc. Am. B. — 1986. — 3, № 1. — P. 8–14.
- Liu Chang-Yi, Lin J. Thermal processes of a powder particle in coaxial laser cladding // Optics and Laser Technology. — 2003. — 35. — P. 81–86.
- He-Ping Li, Xi Chen. Plasma. Three-dimensional modeling of the turbulent plasma jet impinging upon a flat plate and with transverse particle and carrier-gas injection // Chemistry and Plasma Proc. — 2002. — 22, № 1. — P. 27–58.
- Волков К.В., Емельянов В.Н. Течение газа с частицами. — М.: Физматлит, 2008. — 600 с.
- Gavin L.B., Naumov V.A. Turbulent two-phase jet and its numerical investigation // J. Engineering Physics and Thermophysics. — 1983. — 44, № 6. — P. 623–628.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СВАРНЫХ ШВАХ НА ВЫСОКОПРОЧНЫХ СТАЛЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЛЕКСА GLEEBLE 3800

**Костин В.А., Григоренко Г.М., Жуков В.В.**

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

В работе изучено влияние легирования металла швов марганцем и титаном на особенности формирования вторичной структуры сварных соединений на примере высокопрочной низколегированной стали 12ХН2МДФ. Предложена регрессионная модель, позволяющая прогнозировать температуру начала и конца превращения характерных структур, формирующихся в металле швов на высокопрочных низколегированных сталях. Сопоставлены результаты, полученные на различных моделях, с экспериментальными значениями. Установлено, что для определения температуры начала и конца образования фаз следует использовать регрессионную модель, а для определения количества образующихся фаз целесообразней использовать модель превращения, предложенную Бхадеши.

Последние события в Мексиканском заливе подняли на новый уровень проблемы безопасности и надежности сварных конструкций из высокопрочных низколегированных сталей, работающих в экстремальных условиях. Обеспечение ресурса работы морских буровых платформ, мостовых ферм, нефте- и газопроводов, корпусов морских танкеров требует получения надежных сварных соединений, работающих в сложных силовых, ветровых и погодных условиях.

Новые требования к таким металлоконструкциям диктуют потребность в освоении новых марок высокопрочных низколегированных сталей с повышенным уровнем механических свойств. Система их легирования предполагает повышенное содержание элементов, упрочняющих твердый раствор при одновременном снижении содержания углерода [1–3].

Основной задачей при сварке высокопрочных сталей является формирование такого микроструктурного состояния металла шва, которое бы обеспечивало как высокие механические свойства самого шва, так и равнопрочное соединение сварного шва и основного металла. Сочетание высоких показателей прочности, пластичности и вязкости может быть достигнуто в случае образования в структуре металла шва высокого содержания низкотемпературных форм феррита мелкозернистой морфологии.

В работе [4] установлено, что повышение содержания в металле швов марганца приводит к смещению CCT-диаграммы превращений в область

промежуточного превращения, снижает температуру начала бейнитного превращения и оставляет температуру окончания превращения практически неизменной. При легировании металла швов марганцем содержание структурных составляющих, образовавшихся в процессе бейнитного превращения, определяется температурным диапазоном данного типа превращения и увеличивается с повышением содержания марганца в металле швов.

В работе [5] показано, что легирование металла швов титаном увеличивает разнообразие форм феррита, формирующегося в сварных швах в процессе распада аустенита (имеется в виду пластинчатый, игольчатый, полигидрический, полигональный феррит), хотя это практически не влияет на повышение механических свойств сварных швов, т. к. в металле швов, легированных титаном, формируется повышенное содержание структурных составляющих, которые образуются в высокотемпературной зоне бейнитных превращений. При образовании структурных составляющих, обладающих повышенными показателями прочности и вязкости, диффузионные процессы играют основную роль (бейнитный феррит), поэтому комплекс легирующих и микролегирующих элементов, вводимый в сварочную ванну, должен быть выбран таким образом, чтобы оказывать влияние на температурный диапазон как ферритного, так и бейнитного превращения.

Учет всего комплекса факторов, влияющих на формирование структурно-фазового состояния, является достаточно сложной и трудоемкой задачей, поэтому целесообразно использовать математичес-

Таблица 1. Химический состав основного металла и сварочной проволоки, вес. %

| Состав                              | C    | Si    | Mn   | Ni   | Mo   | Cu   | Cr   | V    | Al   | S     | P     |
|-------------------------------------|------|-------|------|------|------|------|------|------|------|-------|-------|
| Основной металл<br>12ХН2МДФ         | 0,12 | 0,253 | 0,44 | 2,16 | 0,27 | 0,47 | 0,80 | 0,02 | 0,01 | 0,005 | 0,010 |
| Сварочная<br>проводка<br>Св-08Г1НМА | 0,10 | 0,050 | 1,01 | н/о  | н/о  | н/о  | н/о  | н/о  | н/о  | 0,012 | 0,009 |

Таблица 2. Химический состав металла исследованных швов, легированных марганцем и титаном

| Образец | Химический состав, вес. % |      |       |       |       |        |        |        |
|---------|---------------------------|------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|
|         | C                         | Mn   | Si    | S     | P     | Al     | Ti     | Cr     |
| ГА13    | 0,072                     | 0,39 | 0,318 | 0,008 | 0,007 | 0,0082 | <0,002 | 0,26   |
| ГА09    | 0,070                     | 0,45 | 0,170 | 0,007 | 0,008 | 0,0128 | <0,002 | 0,27   |
| ГА19    | 0,070                     | 0,50 | 0,127 | 0,007 | 0,008 | 0,0182 | <0,002 | 0,27   |
| ГА13Г   | 0,072                     | 0,66 | 0,323 | 0,009 | 0,010 | 0,008  | <0,002 | 0,24   |
| ГА09Г   | 0,060                     | 0,85 | 0,174 | 0,010 | 0,010 | 0,011  | <0,002 | 0,24   |
| ГА19Г   | 0,069                     | 0,93 | 0,135 | 0,007 | 0,011 | 0,016  | <0,002 | 0,27   |
| ГА13Т   | 0,078                     | 0,43 | 0,437 | 0,008 | 0,009 | 0,012  | 0,027  | 0,24   |
| ГА09Т   | 0,073                     | 0,48 | 0,227 | 0,007 | 0,010 | 0,019  | 0,084  | 0,25   |
| ГА19Т   | 0,075                     | 0,54 | 0,181 | 0,006 | 0,009 | 0,028  | 0,127  | 0,25   |
| ГА13ГТ  | 0,087                     | 1,38 | 0,453 | 0,009 | 0,010 | 0,021  | 0,013  | 0,24   |
| ГА09ГТ  | 0,081                     | 1,45 | 0,331 | 0,004 | 0,010 | 0,026  | 0,017  | 0,25   |
| ГА19ГТ  | 0,087                     | 1,59 | 0,247 | 0,002 | 0,010 | 0,033  | 0,021  | 0,27   |
| ГА122   | 0,059                     | 1,40 | 0,533 | 0,011 | 0,015 | 0,019  | 0,019  | <0,002 |
| ГА123   | 0,052                     | 1,39 | 0,499 | 0,010 | 0,014 | 0,020  | 0,026  | <0,002 |

Окончание табл. 2

| Образец | Химический состав, вес. % |      |        |        |       | Флюс        |
|---------|---------------------------|------|--------|--------|-------|-------------|
|         | Mo                        | Ni   | Cu (V) | Nb     | O     |             |
| ГА13    | 0,19                      | 1,27 | 0,41   | <0,002 | 0,125 | Кислый      |
| ГА09    | 0,19                      | 1,22 | 0,41   | <0,002 | 0,054 | Нейтральный |
| ГА19    | 0,19                      | 1,26 | 0,41   | <0,002 | 0,039 | Основной    |
| ГА13Г   | 0,19                      | 1,23 | 0,41   | <0,002 | 0,112 | Кислый      |
| ГА09Г   | 0,18                      | 1,22 | 0,40   | <0,002 | 0,056 | Нейтральный |
| ГА19Г   | 0,19                      | 1,27 | 0,42   | <0,002 | 0,035 | Основной    |
| ГА13Т   | 0,19                      | 1,22 | —      | <0,002 | 0,101 | Кислый      |
| ГА09Т   | 0,19                      | 1,24 | —      | <0,002 | 0,054 | Нейтральный |
| ГА19Т   | 0,19                      | 1,23 | —      | <0,002 | 0,032 | Основной    |
| ГА13ГТ  | 0,10                      | 0,38 | 0,013  | 0,013  | 0,152 | Кислый      |
| ГА09ГТ  | 0,11                      | 0,39 | 0,017  | 0,015  | 0,035 | Нейтральный |
| ГА19ГТ  | 0,12                      | 0,37 | 0,04   | 0,020  | 0,023 | Основной    |
| ГА122   | 0,53                      | 0,46 | 0,04   | 0,006  | 0,071 | Основной    |
| ГА123   | 0,53                      | 0,46 | 0,04   | 0,006  | 0,078 | Основной    |

Таблица 3. Содержание структурных составляющих металла швов (%), легированных марганцем и титаном

| Образец | Форма феррита |               |                        |                      |                |                 | Перлит |  |
|---------|---------------|---------------|------------------------|----------------------|----------------|-----------------|--------|--|
|         | Игольчатый    | Полигональный | Пластинчатый           |                      | Полиэдрический | Видманштеттовый |        |  |
|         |               |               | с неупоряд. 2-ой фазой | с упоряд. 2-ой фазой |                |                 |        |  |
| ГА13    | -             | -             | -                      | -                    | 79             | -               | 21     |  |
| ГА09    | -             | -             | -                      | -                    | 68             | -               | 32     |  |
| ГА19    | -             | -             | -                      | -                    | 81             | -               | 18     |  |
| ГА13Г   | 49,5          | 2             | 17                     | 5                    | 26,5           | -               | -      |  |
| ГА09Г   | 48            | 9,5           | 9                      | 3,5                  | 30             | -               | -      |  |
| ГА19Г   | 61,5          | 13,5          | 3                      | -                    | 22             | -               | -      |  |
| ГА13Т   | 23,5          | 10,5          | 21,5                   | 7,5                  | 29             | 8               | -      |  |
| ГА09Т   | 10            | 20            | -                      | -                    | 50             | 16              | 4      |  |
| ГА19Т   | 15            | 13            | 30                     | 6                    | 16             | 20              | -      |  |
| ГА13ГТ  | 12            | 11            | 5                      | 5                    | 17             | 29,2            | -      |  |
| ГА09ГТ  | 18            | 10            | 6                      | 6                    | 7              | 18              | -      |  |
| ГА19ГТ  | 20            | 10            | 6                      | 7                    | 18             | 24              | -      |  |
| ГА122   | 95            | 2             | -                      | -                    | 3              | -               | -      |  |
| ГА123   | 97            | 2             | -                      | -                    | 1              | -               | -      |  |

кие методы прогнозирования структурно-фазового состава металла сварных швов.

Цель данной работы заключалась в поисках математических методов, описывающих кинетику распада аустенита в высокопрочных низколегированных сталях на основании экспериментальных результатов, полученных с помощью системы имитации термодеформационного состояния сварки Gleeble 3800.

**Материал и методика исследования.** Моделирование структурных превращений строилось на основе экспериментальных результатов, полученных с помощью системы Gleeble 3800.

Для построения модели были выбраны образцы металла швов, полученных при сварке высокопрочной низколегированной стали 12ХН2МДФ под флюсами с различным уровнем кислородного потенциала. Швы, выполненные под кислым флюсом, имели индекс 13 ( $\lg a_0 = -0,83$ ), под нейтральным — 9 ( $\lg a_0 = -1,25$ ), под основным — 19 ( $\lg a_0 = -1,70$ ) в сочетании с проволокой Св-08Г1НМА диаметром 4 мм.

Изменение степени легирования швов осуществлялось за счет введения в состав агломерирован-

ного флюса металлического марганца (99 %), титана (25 % Ti в ферротитане) и их комбинации.

Химический состав основного металла и сварочной проволоки приведен в табл. 1, химический состав металла исследованных швов — в табл. 2.

Из сварных соединений вырезали поперечные образцы для исследования структуры и фазового состава металла. Количество структурных составляющих приведено в табл. 3. Микроструктура исследованных швов показана на рис. 1.

Для анализа влияния марганца и титана на кинетику распада аустенита в процессе непрерывного охлаждения на установке Gleeble 3800 были построены термокинетические диаграммы для швов с различным содержанием марганца и титана, полученных при сварке под флюсом с различной окислительной способностью. Во всех исследованных швах превращение переохлажденного аустенита происходило в ферритной и бейпинтной областях.

Влияние легирования на кинетику превращения аустенита в металле шва изучали при скоростях охлаждения  $\omega_0 \approx 1; 5$  и  $10^{\circ}\text{C}/\text{s}$  (рис. 2).

Температуры начала и конца ферритного и бейпинтного превращения указаны в табл. 4. Анализ

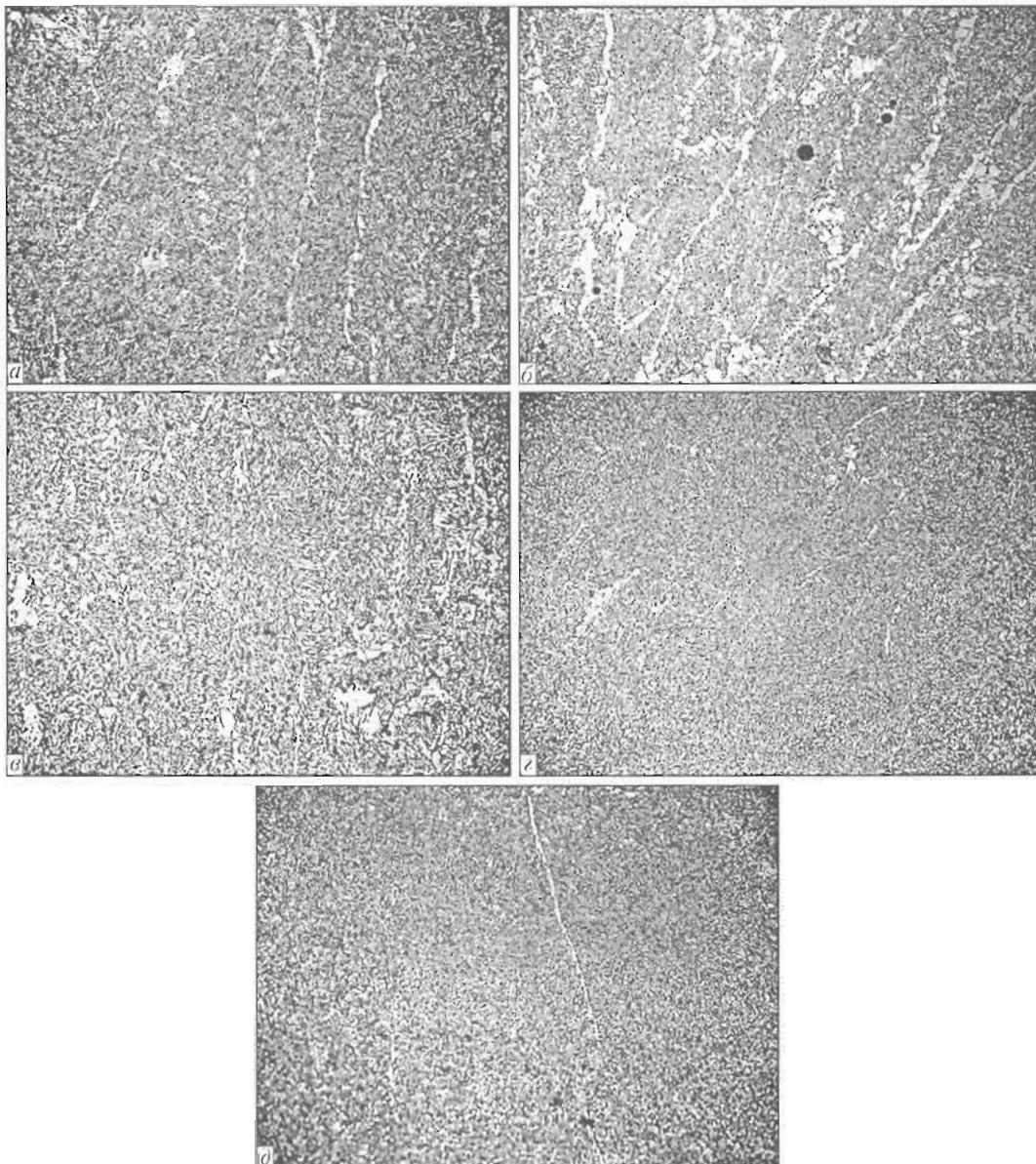


Рис. 1. Микроструктура ( $\times 200$ ) в центре шва образца ГА09 (а), ГА09Г (б), ГА09Т (в), ГА122 (г) и ГА123 (д)

полученных результатов показывает, что при скоростях охлаждения около 5 и 10  $^{\circ}\text{C}/\text{s}$  невозможно разделить конец ферритного и начало бейнитного превращений для металла исследованных швов. Швы серий ГА122 и ГА123 демонстрируют максимальную температуру начала образования феррита (747 и 755  $^{\circ}\text{C}$  соответственно) и бейнита (655  $^{\circ}\text{C}$ ), что положительно сказывается на их структуре и свойствах.

**Анализ полученных результатов.** Для моделирования условий протекания структурных превращений на установке Gleeble диаграмму термического цикла сварки выбирали таким образом, чтобы скорость охлаждения в интервале 800–500  $^{\circ}\text{C}$  соответствовала установленным экспериментальным значениям. Анализ диаграмм, полученных при испытании образцов металла швов различной системы легирования, позволил установить для них коор-

динаты точек начала и конца структурных превращений. К полученным результатам (см. табл. 2 и 4) был применен метод регрессионного анализа для прогнозирования температуры начала и конца образования феррита и бейнита.

Основная гипотеза, принятая в процессе моделирования, заключалась в том, что между этими температурами и концентрацией химических элементов существует линейная взаимосвязь. Аналитически это можно записать в виде

$$T_n \propto \alpha_0 + \alpha_1[\% \text{ C}] + \alpha_2[\% \text{ Si}] + \alpha_3[\% \text{ Mn}] + \alpha_4[\% \text{ Mo}] + \alpha_5[\% \text{ Ti}] + \alpha_6[\% \text{ Al}] + \alpha_7[\% \text{ O}], \quad (1)$$

где  $\alpha_0$  — свободный коэффициент;  $\alpha_i$  — коэффициент при соответствующем элементе.

В матричном виде выражение (1) может быть записано в виде

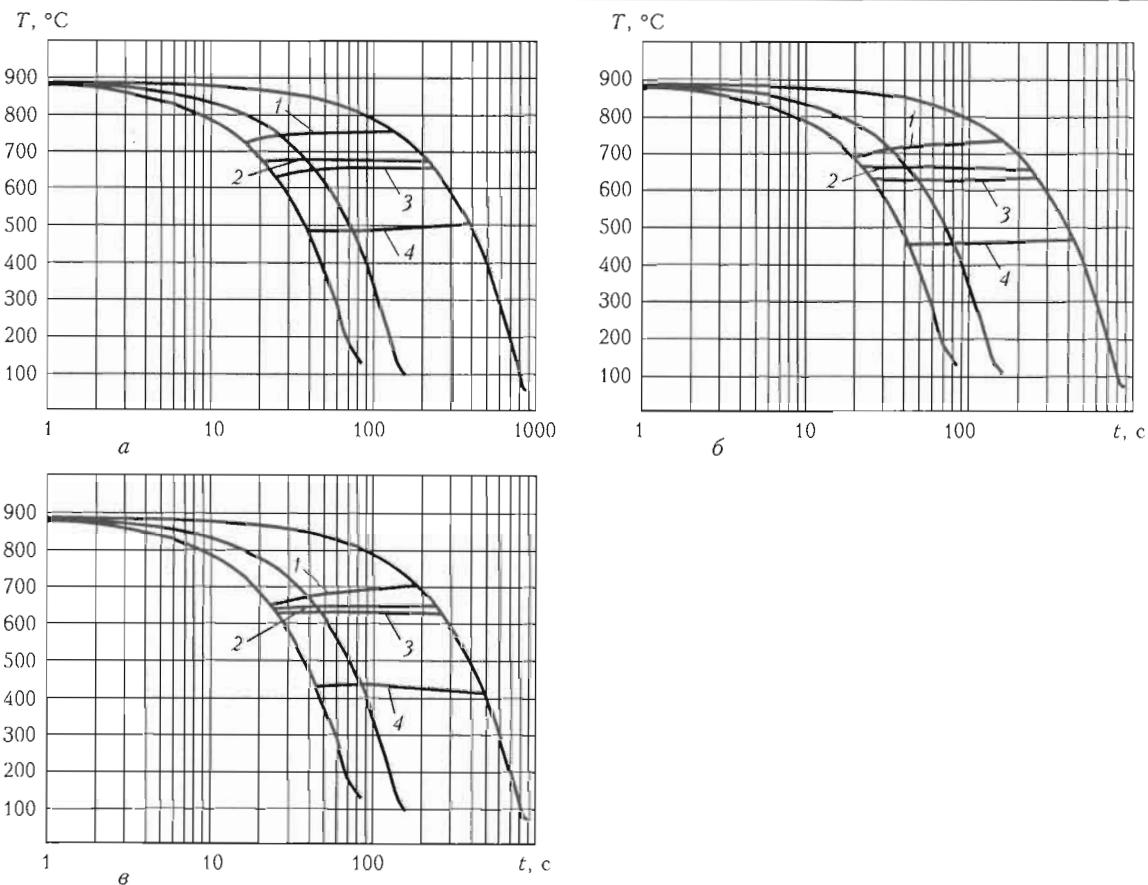


Рис. 2. Влияние марганца и титана на характер распада аустенита металла швов на образцах ГА09 (а), ГА09Г (б), ГА09Т (в):  
1 — начало ферритного превращения; 2 — конец ферритного превращения; 3 — начало бейнитного превращения; 4 — конец бейнитного превращения

$$T = \begin{bmatrix} \alpha_0 & \alpha_1^1 & \alpha_6^1 \\ \alpha_0 & \alpha_1^2 & \alpha_6^2 \\ \dots & & \dots \\ \alpha_0 & \alpha_1^{17} & \alpha_6^{17} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{C} \\ \text{Si} \\ \dots \\ \text{O} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В результате были установлены коэффициенты регрессионного уравнения для различных скоростей охлаждения металла шва (табл. 5).

Сопоставление экспериментальных результатов с результатами, полученными по уравнениям регрессии, показывает, что погрешность по температурам начала ферритного и бейнитного превращения не превышает 5 %.

Применение методов регрессионного анализа к кривым распада аустенита (рис. 3, а) показало, что они с довольно высокой степенью корреляции ( $R^2 = 0,97$ ) описываются распределением Больцмана (3):

$$A_{\text{расп}} = \alpha_2 + (\alpha_1 - \alpha_2)/(1 + \exp((x - x_0)/dx)), \quad (3)$$

где  $A_{\text{расп}}$  — количество распавшегося аустенита. Для исследованных скоростей охлаждения (1; 5; 10  $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ ) коэффициенты уравнения (3) представлены в табл. 6.

Используя модифицированную нами компьютерную программу «Colling», основанную на фи-

зических закономерностях зарождения и роста структурных составляющих в процессе распада аустенита, которая была разработана в Кембриджском университете группой ученых, возглавляемых проф. Бхадеши [6], были рассчитаны кривые распада аустенита и доля образующихся структурных составляющих. Полученные результаты представлены на рис. 4.

Анализ полученных результатов показывает, что общие закономерности процесса распада аустенита модель Бхадеши описывает верно, однако конкретные параметры кривой распада довольно далеки от экспериментальных значений (см. рис. 3, а; 4). Вместе с тем, общее количество структурных составляющих данная модель предсказывает достаточно хорошо. Возможно, несоответствие полученных результатов с моделью Бхадеши обусловлено особенностями формирования температурно-напряженного состояния в сварных швах и, как следствие, протеканием в них процессов распада аустенита.

## Выходы

1. Исследовано влияние легирования металла швов марганцем и титаном при дуговой сварке под флю-

Таблица 4. Влияние скорости охлаждения на температуру начала и конца образования фаз

| Скорость охлаждения, °C/с         | Temperatura / время, °C/с     |                              |                               |                              |
|-----------------------------------|-------------------------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
|                                   | Начало ферритного превращения | Конец ферритного превращения | Начало бейнитного превращения | Конец бейнитного превращения |
| ГА09ГТ, $T_{\text{и}} = 919,6$ °C |                               |                              |                               |                              |
| 1,0                               | 761,04                        | 701,04                       | 701,04                        | 610,03                       |
|                                   | 158,19985                     | 218,19979                    | 218,19979                     | 309,1997                     |
| 5,4                               | 722,52                        | 633,76                       | 633,76                        | 457,55                       |
|                                   | 35,89996                      | 52,69995                     | 52,69995                      | 84,99992                     |
| 10,3                              | 706,07                        | 608,42                       | 608,42                        | 451,82                       |
|                                   | 20,79998                      | 30,29997                     | 30,29997                      | 45,49996                     |
| ГА13ГТ, $T_{\text{и}} = 919,6$ °C |                               |                              |                               |                              |
| 1,0                               | 723,04                        | 680                          | 654                           | 448                          |
|                                   | 186,94982                     | 230,79978                    | 256,74975                     | 461,24956                    |
| 5,4                               | 680,05                        | 650                          | 634                           | 441                          |
|                                   | 42,29996                      | 47,74995                     | 50,69995                      | 86,14991                     |
| 10,3                              | 683                           | 646                          | 634                           | 454                          |
|                                   | 22,12998                      | 25,68998                     | 26,87998                      | 44,40996                     |
| ГА19ГТ, $T_{\text{и}} = 916,3$ °C |                               |                              |                               |                              |
| 1,0                               | 738                           | 606                          | 540                           | 419                          |
|                                   | 177,24983                     | 310,5997                     | 375,44964                     | 497,94952                    |
| 5,4                               | 711                           |                              |                               | 457                          |
|                                   | 37,69996                      |                              |                               | 84,34992                     |
| 10,3                              | 701                           |                              |                               | 455                          |
|                                   | 20,99998                      |                              |                               | 44,84996                     |
| ГА122, $T_{\text{и}} = 933,6$ °C  |                               |                              |                               |                              |
| 1,0                               | 747                           | 664                          | 630                           | 448                          |
|                                   | 186,59982                     | 268,29975                    | 303,79971                     | 484,44954                    |
| 5,4                               | 673                           |                              |                               | 448                          |
|                                   | 47,89996                      |                              |                               | 89,24992                     |
| 10,3                              | 641                           |                              |                               | 452                          |
|                                   | 28,49998                      |                              |                               | 46,84996                     |
| ГА123, $T_{\text{и}} = 938,3$ °C  |                               |                              |                               |                              |
| 1,0                               | 755                           | 666                          | 655                           | 451                          |
|                                   | 183,14982                     | 272,09974                    | 283,09973                     | 486,29953                    |
| 5,4                               | 728                           |                              |                               | 443                          |
|                                   | 38,64997                      |                              |                               | 90,94992                     |
| 10,3                              | 666                           |                              |                               | 457                          |
|                                   | 26,49998                      |                              |                               | 46,79996                     |

Таблица 5. Линейные коэффициенты регрессионного уравнения при  $\omega = 1^{\circ}\text{C}/\text{s}$ 

| Образец | $F_s^{\text{эксп}}$ | $F_s^{\text{теор}}$ | Коэффициенты регрессионного уравнения |       |       |       |      |        |       |     |
|---------|---------------------|---------------------|---------------------------------------|-------|-------|-------|------|--------|-------|-----|
|         |                     |                     | $\alpha_0$                            | [C]   | [Si]  | [Mn]  | [Mo] | [Ti]   | [Al]  | [O] |
| ГА13    | 745                 | 747                 | 741                                   | 0,496 | 55,52 | -17   | 27,7 | 0,127  | -4,67 | -88 |
| ГА09    | 755                 | 750                 | 741                                   | 0,482 | 29,68 | -19,7 | 27,7 | 0,127  | -7,47 | -38 |
| ГА19    | 747                 | 754                 | 741                                   | 0,489 | 22,17 | -21,8 | 27,7 | 0,063  | -10,6 | -27 |
| ГА13Г   | 738                 | 733                 | 741                                   | 0,496 | 56,39 | -28,8 | 27,7 | 0,127  | -4,67 | -79 |
| ГА09Г   | 733                 | 724                 | 741                                   | 0,413 | 30,38 | -37,1 | 26,2 | 0,127  | -6,42 | -39 |
| ГА19Г   | 735                 | 729                 | 741                                   | 0,475 | 23,57 | -40,6 | 27,7 | 0,127  | -9,33 | -25 |
| ГА13Г2  | 703                 | 707                 | 741                                   | 0,641 | 57,61 | -47,2 | 26,2 | 0,127  | -4,67 | -70 |
| ГА09Г2  | 707                 | 708                 | 741                                   | 0,523 | 35,79 | -56,4 | 26,2 | 0,127  | -7,58 | -30 |
| ГА19Г2  | 677                 | 680                 | 741                                   | 0,572 | 24,62 | -73,4 | 26,2 | 0,127  | -10,5 | -25 |
| ГА13Т   | 760                 | 775                 | 741                                   | 0,537 | 76,29 | -18,8 | 27,7 | 1,709  | -7,0  | -71 |
| ГА09Т   | 762                 | 765                 | 741                                   | 0,503 | 39,63 | -21,0 | 27,7 | 5,317  | -11,1 | -38 |
| ГА19Т   | 779                 | 773                 | 741                                   | 0,517 | 31,60 | -23,6 | 27,7 | 8,039  | -16,3 | -22 |
| ГА13Т2  | 801                 | 789                 | 741                                   | 0,861 | 97,25 | -20,5 | 24,8 | 8,229  | -16,9 | -72 |
| ГА09Т2  | 798                 | 798                 | 741                                   | 0,572 | 67,91 | -22,3 | 26,2 | 15,450 | -22,8 | -21 |
| ГА19Т2  | 770                 | 775                 | 741                                   | 0,813 | 37,89 | -22,7 | 23,3 | 18,800 | -31,5 | -15 |
| ГА122   | 747                 | 753                 | 741                                   | 0,406 | 93,06 | -61,2 | 77,2 | 1,203  | -11,1 | -50 |
| ГА123   | 755                 | 749                 | 741                                   | 0,358 | 87,12 | -60,7 | 77,2 | 1,646  | -11,7 | -55 |

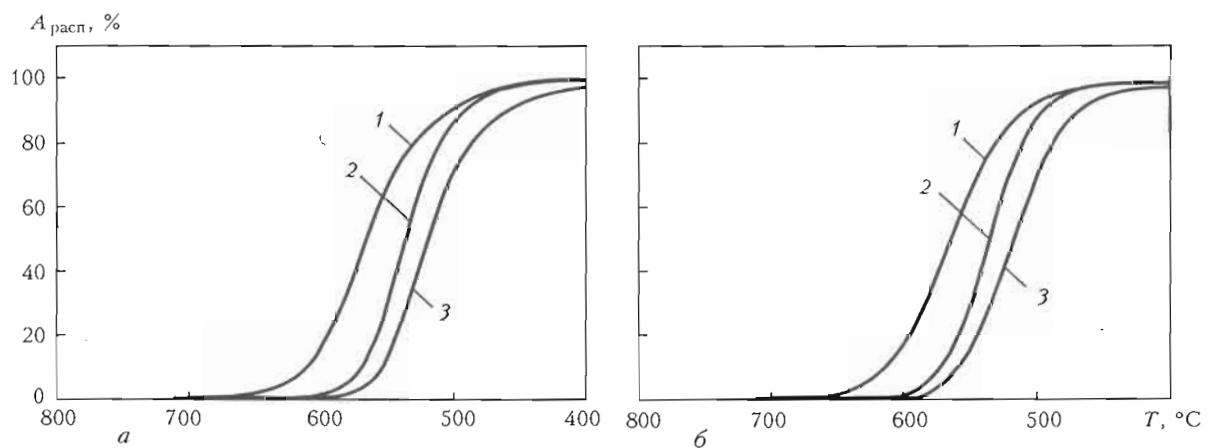


Рис. 3. Влияние скорости охлаждения (1 – 1; 2 – 5; 3 – 10 °C/s) на количество расплавшегося аустенита: а – экспериментальные результаты; б – по распределению Больцмана

Таблица 6. Коэффициенты регрессионного уравнения в распределении Больцмана (3)

| $\omega, ^{\circ}\text{C}/\text{s}$ | $\alpha_1$ | $\alpha_2$ | $x_0$   | $dx$   | $R^2$   |
|-------------------------------------|------------|------------|---------|--------|---------|
| 1                                   | 98,447     | -1,182     | 564,671 | 23,523 | 0,99909 |
| 5                                   | 98,845     | -0,873     | 535,147 | 17,247 | 0,99942 |
| 10                                  | 97,646     | -2,471     | 518,506 | 20,267 | 0,99808 |

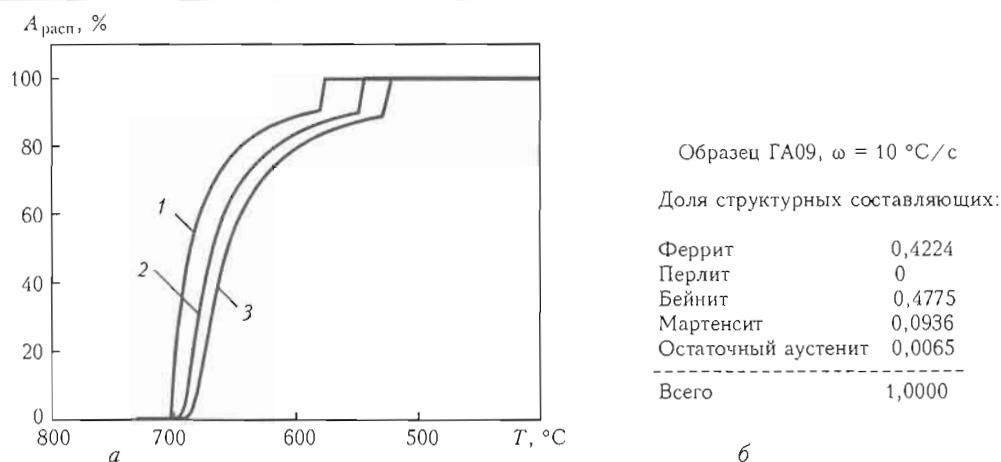


Рис. 4. Влияние скорости охлаждения ( $1 - 1; 2 - 5; 3 - 10 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ ) на количество распавшегося аустенита (а) и доля структурных составляющих, образовавшихся в процессе распада аустенита по модели Бхадеши [6] (б)

сом на особенности формирования вторичной структуры сварных соединений низколегированных сталей высокой прочности.

2. Создана регрессионная модель прогнозирования температур начала и конца превращения характерных структур, формирующихся в металле швов на высокопрочных низколегированных стальах.

3. Сопоставлены результаты регрессионной и физической моделей с экспериментальными значениями. Установлено, что для определения температур начала и конца образования фаз лучше использовать регрессионную модель, для определения количества образующихся фаз целесообразней

использовать модель превращения, предложенную Бхадеши.

- Гольдштейн М.И., Фарбер В.М. Дисперсионное упрочнение стали. — М.: Металлургия, 1979.
- Лагиеборг Р., Сивецки Т., Заяц С. и др. Роль ванадия в микролегированных стальах. — Екатеринбург: Мария, 2001.
- Хайстерками Ф., Хулка К., Матросов Ю.И. и др. Ниобийсодержащие низколегированные стали. — М.: Интермет Инжиниринг, 1999.
- Грабин В.Ф., Головко В.В. Влияние распределения марганца между структурными составляющими на свойства металла низколегированных швов // Автомат. сварка. — 2007. — № 12. — С. 26–29.
- Походня И.К., Головко В.В., Костин В.А. и др. Влияние легирования марганцем и титаном на особенности распада аустенита в металле низколегированных швов // Вісник ЧДТУ. — 2010.
- Jiawen Chen. Modelling simultaneous multiphase phase transformations in steel: Thesis for CPGS. — University of Cambridge, 2006.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ С УЧЕТОМ ГРАДИЕНТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СВОЙСТВ

**Кректулева Р.А., Советченко Б.Ф., Черепанов О.И.**

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Обсуждена проблема адаптации методов и алгоритмов численного решения задач механики сплошной среды для моделирования квазистатического нагружения структурно неоднородных материалов с градиентным распределением физико-механических свойств. Разработана вариационно-разностная схема решения задачи упругопластического течения упрочняющегося материала в двух- и трехмерной постановке. На модельных расчетах показано, что локальная деформация в зоне сварного соединения при определенной неоднородности свойств может быть в несколько раз больше средней, что подтвержено проведенными натуральными экспериментами.

Неоднородность внутреннего строения материала является причиной локализации деформаций и концентрации напряжений на мезоуровне. В рамках континуального подхода в зависимости от принятого для моделирования масштабного и структурного уровня [1–4] границы раздела структурных элементов могут рассматриваться как поверхности разрыва факторов кристаллографической ориентации (поликристаллы с крупными зернами), упругих постоянных (дисперсно-упрочненные, волокнистые композиты), пределов текучести и прочности (сварные соединения) или какой-либо комбинации этих параметров. Неоднородный характер деформации наблюдается на всех масштабных уровнях. Так, с началом пластического течения локально проявляется анизотропия свойств, примером которой являются следы моно- или мультиплетного скольжения в зернах поликристаллов [5], а неоднородный характер деформации проявляется при деформации сварных соединений [6] на мезо- и макроуровнях. Особенности деформации градиентной структурно неоднородной среды на мезоуровне ставят проблему адаптации методов и алгоритмов численного решения задач механики сплошной среды для моделирования этих процессов.

Для решения задачи используется вариационное уравнение Лагранжа инкрементальной теории пластичности, модифицированное для анализа напряженно-деформированного состояния с несимметричным тензором напряжений [2–4]. На этой основе разработана вариационно-разностная схема ре-

шения задачи пластического течения упрочняющегося материала при квазистатическом нагружении в двух- и трехмерной постановке. Уравнение Лагранжа инкрементальной теории пластичности [7] модифицировано для анализа напряженно-деформированного состояния с несимметричным тензором напряжений. Оно имеет следующий вид [4]:

$$\begin{aligned} & \iiint_V (y_{ij}^E + \Delta^* y_{ij}) d\Delta^* e_{ij} dV^{(n)} + \\ & \iiint_V (y_{ij}^E + \Delta^* y_{ij}) d\Delta^* \dot{\epsilon}_{ij} dV^{(n)} - \\ & - \iiint_V (\bar{P}_i + \Delta \bar{P}) d(\Delta u_i) dV^{(n)} + \\ & - \iint_{S_y} (\bar{T}_i + \Delta \bar{T}) d(\Delta u_i) dS^{(n)} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $d\Delta^* e_{ij}$ ,  $d\Delta^* \dot{\epsilon}_{ij}$  — модифицированные тензоры деформаций Грина и материального поворота соответственно;  $y_{ij}^E + \Delta^* y_{ij}$  — модифицированный тензор напряжений Кирхгофа;  $P_i$ ,  $\Delta P_i$  и  $T_i$ ,  $\Delta T_i$  — внешние объемные силы и их приращения на  $n$ -м шаге нагружения;  $\Delta u_i$ ,  $d(\Delta u_i)$  — приращения перемещений и их вариации. Расчет ведется в переменных Лагранжа.

Определяющие соотношения для упругоупрочнокопластической модели среды в инкрементальной теории [1, 7] имеют вид

$$\begin{aligned}\Delta^* \sigma_{ij} &= C_{ijkl}^* - \alpha^* \Delta^* e_{ij}, \\ C_{ijkl}^* &= C_{ijkl} - \alpha^* \frac{(\partial f / \partial \sigma_{pq}) C_{pqij} (\partial f / \partial \sigma_{mn} C_{mnkl})}{H + (\partial f / \partial \sigma_{pq}) C_{pqrs} (\partial f / \partial \sigma_{rs})}, \\ \alpha^* &= 1, \quad f(\sigma_{ij}, \beta) = 0, \quad (\partial f / \partial \sigma_{kl}) d e_{kl} > 0, \\ \alpha^* &= 0, \quad f(\sigma_{ij}, \beta) < 0 \\ \text{или } f(\sigma_{ij}, \beta) &= 0, \quad (\partial f / \partial \sigma_{kl}) d e_{kl} < 0,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $C_{ijkl}$  – тензор упругих постоянных.

В расчетах использовали критерий текучести упрученяющегося и одновременно накапливающегося микроповреждения материала в форме, предложенной в работе [1]:

$$\begin{aligned}f(\sigma_{ij}, \beta) &= S_{ij} S_{ij} - 2p(\beta)(I_1^0 - \sigma_{kk}) = 0, \\ p(\beta) &= p_0 + 2/(I_1^0/a)\beta - \beta^2, \\ H &= 24(I_1^0 - \sigma_{kk})ap(\beta) \left[ \frac{1}{3} \frac{I_1^0}{a} - \beta \right],\end{aligned}\quad (3)$$

критерий пластичности Мизеса для упругоидеального-напластического материала, а также кусочно-гладкая функция текучести, соответствующая концепции скольжения [4]. В этом случае рассматривали варианты модели, порождающие асимметрию тензора напряжений  $\Delta^* \sigma_{ij}$ .

Уравнение (1) заменяется его дискретным аналогом. Расчетная область (мезообъем) разбиваетсяя конечноразностной сеткой на элементы (ячейки). В свою очередь, основной элемент сетки (шестигранник в трехмерной задаче или четырехугольник в двухмерной) рассматривается как элемент, собранный из тетраэдров или треугольников (рис. 1).

В пределах тетраэдра (треугольника) производные аппроксимируются по формулам, которые являются следствием теоремы о градиенте и теоремы о среднем [7, 8]:

$$\text{grad } (\Delta u^k)|_{P(x, y, z) \in \Delta V} = \frac{\iint_{\Delta S} \Delta u^k d^r S}{\iint_{\Delta V} dV}, \quad (4)$$

где  $\Delta u^k$  – компоненты вектора  $\{\Delta u^k\}$  приращения перемещения на  $(n+1)$ -м шаге нагружения;  $\Delta V$ ,  $\Delta S$  – объем и площадь элемента соответственно.

Таким образом, задача одновременно решается для двух типов разбиения. Каждый элемент наделяется, при необходимости, своим набором физико-механических характеристик, а также может отличаться от других элементов и видом функции пластичности  $f(\sigma_{ij})$ . Результатом этих построений является то, что коэффициенты при независимых вариациях перемещений  $\delta(\Delta u_p^\beta)$  в произвольном узле сетки  $(r, s, t)$  образуют нелинейную алгебраическую систему уравнений относительно перемещений  $\Delta u_p^\beta$ . Она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}&\left[ \left[ \left( \Delta u_q^k \left( \frac{1}{2} \delta_{klq}^k \right) C_{ijkl}^* \left( \frac{1}{2} \tilde{\delta}_{ijp}^\beta \right) \right] - \right. \right. \\ &\left. \left. - \left[ \left( \Delta u_q^k \left( \frac{1}{2} \omega_{klq}^k \right) C_{ijkl}^* \left( \frac{1}{2} \tilde{\omega}_{ijq}^\beta \right) \right] + \right. \right. \\ &\left. \left. + \sigma_{ij}^E \left( \frac{1}{2} \tilde{\delta}_{ijp}^\beta \right) + \sigma_{ij}^E \left( \frac{1}{2} \tilde{\omega}_{ijq}^\beta \right) \right] - \right. \\ &\left. \left[ \left( \Delta u_q^k \right) (\Delta \vartheta) C_{ijkl}^* \left( \frac{1}{2} \tilde{\omega}_{ijp}^\beta \right) \right] \right] \Delta V_p^{(n)} - \\ &- (P_p^\beta + \Delta P_p^\beta) \Delta V_p^{(n)} - (T_p^\beta + \Delta T_p^\beta) \Delta S_p^{(n)} = 0,\end{aligned}\quad (5)$$

где  $\Delta u_q^k$  – компоненты вектора  $\{\Delta u_q^k\}$  приращения перемещений на  $(n+1)$ -м шаге нагружения;  $p$  – номер элемента сетки, имеющего в качестве одной из своих вершин узел  $(r, s, t)$ ;  $q$  – номер вершины в элементе  $p$ ;  $\delta_{klq}^k$ , ...,  $\tilde{\omega}_{ijq}^\beta$ ,  $\Delta \vartheta$  – разностные операторы для вычисления компонент тензоров деформа-

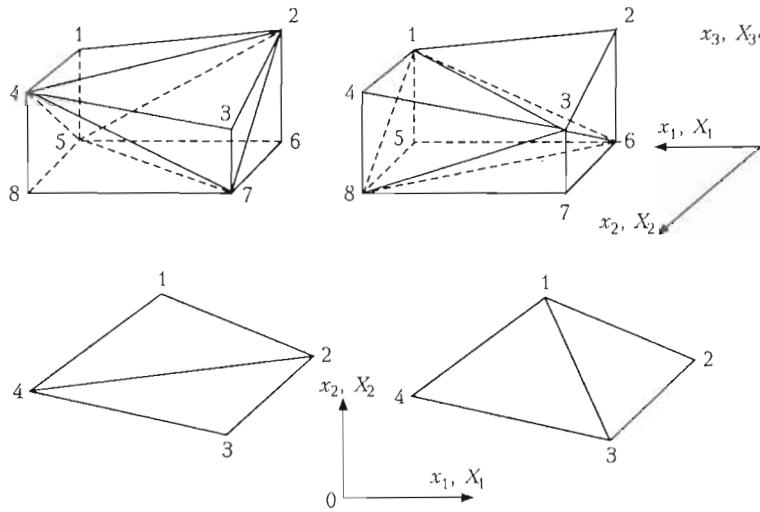


Рис. 1. Аппроксимация пространственных производных: основная ячейка собрана из тетраэдров; используется двойственное разбиение – «красное» (слева) и «черное» (справа)

ций, материального поворота и их вариаций;  $\Delta V_p^{(n)}$ ,  $\Delta S_p^{(n)}$  – объем и площадь поверхности (или площадь и длина контура в двухмерной задаче) ячейки на  $n$ -м шаге нагружения.

Варьирование перемещений  $\Delta u^\beta$  в узлах сетки ( $r, s, t$ ) осуществляется с учетом ограничений, которые для граничных точек  $P(x, y, z)$  накладываются граничными условиями вида

$$\begin{aligned} u^\beta &= \bar{u}^\beta, \quad P(x, y, z) \in S_u, \\ \sigma_{ij}^E n_j &= P^i, \quad P(x, y, z) \in S_\sigma. \end{aligned} \quad (6)$$

Если используется тензор деформаций Коши, то система уравнений (5) непосредственно решается методом исключения Гаусса. В случае применения нелинейных соотношений для деформаций (тензора деформаций Грина) она предварительно линеаризуется методом Ньютона–Рафсона.

Экспериментальные исследования прочности сварных соединений [6] показывают, что развитие пластических деформаций идет в мезоскопических полосах локализованного сдвига, которые зарождаются на концентраторах напряжений разного масштаба. Для численного моделирования этих эффектов рассматривался плоский образец со сварным швом (рис. 2) из стали 10, находящийся в условиях плоской деформации или плоского напряженного состояния.

Результаты некоторых модельных расчетов процесса локализации деформаций сварного соединения на основе упругопластической модели с упрочнением рассмотрим на следующем примере. Остановимся на плоском напряженном состоянии квадратного образца с физико-механическими характеристиками  $E = 200$  ГПа,  $\nu = 0,3$  при растяжении вдоль оси  $X$ .

В соответствии с принятой моделью исходная структура описывается неоднородным распределением начальной объемной пластической деформации, вид зависимости которой от продольной координаты  $X$  может быть задан в соответствии с экспериментальными данными по распределению микротвердости.

Для основного металла принято, что относительная начальная объемная пластическая деформация составляет 1 % от ее максимального значения 0,01 (максимальное пластическое изменение объема равно 1 %). В зоне корневого прохода этот параметр задавался равным 3 %, а в ЗТВ он линейно изменялся между этими крайними значениями. Таким образом, структурная неоднородность описывается единственным параметром, физический смысл которого – это «разрыхление» структуры за счет

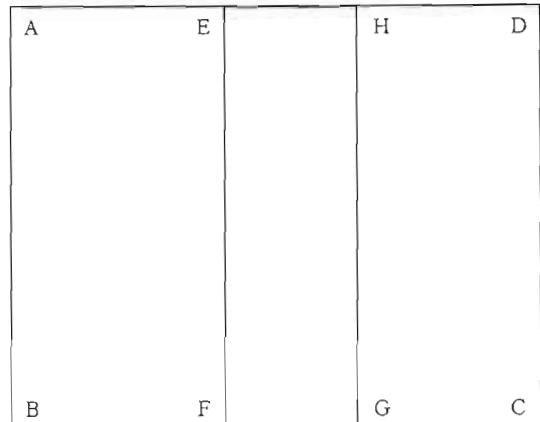


Рис. 2. Схема сварного соединения: области AEFB, EHGF, HDCG соответствуют корневому проходу, зоне термического влияния и основному металлу

объемных дефектов более низкого масштабного уровня. Другие параметры модели Драгона–Мруза соответствовали в расчетах условию начала пластического течения при напряжениях 100 МПа и максимальному напряжению течения 200 МПа, которое возрастает в результате упрочнения, при деформации растяжения 0,07.

Границные условия для одноосного растяжения имеют вид:

$$\sigma_{ij}^E n_j = 0, \quad P(x, y) \in S_2, S_4, \quad (7)$$

$$\Delta u^2 = 0, \quad P(x, y) \in S_2, \quad (8)$$

$$\Delta u^1 = 0, \quad P(x, y) \in S_1, \quad (9)$$

$$\Delta u^1 = n \Delta u, \quad P(x, y) \in S_3, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (10)$$

где  $\Delta u^1$  – шаг нагружения в перемещениях.

Рассматривался и более жесткий вариант граничных условий (жесткая продольная ось шва) с дополнительным условием

$$\Delta u^1 = 0, \quad P(x, y) \in S_2. \quad (11)$$

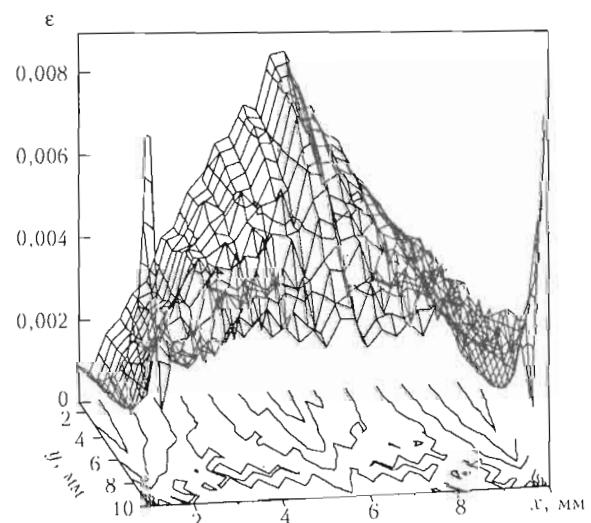


Рис. 3. Локализация пластических деформаций в ЗТВ

В этом случае внешняя граница является дополнительным концентриатором напряжений, порождающим «дополнительную» полосу локализованного сдвига, в отличие от «мягкого» варианта граничных условий. Расчеты показали, что полосы локализованного сдвига зарождаются на концентраторах напряжений, каковыми являются внешняя граница (для «жестких» граничных условий) и ЗТВ (область перехода от основного металла к корневому шву). Результаты расчета, представленные на рис. 3, показывают начало формирования полосы локализованного сдвига, инициированной угловыми точками ЗТВ («мягкие» граничные условия соответствуют одноосному растяжению).

Приведенный пример расчета показывает, что деформирование происходит неравномерно. Максимальные деформации развиваются во внутренних областях ЗТВ.

Разработаны программы двухмерных расчетов плоского напряженного и плоского деформированного состояния пластин (в декартовых координатах) и трубчатых образцов (в цилиндрической системе координат) со сварным швом. Разработана численная модель квазистатического процесса деформации сварных соединений, описывающая эффекты локализации деформаций на мезоуровне и деформационное упрочнение. На модельных расчетах показано, что локальная деформация в несколько раз больше средней, следовательно, в макроскопической диаграмме деформирования скрыты характеристики как материала, так и образца в целом. Без отделения этих факторов друг от друга вряд ли возможно верное описание механизмов разрушения.

Показано, что исходная структурная неоднородность материала может быть описана неоднородно-

стью распределения начальных пластических деформаций, обусловленных предысторией материала. Это весьма важно по следующей причине. Очевидно, что обычные допущения механики сплошной среды об отсутствии начальных напряжений и деформаций не применимы на мезоуровне. Совершенно очевиден и недостаток достоверной информации о состоянии материала на уровне мезоструктуры до нагружения, его предыстории.

Привлекательная сторона развитого подхода к описанию исходной структуры материала заключается в том, что начальное распределение деформаций («разрыхление» материала на мезоуровне) оценить экспериментально, вероятно, гораздо легче, чем начальные напряжения или другие «силовые» характеристики.

1. Драгон А., Мруз З. Континуальная модель хрупкопластического поведения скальных пород и бетона // Механика деформируемых твердых тел. Направления развития. — М.: Мир, 1983. — С. 163–188.
2. Васидзу К. Вариационные методы в теории упругости и пластичности. — М.: Мир, 1987. — 542 с.
3. Панин В.Е. Физические основы мезомеханики пластической деформации и разрушения твердых тел // Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. — Т. 1. — Новосибирск: Наука, 1995. — С. 7–49.
4. Панин В.Е., Макаров П.В. и др. Методология компьютерного конструирования материалов с заданными характеристиками прочности // Там же. — Т. 2. — С. 5–76.
5. Elsukova T.F. et al. Structure levels of deformation and fracture of polycrystals by different kinds of loading // Izvestiya Vuzov. Fizika. — 1990. — № 4. — Р. 69–88.
6. Панин В.Е., Плешанов В.С. Полосовые структуры на мезо- и макромасштабном уровнях при растяжении поликристаллов // Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. — Т. 1. — Новосибирск: Наука, 1995. — С. 241–248.
7. Noh V.F. A time-dependent two-dimensional complete Eulerian–Lagrangian code // Methods in Comput. Physics. — Vol. 3. — N.Y.: Acad. Press, 1964. — P. 117.
8. Wilkins J., French S.J., Sorem M. Finite difference scheme for calculating problems in three space dimensions and time // Proc. of 2nd Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics. — Bercley: Univ. of California, 1970.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО-, МАССО- И ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА В АНОДНОЙ ОБЛАСТИ И СТОЛБЕ СВАРОЧНОЙ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ

**Крикент И.В., Кривцун И.В., Демченко В.Ф., Семенов А.П.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

На основе самосогласованной математической модели процессов тепло-, массо- и электронереноса в анодной области и столбе сварочной дуги проведен численный анализ тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик плазмы свободно горящей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом. Результаты расчетов плотности тока на аноде и теплового потока в анод сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что учет в модели анодного падения потенциала позволяет с большей точностью прогнозировать характеристики электрического взаимодействия дуговой плазмы с поверхностью анода.

Для эффективного использования электрической дуги в качестве источника тепла при сварке плавлением необходимо располагать информацией о ее тепловом и динамическом воздействии на расплавленный металл (сварочную ванну или каплю электродного металла). Поскольку экспериментальное определение таких наиболее важных с технологической точки зрения распределенных характеристик сварочной дуги, как плотность электрического тока и тепловой поток на поверхности металлической капли или сварочной ванны затруднено вследствие высоких значений температуры дуговой плазмы и поверхности расплавленного металла, малости геометрических размеров приэлектродных областей дуги и ряда других факторов, весьма актуальным представляется исследование сварочных дуг методами математического моделирования.

Существует большое количество моделей для численного исследования процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в плазме электрической дуги атмосферного давления, а также процессов ее взаимодействия с электродами, в том числе при различных способах дуговой сварки [1–14]. Однако в большинстве из них дуговая плазма предполагается однокомпонентной, т. е. содержащей атомы и ионы защитного газа, чаще всего, инертного. Плазма реальных сварочных дуг, как правило, многокомпонентна, поскольку наряду с частицами газа содержит атомы и ионы испаренного материала электродов. Таким образом, при построении адекватной математической

модели сварочной дуги необходим учет многокомпонентности дуговой плазмы.

Еще одной важной характеристикой такой модели должна быть ее самосогласованность, позволяющая учитывать взаимосвязь физических процессов, протекающих на электродах и в приэлектродных областях плазмы, с процессами в столбе дуги. Следует отметить, что в большинстве работ по комплексному моделированию электрической, в том числе сварочной, дуги используются весьма упрощенные модели приэлектродных областей [4, 6, 9–12], тогда как в работах, специально посвященных исследованию приэлектродных явлений (например, [15, 16]), недостаточное внимание уделяется процессам, происходящим в столбе дуги.

Рассмотрим электрическую дугу при сварке неплавящимся электродом в инертном газе (рис. 1). Поскольку теория и математические модели катодных явлений, включая процессы в прикатодной плазме, для дуги с тугоплавким (неиспаряющимся) катодом разработаны достаточно подробно [15, 17–20], основное внимание уделим процессам, протекающим в столбе и анодной области рассматриваемой дуги, с учетом возможного испарения металла анода. Самосогласованная математическая модель указанных процессов применительно к условиям сварки неплавящимся электродом и плазменной сварки в инертном газе была предложена в работе [21]. Целью настоящей работы является верификация данной модели путем численного исследования

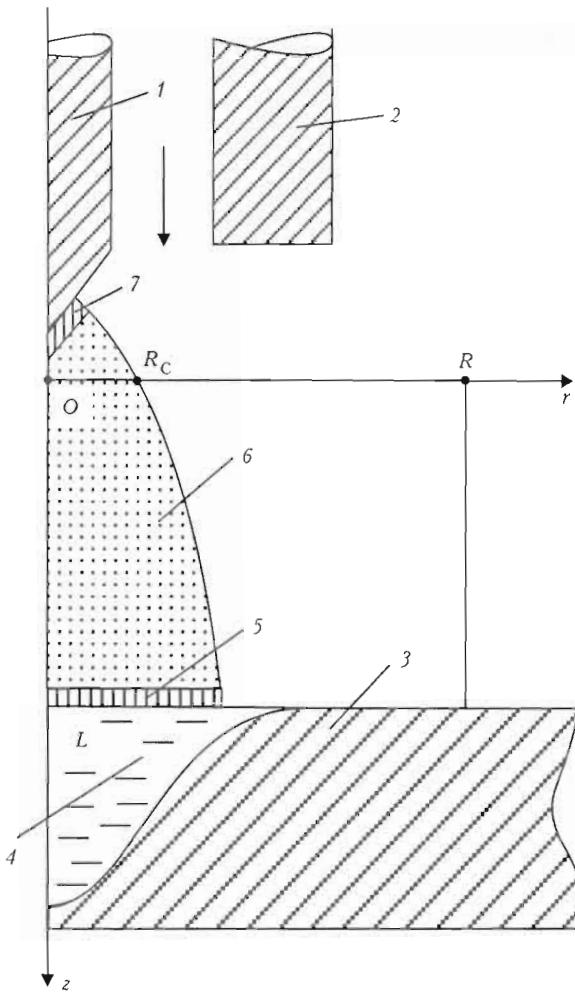


Рис. 1. Схема процесса сварки неплавящимся электродом: 1 — тугоплавкий (вольфрамовый) катод; 2 — сопло для подачи защитного (инертного) газа; 3 — свариваемое изделие (анод); 4 — сварочная ванна; 5 — анодная область; 6 — столб дуги; 7 — катодная область

распределенных характеристик плазмы столба и анодной области аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом, горящей на медный водоохлаждаемый анод, и сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

В соответствии с подходом, использованным в [21], самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области сварочной дуги с тугоплавким катодом включает две взаимосвязанные модели:

- модель тепловых, электромагнитных, газодинамических и диффузионных процессов в многокомпонентной плазме столба дуги;
- модель анодной области, которая позволяет самосогласованным образом сформулировать граничные условия на аноде, необходимые для решения уравнений модели столба дуги, а также определить характеристики ее теплового и электрического взаимодействия с поверхностью анода (сварочной ванны).

Предложенная в [21] модель анодной области дуги с испаряющимся анодом позволяет вычислять локальные (в каждой точке поверхности анода) значения анодного падения потенциала  $U_a = -\Delta\phi$  (где  $\Delta\phi > 0$  — разность потенциалов между границей столба дуги и поверхностью анода) и плотности теплового потока  $q^a$ , вводимого дугой в анод, при условии, что соответствующие значения плотности тока на аноде  $j_a$ , температуры электронов плазмы вблизи анода  $T_{ea}$ , а также температуры его поверхности  $T_s$  известны. Как будет показано ниже, при комплексном моделировании дуги с тугоплавким катодом распределение  $j_a$  и  $T_{ea}$  вдоль анодной поверхности определяется в рамках модели столба дуги с самосогласованными граничными условиями на аноде.

Используемые в дальнейшем расчетные зависимости  $\Delta\phi$  и  $q^a$  от температуры электронов в анодной области и плотности электрического тока на аноде для аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом приведены на рис. 2, 3. Здесь следует отметить, что при проведении всех расчетов температура поверхности анода оценивалась на основе экспериментальных данных [22] и составляла 720 К.

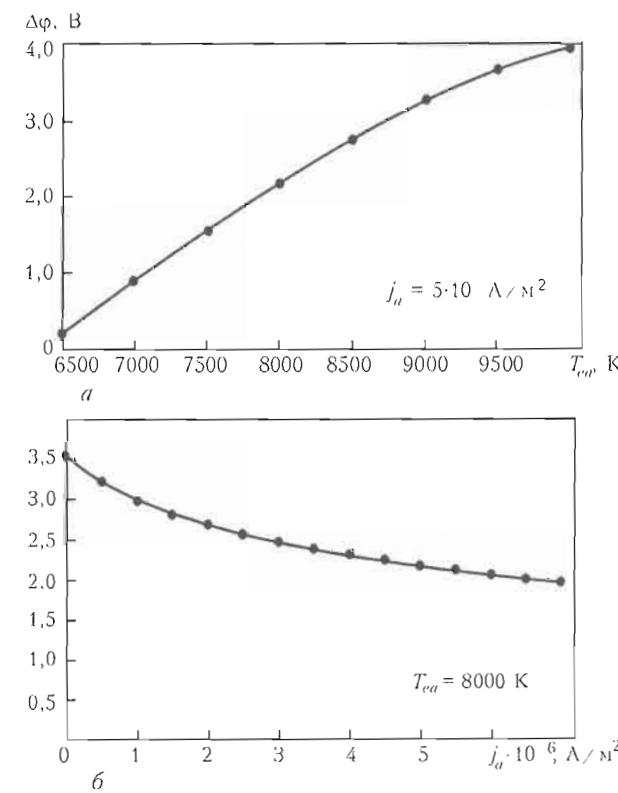


Рис. 2. Разность потенциалов между границей столба дуги и поверхностью анода в зависимости от температуры электронов в анодной области (а) и плотности электрического тока на аноде (б) для аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом

Для проверки адекватности выбранной модели анодных процессов было проведено сравнение расчетного значения  $U_a$  с экспериментально измеренным в случае дуги с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом, горящей в аргоне при атмосферном давлении (ток дуги 200 А, ее длина 10 мм). При выполнении расчетов использовали экспериментальные данные [22, 23]:  $j_a = 3,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ ,  $T_{ea} = 9840 \text{ K}$ ,  $T_s = 720 \text{ K}$ , что дает  $U_a = -4,04 \text{ В}$ . Полученное расчетное значение с высокой точностью соответствует экспериментально измеренному  $U_a = -4,01 \text{ В}$  [23].

При описании процессов тепло-, массо- и электропереноса в плазме столба дуги с тугоплавким катодом, которая наряду с частицами защитного газа может содержать атомы и ионы испаренного металла анода, будем использовать модель [21], предполагая для простоты, что плазма столба дуги является изотермической, т. е. температура электронов равна температуре тяжелых частиц (атомов и ионов). Соответствующая система нестационарных уравнений, записанная в цилиндрической системе координат (см. рис. 1), имеет вид, предложенный, например, в ([1, 21]):

- уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0, \quad (1)$$

где  $\rho$  — массовая плотность плазмы;  $v, u$  — радиальная и аксиальная компоненты скорости плазмы;

- уравнения движения

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\phi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times \\ &\times \left( \eta \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \\ &- 2\eta \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\phi + 2 \frac{\partial}{\partial z} \times \\ &\times \left( \eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \eta \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \\ &- \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $p$  — давление;  $j_z, j_r$  — аксиальная и радиальная компоненты плотности тока в дуге;  $B_\phi$  — азимутальная компонента вектора магнитной индукции;  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости плазмы;

- уравнение энергии

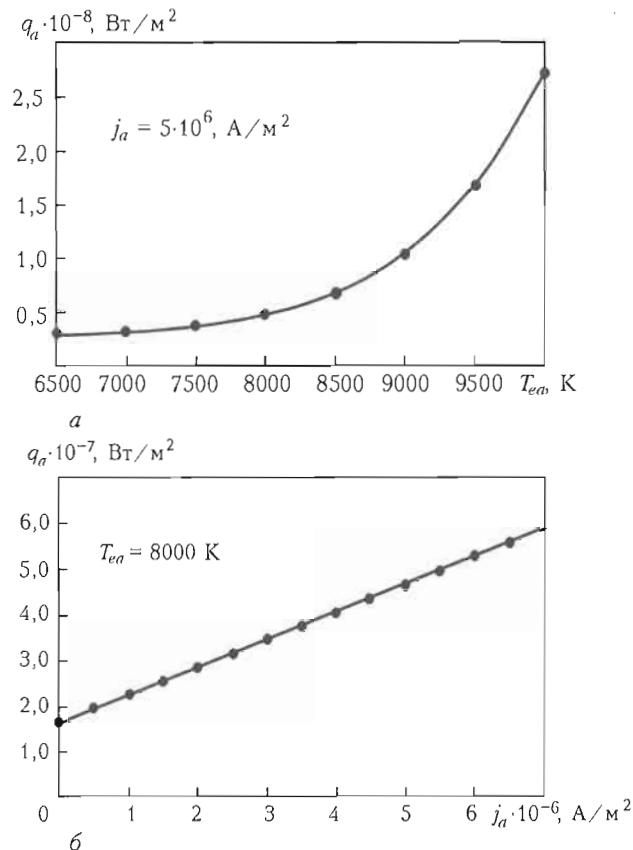


Рис. 3. Зависимость теплового потока в анод от температуры электронов в анодной области (а) и плотности электрического тока на аноде (б) для аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом

$$\begin{aligned} \rho C_p \left( \frac{\partial T_p}{\partial t} + v \frac{\partial T_p}{\partial r} + u \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times \\ &\times \left( r \chi \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{k}{e} \times \\ &\times \left[ j_r \frac{\partial (5/2 - \delta) T_p}{\partial r} + j_z \frac{\partial [(5/2 - \delta) T_p]}{\partial z} \right] + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - \psi, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $C_p$  — удельная теплоемкость плазмы с учетом энергии ионизации;  $T_p$  — температура плазмы;  $\chi$  — коэффициент теплопроводности;  $k$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $\delta$  — постоянная термодиффузии;  $\sigma$  — удельная электропроводность плазмы;  $\psi$  — потери энергии на излучение в приближении оптически тонкой плазмы;

- уравнения электромагнитного поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0; \quad (5)$$

$$B_\phi(r, z) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_z(\xi, z) \xi d\xi, \quad (6)$$

где  $\phi$  — электрический потенциал плазмы;  $\mu_0$  — универсальная магнитная постоянная;

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}; \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}. \quad (7)$$

Для замыкания системы уравнений (1)–(7) требуется задать термодинамические характеристики  $\rho$ ,  $C_p$ , коэффициенты переноса  $\eta$ ,  $\chi$ ,  $\delta$ ,  $\sigma$  и потери энергии на излучение  $\psi$  дуговой плазмы в зависимости от ее температуры, давления и состава (для многокомпонентной плазмы аргон + железо и аргон + алюминий указанные зависимости приведены, например, в [24]). Состав изотермической многокомпонентной плазмы столба дуги с испаряющимся анодом может быть определен путем решения следующей системы уравнений:

- уравнения Саха с учетом неидеальности плазмы

$$\frac{n_e n_{\alpha Z+1}}{n_{\alpha Z}} = \left( \frac{2\pi m_e k T_p}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \exp \times \\ \times \left[ -\frac{e(U_{\alpha Z} - \Delta U_Z)}{k T_p} \right], \quad \alpha = m, g; \quad Z \geq 0, \quad (8)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов;  $n_{\alpha Z}$  — концентрации атомов ( $Z = 0$ ) и ионов ( $Z = 1$ ) защитного газа ( $\alpha = g$ ), атомов ( $Z = 0$ ) и ионов ( $Z = 1, 2$ ) металлического пара ( $\alpha = m$ );  $Z$  — зарядовое число иона;  $m_e$  — масса электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $\theta_{\alpha Z}$  — статистические суммы для тяжелых частиц сорта  $\alpha$ , находящихся в зарядовом состоянии  $Z$ ;  $U_{\alpha Z}$  — потенциалы ионизации (для перехода частиц сорта  $\alpha$  из зарядового состояния  $Z$  в  $Z + 1$ );  $\Delta U_Z = \frac{e(Z + 1)}{r_D}$  — снижение потенциалов ионизации за счет взаимодействия заряженных частиц;  $r_D = \left[ k T_p / 4\pi e^2 \left( n_e + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z} Z^2 \right) \right]^{1/2}$  — радиус Дебая;

- условие квазинейтральности плазмы

$$n_e + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 0} n_{\alpha Z} Z; \quad (9)$$

- закон парциальных давлений

$$p = \left( n_e + \sum_{Z \geq 0} n_{m Z} + \sum_{Z \geq 0} n_{g Z} \right) k T_p - \Delta p. \quad (10)$$

Здесь  $p$  — давление;  $\Delta p = \frac{1}{6} \frac{e^2}{r_D} \times \left( n_e + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 0} n_{\alpha Z} Z^2 \right)$  — снижение давления за счет неидеальности плазмы [25].

Систему уравнений (8)–(10) необходимо дополнить уравнением конвективной диффузии металлического пара в столбе дуги

$$\rho \left( \frac{\partial C_m}{\partial t} + v \frac{\partial C_m}{\partial r} + u \frac{\partial C_m}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \times \\ \times \left( r \rho D_{m0} \frac{\partial C_m}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D_{m0} \frac{\partial C_m}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times \\ \times \left( r \rho \left[ \overline{D}_{m1} \frac{\partial C_{m1}}{\partial r} + \overline{D}_{m2} \frac{\partial C_{m2}}{\partial r} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \times \\ \times \left( \rho \left[ \overline{D}_{m1} \frac{\partial C_{m1}}{\partial z} + \overline{D}_{m2} \frac{\partial C_{m2}}{\partial z} \right] \right). \quad (11)$$

$$M_m \sum_{Z \geq 0} n_{m Z}$$

Здесь  $C_m = \frac{M_m n_m}{\rho}$  — относительная массовая концентрация частиц пара в дуговой плазме;  $C_{m1} = \frac{M_m n_{m1}}{\rho}$ ,  $C_{m2} = \frac{M_m n_{m2}}{\rho}$  — относительные массовые концентрации ионов металла;  $M_m$  — масса атома (иона) металла;  $\overline{D}_{m1} = D_{m1} - D_{m0}$ ,  $\overline{D}_{m2} = D_{m2} - D_{m0}$ , где  $D_{m0}$ ,  $D_{m1}$ ,  $D_{m2}$  — коэффициенты диффузии атомов, одно- и двухзарядных ионов металла в многокомпонентной плазме, зависящие от ее температуры, давления и состава. Отметим, что уравнение (11) в отличие от использованного в [14] более корректно учитывает диффузию ионов металлического пара.

Для решения системы дифференциальных уравнений (1)–(5), (11), описывающей процессы тепло-, массо- и электропереноса в столбе дуги, необходимо задать соответствующие начальные и граничные условия. Поскольку физические поля в дуговом разряде устанавливаются достаточно быстро, начальные распределения скорости, температуры плазмы и концентрации частиц анода принципиального значения не имеют. Для скорости и концентрации металлических частиц можно, например, задавать нулевые значения, а температуру в области токового канала выбирать такой, чтобы обеспечить характерную для дугового разряда проводимость плазмы.

В рассматриваемом здесь случае дуги с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом (см. рис. 1) граничные условия для искомых функций ( $\vec{v}, T_p, \phi, C_m$ ) сформулируем следующим образом.

Предполагая режим испарения анода конвективным [21], для скорости плазмы на анодной поверхности (плоскость  $z = L$ ) зададим условие «прилипания»

$$\vec{V} \Big|_{z=L} = 0. \quad (12)$$

Для температуры дуговой плазмы вблизи поверхности анода из условия энергетического баланса анодной области имеем [21]

$$-\chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \Big|_{z=L} + j_a \frac{k}{e} \left( \frac{5}{2} - \delta \right) T_p \Big|_{z=L} = \Delta\phi j_a + q_a, \quad (13)$$

где  $j_a = -j_z \Big|_{z=L}$  — плотность тока на аноде;  $\Delta\phi$  и  $q_a$  — скачок потенциала в анодной области и плотность теплового потока, вводимого дугой в анод.

Принимая электрический потенциал поверхности анода постоянным и равным нулю, для потенциала на границе столба дуги с анодной областью можем записать

$$\varphi \Big|_{z=L} = \Delta\phi. \quad (14)$$

Величина скачка потенциала  $\Delta\phi$  в выражениях (13), (14) вычисляется согласно модели анодной области [21] при  $T_{ea} = T_p \Big|_{z=L}$  (см. рис. 2).

Концентрацию частиц металла вблизи поверхности анода в конвективном режиме его испарения можно определить исходя из парциального давления металлического пара  $P_s(T_s)$  над поверхностью конденсированной фазы:

$$C_m \Big|_{z=L} = \frac{M_m P_s}{\rho_a k T_s}, \quad (15)$$

где  $\rho_a$  — плотность плазмы у поверхности анода.

В плоскости  $z=0$  (см. рис. 1) условия для вектора скорости задаются следующим образом:

$$v \Big|_{z=0} = 0, \quad u \Big|_{z=0} = u_0, \quad (16)$$

где величина  $u_0$  определяется расходом защитного газа и диаметром сопла для его подачи.

Для температуры и электрического потенциала в прикатодной зоне дуги примем условия

$$T_p \Big|_{z=0} = T_k(r), \quad \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = j_k(r), \quad (17)$$

где распределение температуры плазмы  $T_k(r)$  и плотности тока под катодом  $j_k(r)$  выбирается согласно рекомендациям [20].

В зоне подачи защитного газа можем записать

$$T_p \Big|_{z=0} = T_c, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (18)$$

где  $T_c$  — температура окружающей среды.

Для концентрации металлического пара при  $z=0$  с высокой степенью точности можно положить

$$C_m \Big|_{z=0} = 0. \quad (19)$$

Границные условия для скорости, температуры плазмы, электрического потенциала и концентрации металлического пара на оси симметрии системы задаются стандартным образом (как, например, в [1, 14]). Для азимутальной компоненты  $B_\phi$  вектора магнитной индукции на оси симметрии выполняется условие

$$B_\phi \Big|_{r=0} = 0. \quad (20)$$

На внешней границе расчетной области ( $r=R$ ) для скорости плазмы и электрического потенциала можем записать

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0. \quad (21)$$

Для остальных функций ( $T_p$ ,  $C_m$ ) граничные условия при  $r=R$  зависят от направления движения потока плазмы. Если поток направлен к оси симметрии ( $v \Big|_{r=R} \leq 0$ ), будем иметь

$$T_p \Big|_{r=R} = T_c, \quad C_m \Big|_{r=R} = 0. \quad (22)$$

Если же поток плазмы на рассматриваемой границе направлен в противоположном направлении ( $v \Big|_{r=R} > 0$ ), можем записать

$$\frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0, \quad \frac{\partial C_m}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0. \quad (23)$$

Систему дифференциальных уравнений (1)–(5), (11) с граничными условиями (12)–(23) решали численно методом конечных разностей. Здесь следует отметить, что при выбранном значении температуры поверхности анода ( $T_s = 720$  К) концентрация металлического пара в дуговой плазме оказывается пренебрежимо малой, поэтому при определении входящих в уравнения (1)–(5) термодинамических характеристик, коэффициентов переноса и потерь энергии на излучение использовали данные для аргоновой плазмы [26]. При численном решении газодинамической и тепловой задач применяли совместный лагранжево-эйлеровский метод [27, 28], адаптированный к условиям сжимаемой среды.

Результаты расчета физических полей в столбе свободно горящей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом при токе дуги  $I = 200$  А и ее длине  $L = 6,3$  мм приведены на рис. 4, 5. Как видно из расчета электрического потенциала (см. рис. 4, *a*), над поверхностью анода наблюдается зона положительных значений  $\varphi$ , что обусловлено наличием обратного скачка потенциала на

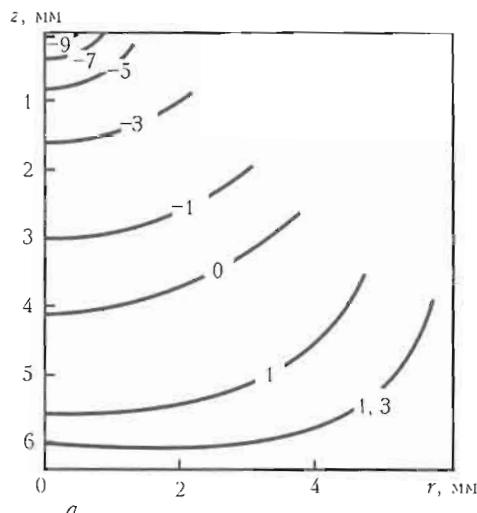
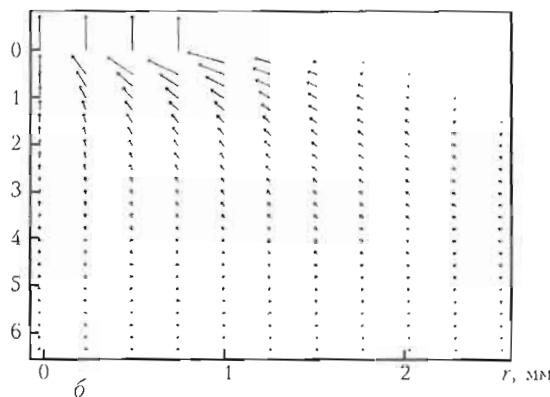
*a**b*

Рис. 4. Поля электрического потенциала (*a*) и плотности тока (*b*) в столбе свободно горячей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом

анодном слое. Максимальные значения градиента потенциала и плотности тока наблюдаются вблизи катода (см. рис. 4, *b*). Здесь же достигается максимальная температура дуговой плазмы (см. рис. 5, *a*), что обусловлено высокой интенсивностью джоулевых источников тепла. По мере удаления от катода плотность электрического тока быстро снижается (см. рис. 4, *b*). Формирующееся при таком

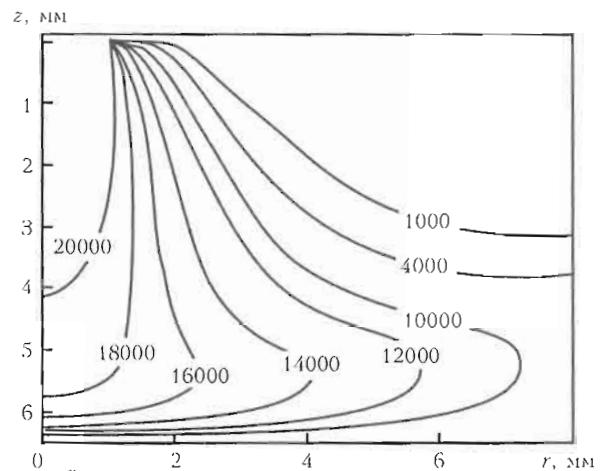
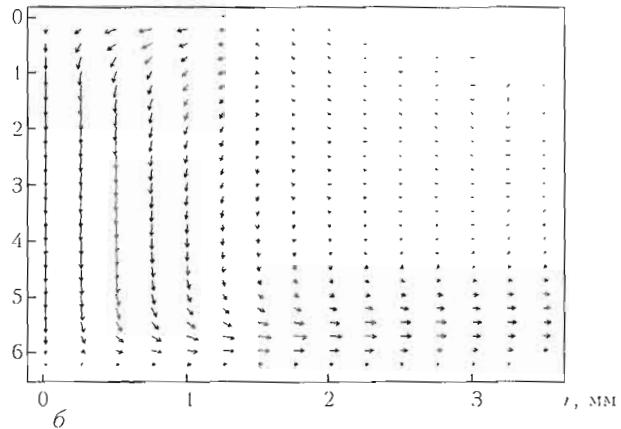
*a**b*

Рис. 5. Поля температуры (*a*) и скорости (*b*) плазмы в столбе свободно горячей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом ( $\max |\vec{v}| = 350 \text{ м/с}$ )

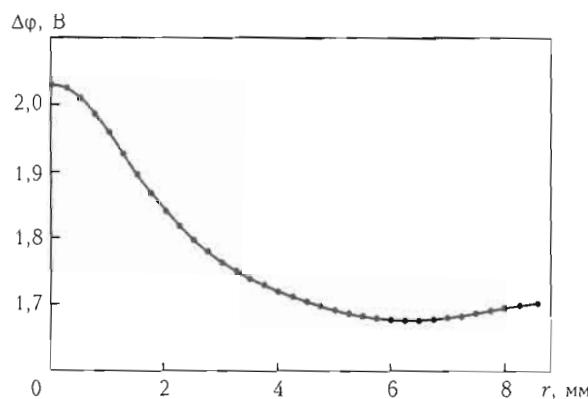


Рис. 6. Радиальное распределение скачка потенциала в анодной области для свободно горячей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом ( $I = 200 \text{ А}$ ,  $L = 6,3 \text{ мм}$ ,  $T_s = 720 \text{ К}$ )

распределении тока силовое поле обуславливает характерную для дуги с тугоплавким катодом картину движения плазмы в столбе дуги (см. рис. 5, *b*). Максимальные (до 350 м/с) значения скорости плазмы на оси симметрии обеспечивают эффективный перенос тепловой энергии из наиболее горячей зоны вблизи катода к поверхности анода. Как видно из рис. 5, *a*, температурное поле в дуговой плазме в значительной мере определяется конвективным теплопереносом. Этим фактом объясняется и значительная вытянутость изотерм вдоль поверхности анода.

Расчетное распределение анодного скачка потенциала  $\Delta\Phi$  для рассматриваемой дуги показано на рис. 6. Максимальное значение  $\Delta\Phi$  в приосевой зоне анодной области обусловлено более высокими значениями  $T_{ea}$  вблизи оси симметрии. Некоторое увеличение скачка потенциала на периферии области анодной привязки дуги объясняется крайне низким значением плотности тока на этом участке поверхности анода.

Сравнение результатов расчета тепловых и электрических характеристик радиальных распределений плотности электрического тока на аноде и тем-

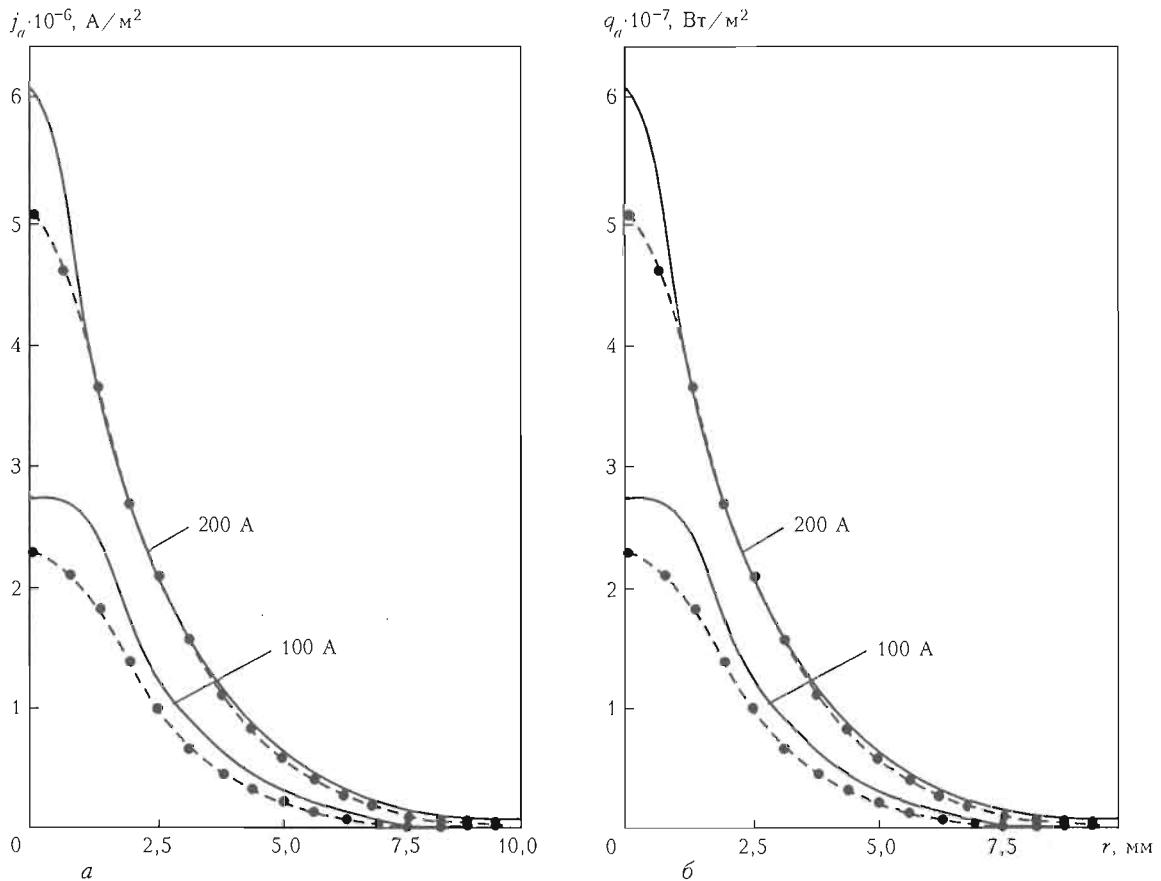


Рис. 7. Радиальное распределение плотности тока на аноде (а) и теплового потока в анод (б) для свободно горящей аргоновой дуги атмосферного давления с тугоплавким (вольфрамовым) катодом и медным водоохлаждаемым анодом ( $L = 6,3 \text{ мм}$ ): штриховые — расчетные данные; сплошные — экспериментальные [22]

лового потока в анод с экспериментальными данными [22] показано на рис. 7. Для двухсотамперной дуги наблюдается достаточно хорошее совпадение расчетных распределений  $j_a(r)$  и  $q_a(r)$  с измеренными экспериментально. Некоторые отличия расчетных и экспериментальных данных вблизи оси симметрии могут быть связаны как с погрешностями математического моделирования, так и с проблематичностью определения точных значений распределенных характеристик по тем интегральным параметрам, которые фиксировали в ходе эксперимента [22]. Для дуги с силой тока 100 А соответствие результатов математического моделирования и экспериментальных данных можно охарактеризовать как удовлетворительное.

В заключение необходимо отметить, что расчет радиального распределения плотности тока на аноде с учетом обратного скачка электрического потенциала в анодной области дуги дает результаты, более близкие к экспериментальным данным, чем без учета анодного падения потенциала. При  $\Delta\phi = 0$  расчетные значения  $j_a$  вблизи оси разряда оказываются значительно ниже, чем в эксперименте, а радиус области анодной привязки дуги выше. Что касается распределения теплового потока в анод, то учет  $\Delta\phi$  не приводит к существенному изменению  $q_a(r)$  по отношению к случаю  $\Delta\phi = 0$ .

В целом проведенный в настоящей работе численный анализ распределенных характеристик столба и анодной области электрической дуги с тугоплавким (вольфрамовым) катодом, горящей на медный водоохлаждаемый анод, и сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными свидетельствуют об адекватности предложенной самосогласованной модели процессов энерго-, массо- и электропорноса в анодной области и столбе сварочной дуги при сварке неплавящимся электродом.

1. Hsu K.C., Etemadi K., Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc // J. Appl. Physics. — 1983. — 54, № 3. — P. 1293–1301.
2. Hsu K.C., Pfender E. Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // Ibid. — 1983. — 54, № 8. — P. 4359–4366.
3. Энгельштадт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. — Т. 1. Теория столба электрической дуги. — Новосибирск: Наука, 1990. — 376 с.
4. Zhu P., Lowke J.J., Morrow R. et al. Prediction of anode temperatures of free burning arcs // J. Phys. D: Appl. Physics. — 1995. — 28. — P. 1369–1376.
5. Jenista J., Heberlein J.V.R., Pfender E. Numerical model of the anode region of high-current electric arcs // IEEE Transact. on Plasma Science. — 1997. — 25, № 5. — P. 883–890.
6. Lowke J.J., Morrow R., Haidar J. A simplified unified theory of arcs and their electrodes // J. Phys. D: Appl. Physics. — 1997. — 30. — P. 2033–2042.
7. Haidar J. Non-equilibrium modeling of transferred arcs // Ibid. — 1999. — 32. — P. 263–272.

8. Sansonnets L., Haidar J., Lowke J.J. Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion // Ibid. — 2000. — 33. — P. 148–157.
9. Fan H.G., Kovacevic R. A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // Ibid. — 2004. — 37. — P. 2531–2544.
10. Nishiyama H., Sawada T., Takana H. et al. Computational simulation of arc melting process with complex interactions // ISIJ Int. — 2006. — 46, № 5. — P. 705–711.
11. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. — Part I: The arc // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 2007. — 50. — P. 833–846.
12. Masquere M., Freton P., Gonzalez J.J. Theoretical study in two dimensions of the energy transfer between an electric arc and an anode material // J. Phys. D: Appl. Physics. — 2007. — 40. — P. 432–446.
13. Li He-Ping, Benilov M.S. Effect of a near-cathode sheath on heat transfer in high-pressure arc plasmas // Ibid. — 2007. — 40. — P. 2010–2017.
14. Tanaka M., Yamamoto K., Tashiro S. et al. Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding // Welding in the World. — 2008. — 52, № 11/12. — P. 82–88.
15. Benilov M.S. Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharges: A review // J. Phys. D: Appl. Physics. — 2008. — 41.
16. Heberlein J., Mentel J., Pfender E. The anode region of electric arcs: A survey // Ibid. — 2010. — 43.
17. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде. — I // ЖТФ. — 1972. — 42, № 5. — С. 1001–1009.
18. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде. — II // Там же. — 1973. — 43, № 11. — С. 2309–2317.
19. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
20. Wendelstorff J., Simon G., Decker I. et al. Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling // Proc. of 12th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications (Germany, Greifswald, 1997). — Vol. 1. — P. 62–65.
21. Кривцун И.В., Демченко В.Ф., Крикент И.В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // Автомат. сварка. — 2010. — № 6. — С. 3–11.
22. Nestor O.H. Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs // J. Appl. Physics. — 1962. — 33, № 5. — P. 1638–1648.
23. Sanders N.A., Pfender E. Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs // Ibid. — 1984. — 55, № 3. — P. 714–722.
24. Porytsky P., Krivtsun I., Demchenko, V. et al. On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas // Eur. Phys. J. D. — 2010. — 57. — P. 77–85.
25. Griem H.R. High-density correction in plasma spectroscopy // Phys. Rev. — 1962. — 128. — P. 997–1001.
26. Boulos M.I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. — Vol. 1. — N.-Y.; London: Plenum Press, 1997. — 454 p.
27. Ляшко И.И., Демченко В.Ф., Вакуленко С.А. Вариант метода расщепления уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках // Доклады АН УССР, Серия А. — 1981. — № 7. — С. 43–47.
28. Демченко В.Ф., Лесной А.Б. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // Доповіді НАНУ. — 2000. — № 11. — С. 71–75.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ С ОПЛАВЛЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ

**Лысенко А.Б.<sup>1</sup>, Савинская Н.А.<sup>1</sup>, Якунин Е.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Днепродзержинский государственный технический университет,

Днепродзержинск, Украина

<sup>2</sup>Национальная горная академия, Днепропетровск, Украина

Рассмотрены два совместно протекающих процесса при кристаллизации жидкой ванны: продвижение в расплав фронта матричных кристаллов и образование новых центров кристаллизации в жидком оплавленном слое. Приведены результаты расчета для модели полу бесконечной никелевой пластины, поверхность которой оплавляется лазерными импульсами длительностью  $10^{-3}$  и  $10^{-7}$  с. Показано, что при лазерной обработке миллисекундными импульсами кристаллизация жидкой ванны происходит исключительно за счет роста кристаллов от границы оплавления.

В расчетно-теоретических исследованиях кинетики кристаллизации оплавленного лазером слоя используются математические модели, основанные на допущении, что затвердевание оплавленной зоны осуществляется путем роста кристаллов матричных фаз от границы оплавления [1–3]. В то же время, согласно данным металлографического анализа в поперечных сечениях оплавленных лазером слоев выявляются две структурные зоны, свидетельствующие о действии в объеме ванны двух конкурирующих механизмов кристаллизации [4, 5]. Одна из этих зон располагается вдоль границы оплавления и представлена дендритами или столбчатыми кристаллами, ориентированными в направлении теплоотвода, а вторая занимает верхнюю часть оплавленного слоя и состоит из мелких равноосных кристаллов.

С учетом особенностей охлаждения различных зон расплавленной лазером ванны [6] эти результаты позволяют предложить физическую модель процесса, показанную на рис. 1. Затвердевание ванны начинается с роста матричных кристаллов от границы оплавления, а условия для возникновения новых центров создаются спустя некоторый промежуток времени по мере перехода в переохлажденное состояние вышележащих слоев расплава. На стадии совместного развития обоих механизмов кристаллы, растущие от дна ванны, сталкиваются на фронте с вновь зарождающимися кристаллами, в то время как рост последних дополнительно блокируется за счет взаимных столкновений соседних частиц.

**Кинетические уравнения.** В рамках представлений о конкурентном характере процесса затвердевания ванны, расплавленной лазером, получим кинетические уравнения, соответствующие механизмам роста матричных кристаллов и независимого образования новых центров кристаллизации. Обозначим относительные вклады упомянутых механизмов в общую долю закристаллизованного объема  $x$  следующим образом:  $x_g$  — доля объема, занятая кристаллами, направленно растущими от границы оплавления;  $x_{ng}$  — доля объема, сформированная в результате зарождения и изотропного роста новых кристаллов. Временные границы процесса затвердевания ванны зададим интервалом  $t_m - t_e$ , где  $t_m$  — момент достижения приграничной зоной

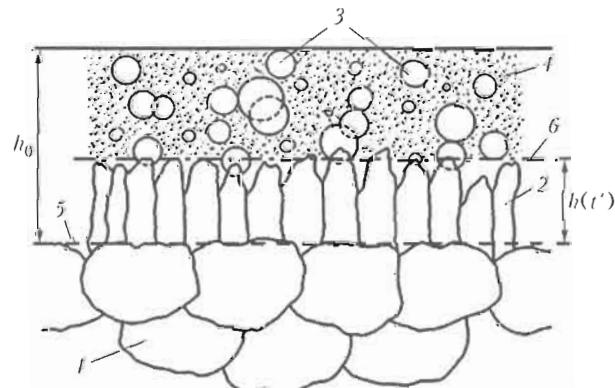


Рис. 1. Схема кристаллизации зоны лазерного оплавления: 1 — кристаллы обрабатываемого материала; 2 — матричные кристаллы, прорастающие в расплав от дна ванны; 3 — кристаллы, зарождающиеся в жидкой части ванны; 4 — расплав; 5 — граница оплавления; 6 — фронт роста матричных кристаллов;  $h_0$  — глубина расплавленной лазером ванны

расплава температуры плавления  $T_m$  материала;  $t_e$  — момент окончания процесса (для полностью кристаллизующихся материалов  $x(t_e) \approx 1$  (0,99), а для материалов, склонных к аморфизации, при  $t = t_e$  незакристаллизовавшиеся области ванны охлаждаются до температуры стеклования  $T_g$  и переходят в аморфное состояние).

Предположим, что к некоторому моменту времени  $t' \in [t_m, t_e]$  матричные кристаллы продвинулись в глубь расплава на расстояние  $h(t')$  (см. рис. 1) и заняли объем  $V_g(t')$ . Если бы рост этих кристаллов был свободным, то их фронт перемещался бы со скоростью  $u_g(t')$ , которая определяется механизмом процесса и теплофизическими условиями на межфазной границе. Однако в соответствии с предложенной моделью кристаллы, растущие в направлении теплоотвода, сталкиваются на своем пути с вновь образованными кристаллами, в результате чего прирост объема  $V_g$  снижается. Этот эффект проявляется в том большей степени, чем меньшую долю объема  $x_l$  в зоне, лежащей над фронтом роста матричных кристаллов (**ФМК**), занимает жидкая фаза, и может быть учтен с помощью допущения, что матричные кристаллы растут с эффективной скоростью:

$$u_g^{eff} = x_l u_g = \frac{1 - x_g - x_{ng}}{1 - x_g} u_g. \quad (1)$$

С учетом (1) определим приращение доли объема, перешедшего в кристаллическое состояние за элементарный промежуток времени  $dt$  вследствие продвижения в расплав матричных кристаллов:

$$dx_g(t') = \frac{S_g(t')}{V_0} \frac{1 - x_g(t') - x_{ng}(t')}{1 - x_g(t')} u_g(t') dt', \quad (2)$$

где  $S_g(t')$  — площадь **ФМК**;  $V_0$  — общий объем расплавленной лазером ванны.

Интегрируя (2) в предположении постоянства величины  $S_g(t') = S_g$ , получим кинетическое уравнение, соответствующее механизму роста матричных кристаллов:

$$x_g(t) = \frac{1}{h_0} \int_{t_m}^t \frac{1 - x_g(t') - x_{ng}(t')}{1 - x_g(t')} u_g(t') dt', \quad (3)$$

где  $h_0 = V_0 / S_g$  — начальная глубина ванны.

Далее определим долю объема ванны, кристаллизующейся путем образования новых центров в зоне, свободной от матричных кристаллов. Поскольку на момент  $t'$  объем этой зоны составляет  $V_0 - V_g(t')$ , а жидкая фаза занимает в ней долю  $x_l$ , приращение числа центров кристаллизации за элементарный промежуток времени  $dt'$  найдем из выражения

$$dN(t') = [V_0 - V_g(t')] \times \times \frac{1 - x_g(t') - x_{ng}(t')}{1 - x_g(t')} I(t') dt', \quad (4)$$

где  $I(t')$  — скорость образования кристаллических зародышей.

Предположим, что возникающие зародыши имеют сферическую форму, которая сохраняется при изотропном росте кристаллов в течение дальнейшего хода процесса вплоть до момента  $t_e$ . Для учета эффектов взаимной блокировки и столкновений этих кристаллов с **ФМК** будем считать, что они растут не с физической ( $u_{ng}$ ), а с замедляющейся по мере уменьшения  $x_l$  эффективной скоростью  $u_{ng}^{eff}$ , которые связаны соотношением, аналогичным (1). В этом случае кристаллы, зародившиеся при  $t = t'$ , к моменту времени  $t \in [t', t_e]$  будут иметь размер

$$R(t', t) = R_c(t') + + \int_{t'}^t \frac{1 - x_g(t'') - x_{ng}(t'')}{1 - x_g(t'')} u_{ng}(t'') dt'', \quad (5)$$

где  $R_c$  — критический размер зародышей;  $u_{ng}$  — физическая скорость роста вновь образующихся кристаллов;  $t'' \in [t', t]$ .

Увеличение доли превращенного объема за счет образования новых кристаллов составит

$$dx_{ng}(t', t) = \frac{1}{V_0} \frac{4}{3} \pi R^3(t', t) dN(t'). \quad (6)$$

Интегрированием уравнения (6) с учетом соотношений (4) и (5) получаем долю объема жидкой ванны, которая затвердевает путем зарождения и роста новых центров кристаллизации в течение промежутка времени  $t_m - t$ :

$$x_{ng}(t) = \frac{4}{3} \pi \int_{t_m}^t [1 - x_g(t') - x_{ng}(t')] I(t') \times \times \left[ R_c(t') + \int_{t'}^t \frac{1 - x_g(t'') - x_{ng}(t'')}{1 - x_g(t'')} u_{ng}(t'') dt'' \right]^3 dt'. \quad (7)$$

Очевидно, общая доля объема расплавленной лазером ванны, закристаллизовавшаяся на любой заданный момент времени  $t \in [t_m, t_e]$  в условиях конкуренции двух рассматриваемых механизмов, может быть найдена суммированием их относительных вкладов, т. е.

$$x(t) = x_g(t) + x_{ng}(t). \quad (8)$$

**Алгоритм модельных расчетов.** Кинетические уравнения (3), (7), (8) решали согласованно с уравнением теплопроводности:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \rho \frac{\Delta H_m}{M} \frac{\partial x}{\partial t}, \quad (9)$$

где  $T$ ,  $t$ ,  $z$  — текущие значения температуры, времени и координаты в направлении теплоотвода;  $C_p$ ,  $\rho$ ,  $k$ ,  $\Delta H_m$ ,  $M$  — соответственно удельная теплоемкость, плотность, теплопроводность, молярная теплота плавления и молярная масса обрабатываемого материала.

Решение выполняли численным методом конечных разностей с использованием явной схемы [7], задаваясь значениями начальной температуры  $T_0$  лазерной мишени, плотности мощности излучения  $q$ , поглощаемого поверхностью, и длительности лазерных импульсов  $\tau$ . Расчетный анализ процессов нагрева зоны лазерного воздействия, плавления материала и охлаждения оплавленного слоя до температуры  $T_m$  выполняли по методике, предложенной в работе [8]. Для расчета  $x_g$  и  $x_{ng}$  интегральные уравнения (3) и (7) последовательно дифференцировали по методу Эйлера [7].

Реализацию кинетического блока расчетов начинали при переохлаждении ниже  $T_m$  слоев расплава, смежных с границей оплавления. В рамках этого блока на каждом шаге вычислительной программы находили значения параметров  $I$ ,  $R_c$ ,  $u_g$ ,  $u_{ng}$ , входящих в кинетические уравнения (3), (7), по которым, в свою очередь, рассчитывали величины  $x_g$ ,  $x_{ng}$  и общую долю превращенного объема  $x$ .

**Результаты моделирования и их анализ.** Представленную выше математическую модель использовали для расчетного анализа процессов формирования структуры в условиях оплавления полу бесконечной никелевой пластины импульсным лазерным излучением. Расчеты проводили для двух значений длительности  $\tau$  лазерных импульсов:  $10^{-3}$  и  $0,5 \cdot 10^{-7}$  с. Различную глубину проплавления пластины  $h_0$  обеспечивали варьированием плотности мощности поглощенного излучения, ограничивая интервал изменения параметра  $q$  значениями, при которых поверхностный слой ванны достигает температуры кипения металла.

Первичные результаты моделирования получали в виде кривых охлаждения  $T(t)$  для трех зон ванны, расположенных на различном удалении от облучаемой поверхности, а также кинетических зависимостей  $x_g(t)$  и  $x_{ng}(t)$ , характеризующих относительные вклады в общую долю закристаллизованного объема рассматриваемых в модели механизмов кристаллизации.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты согласованного решения тепловой и кинетической задач для варианта модели, в котором никелевая

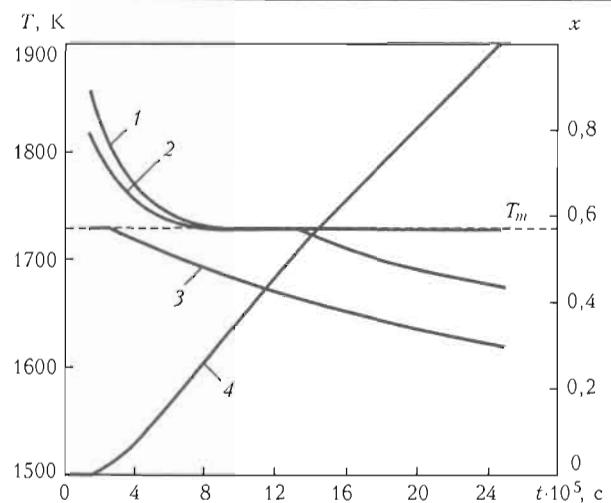


Рис. 2. Кривые охлаждения (1-3) и зависимость  $x_g(t)$  (4) для зоны лазерного оплавления никелевой пластины на глубину 18 мкм, выполненного на режиме:  $t = 10^{-3}$  с,  $q = 8,5 \cdot 10^8$  Вт·м $^{-2}$ ,  $T_0 = 288$  К: 1 — поверхностные слои; 2 — центр ванны; 3 — приграничные участки

пластина оплавляется лазерными импульсами длительностью  $10^{-3}$  с на глубину  $h_0 = 18$  мкм. Видно, что кристаллизация начинается синхронно с переохлаждением ниже  $T_m$  приграничной зоны 3 ванны и происходит путем продвижения в расплав фронта матричных кристаллов, формируя долю превращенного объема  $x_g$ . Согласно данным расчетов к моменту перехода в переохлажденное состояние центральной 2 и поверхностной 1 зон успевает закристаллизоваться приблизительно 30 % объема лазерной ванны. Дальнейший ход процесса не вызывает качественных изменений механизма кристаллизации, которая вплоть до полного затвердевания ( $x = 0,99$ ) происходит исключительно за счет роста кристаллов от границы оплавления. При этом механизм образования новых центров кристаллизации в жидкой части ванны вносит в общую долю превращенного объема пренебрежимо малый вклад  $x_{ng}(t_e) = 7 \cdot 10^{-5}$ .

Подобным образом, т. е. при подавляющем преобладании механизма роста матричных кристаллов, затвердевают более глубокие слои расплава, полученные облучением никеля миллисекундными лазерными импульсами. Установлено, что с ростом начальной глубины ванны  $h_0$  до 68 мкм наблюдается лишь незначительное (приблизительно до  $10^{-4}$ ) увеличение значений  $x_{ng}$ .

При использовании короткоимпульсного режима облучения вследствие значительного ускорения процесса охлаждения ванны расширяется температурный интервал затвердевания и лежащие над ФМК слои расплава переохлаждаются до температур, соответствующих близким к максимальным значениям скорости зародышеобразования.

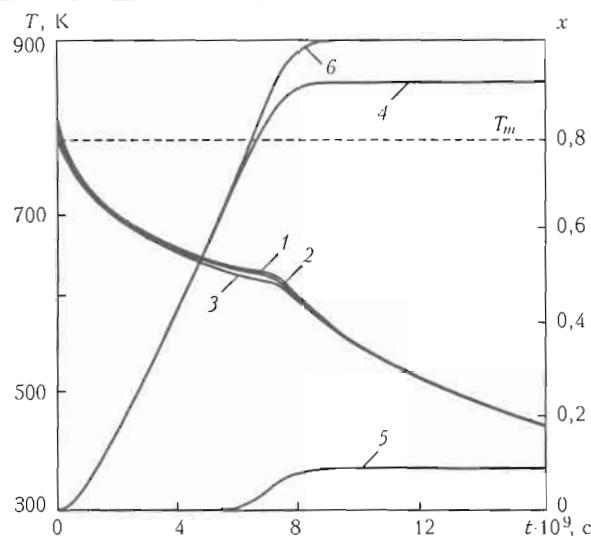


Рис. 3. Кривые охлаждения (1–3) и зависимости  $x_g(t)$  (4),  $x_{ng}(t)$  (5),  $x(t)$  (6) для зоны лазерного оплавления никелевой пластины на глубину 45 мкм при  $\tau = 0,5 \cdot 10^{-7}$  с,  $q = 11,5 \cdot 10^{10}$  Вт·м<sup>-2</sup>;  $T_0 = 288$  К; 1 — поверхностные слои; 2 — центр ванны; 3 — приграничные участки

Отмеченные изменения термического режима обусловливают повышение конкурентоспособности механизма зарождения и последующего роста новых кристаллов, который начинает действовать в верхних слоях ванны на заключительной стадии превращения, внося весомый вклад  $x_{ng}$  в общую долю закристаллизованного объема (рис. 3). Анализ результатов моделирования, соответствующих различным значениям варьируемого параметра  $q$ , показывает, что по мере увеличения глубины проплавления пластины  $h_0$  соотношение величин  $x_g$  и  $x_{ng}$  изменяется в пользу последней. В обобщенном виде зависимости  $x_g$  и  $x_{ng}$  от глубины оплавления изображены на рис. 4, из которого следует, что при  $h_0 \approx 170$  нм доли объема, кристаллизующаяся путем образования новых центров кристаллизации, практически сравнивается с относительным объемом, занятым кристаллами, растущими от дна ванны ( $x_{ng} \approx 0,47$ ;  $x_g \approx 0,53$ ). Незначительное снижение  $x_{ng}$  при дальнейшем увеличении  $h_0$ , по-видимому, связано с повышением температуры в приповерхностной зоне 1 вследствие выделения скрытой теплоты кристаллизации. В свою очередь, разогрев этой зоны вызывает снижение частоты зарождения и увеличение скорости роста, что создает преимущества для процесса прорастания в расплав матричных кристаллов.

## Выводы

1. Предложена оригинальная математическая модель процесса кристаллизации расплавленной лазерной ванны, в которой рассматриваются два конкурирующих механизма: рост матричных кристаллов от границы оплавления и автономное образование

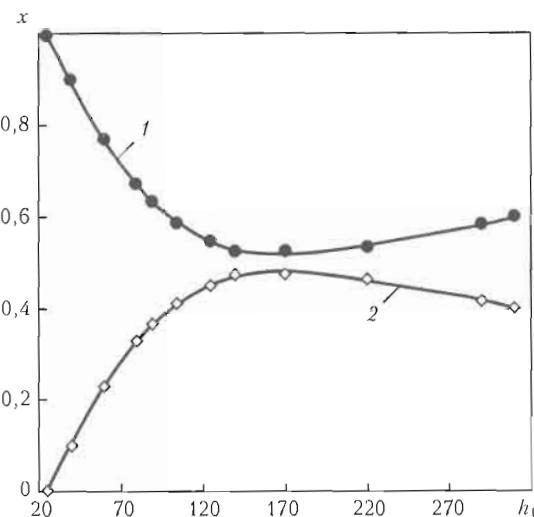


Рис. 4. Зависимость относительных вкладов конкурирующих механизмов кристаллизации в общую долю превращенного объема от глубины проплавления никелевой пластины лазерными импульсами длительностью  $0,5 \cdot 10^{-7}$  с: 1 —  $x_g(h_0)$ ; 2 —  $x_{ng}(h_0)$

ние новых центров кристаллизации в жидкой части ванны.

2. С использованием разработанной модели показано, что при оплавлении массивной никелевой пластины миллисекундными импульсами на глубину от 18 до 85 мкм кристаллизация ванны осуществляется исключительно за счет продвижения в расплав фронта матричных кристаллов.

3. При сокращении длительности лазерных импульсов до  $0,5 \cdot 10^{-7}$  с возрастает конкурентоспособность механизма зарождения и роста новых кристаллов, вклад которого в общую долю закристаллизованного объема достигает приблизительно 0,47 при  $h_0 \approx 170$  нм.

- Галенко П.К., Харанжевский Е.В., Данилов Д.А. Высокоскоростная кристаллизация конструкционной стали при лазерной обработке поверхности // Журнал технической физики. — 2002. — 72, вып. 5. — С. 48–55.
- Астапчик С.А., Береза Н.А. Конвективный теплоперенос на фронте кристаллизации бинарных сплавов в условиях лазерного воздействия // Физика металлов и металловедение. — 2007. — 103, № 1. — С. 3–14.
- Шкловский В.А. К теории лазерного остекловывания с учетом кинетики фазового превращения // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1986. — № 6. — С. 91–98.
- Yatsuya S., Massalski T.B. Laser beam interaction with the PdSiCu and AgCuGe eutectics // Proc. of 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals. — Vol. 1. — Sendai: JIM, 1982. — Р. 169–172.
- Лысенко А.Б. Влияние технологических факторов на состав, строение и свойства зоны лазерной химико-термической обработки // Физика и химия обраб. материалов. — 2001. — № 2. — С. 25–30.
- Лысенко А.Б., Коровина Н.А., Якуни Е.А. и др. Особенности теплопереноса и кристаллизации при лазерной обработке сплавов с оплавлением поверхности // Металлофизика и новейшие технологии. — 2005. — № 11. — С. 1503–1518.
- Волков Е.А. Численные методы. — М.: Наука, 1982. — 255 с.
- Лысенко А.Б., Коровина Н.А., Брехаря Г.П. Влияние технологических факторов на динамику тепловых процессов в зоне оплавления металлов лазерным излучением // Математ. моделирование. — 2001. — 7, № 2. — С. 99–103.

# ОЦЕНКА И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕТОДАМИ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ФРАКТОГРАФИИ

**Маркашова Л.И., Бердникова Е.Н., Алексеенко Т.А.**

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Представлены результаты фрактографических исследований сварных соединений высокопрочной стали 17Х2М. На основе экспериментальной информации проведено сопоставление структурных условий распространения трещин, определяемых характером разрушения. Приведен расчет напряжений разрушения для локальных участков поверхности изломов в зависимости от структурных концентраторов внутренних напряжений с учетом микромеханизма разрушения, а также характеристики трещиностойкости (коэффициента интенсивности напряжений).

Анализ имеющихся результатов экспериментальных исследований, которые касаются характера трещинообразования и последующего разрушения различных металлов, сплавов и сварных соединений, показывает, что эти процессы имеют прямую взаимосвязь с развитием пластической деформации, локальных внутренних напряжений, формированием концентраторов таких напряжений, а также с возможностью материала релаксировать нарастающие внутренние напряжения пластическими механизмами или хрупким разрушением [1, 2]. При общепринятых методиках анализа разрушения, которое обычно включает последовательность таких известных стадий [3], как медленное развитие, увеличение до критических размеров и т. д., учитывается влияние структуры металла на характер и механизмы развития разрушения.

Однако, принимая во внимание прямую взаимосвязь трещинообразования с формированием локальных концентраторов внутренних напряжений — локальных скоплений дислокаций, необходимо проводить более детальные, в том числе и на дислокационном уровне, исследования для определения структурных условий распространения трещины и последующего разрушения материала. Поэтому представляется целесообразным и перспективным развитие методики исследований в направлении характер разрушения → структура → свойства металлов, сплавов и их сварных соединений.

Вклад дислокационной структуры и формирование концентраторов внутренних напряжений исследованы и описаны в ряде публикаций [4–6]. В данной работе представлены некоторые результаты

исследований, основанных на изучении разрушения методами фрактографического анализа. На примерах исследования поверхности разрушения сварных соединений высокопрочной стали 17Х2М, выполненных с использованием сварочной проволоки Св-10ХН2ГСМФТЮ, показана возможность использования фрактографического анализа изломов с учетом структурного состояния, определяемого параметрами микрорельефа поверхности разрушения, для аналитической оценки следующих показателей:

- характеристика трещиностойкости (коэффициент интенсивности напряжений  $K_{1c}$ ), в которой  $K_{1c}$  согласно зависимости Краффта [7] связывается с величиной критического раскрытия трещины  $\delta_c$ , значение которой приравнивается к размеру элементов микрорельефа поверхности разрушения (ямок, фасеток и т. п.) на поверхности излома с учетом микромеханизма разрушения в локальных участках — по зонам излома;
- напряжение разрушения (практическая прочность  $\sigma_{pr}$ ) за счет зарождения трещин Степанова до критических размеров Стро-Орована.

По результатам анализа структурных механизмов и теорий разрушения, основывающихся на энергетических и дислокационных подходах [1, 2, 8–10], была выбрана оценка напряжения разрушения на базе дислокационной теории, согласно которой напряжение связано с такими структурными факторами, как длина микротрецн или концентраторов напряжений в металле (дислокационных скоплений у границ структурных составляющих, фазовых образований, неметаллических включений и др.). По этой теории при напряжении, про-

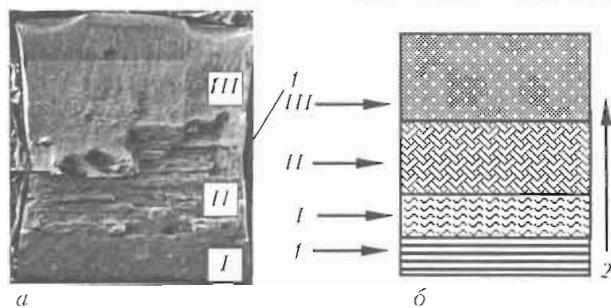


Рис. 1. Общий вид поверхности излома по зонам разрушения (а) и его схематическое изображение (б): I — усталостная трещина; II — разрушение при изгибе; III — участок долома; 1 — надрез; 2 — направление разрушения

порциональном  $(a/L)^{-1/2}$ , трещина будет вскрываться тем легче, чем длиннее концентратор:

$$\sigma_{\text{пр}} = \sigma_r (a/L)^{-1/2} (\gamma_{\text{эфф}}/\gamma)^{-1/4},$$

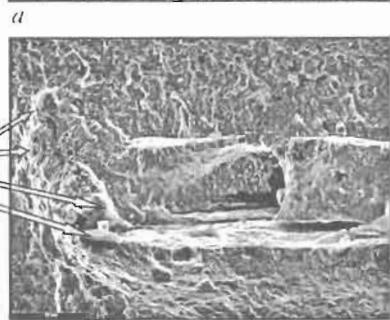
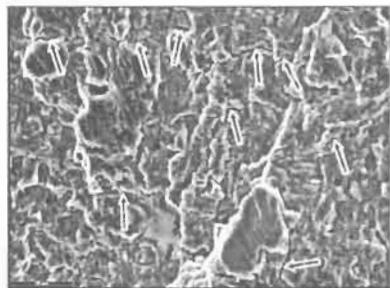
где  $\sigma_r$  — предел текучести;  $a$  — межатомное расстояние, близкое к радиусу закругления в устье трещины;  $L$  — длина концентратора напряжений;  $\gamma_{\text{эфф}}/\gamma$  — отношение эффективной поверхностной энергии к удельной энергии поверхностей разрушения ( $\sim 10^2$ – $10^4$ ).

Исследования проводили на разрушенных образцах. Первоначально был сделан надрез в ЗТВ и выращена усталостная трещина на глубину около 10 мм. Затем образцы при температуре испытания  $-40$  °С первично нагрузили с выдержкой 30 мин при  $K_c$  первичного нагружения ( $K_{\text{пн}}$  от 30,4 до 46,0 МПа $\sqrt{\text{м}}$ ) и провели испытания на изгиб до полного разрушения. Соответствующие значения  $K_c$  при разрушении приведены в таблице. Образцы для исследования поверхности разрушения после испытаний представляли собой изломы с характерными зонами: I — зона усталостной трещины от надреза до линии ее остановки; II — зона разрушения в результате испытаний на изгиб; III — зона долома (рис. 1).

Фрактографические исследования показали, что в зависимости от уровня первичного нагружения макро- и микрорельеф поверхности разрушения различен и имеет свои особенности.

В области усталостной трещины I в исходном состоянии (образец № 1), когда разрушение произошло сразу без первичной нагрузки, поверхность трещины представляет собой в основном внутренне-

Характер разрушения — внутренне-рентгеновский, квазикол в сочетании с усталостными бороздками



Локальный концентрический зарождения трещины — ослабленная наличием фазовых образований межзеренная граница (Mn, Si, Al, Ca)

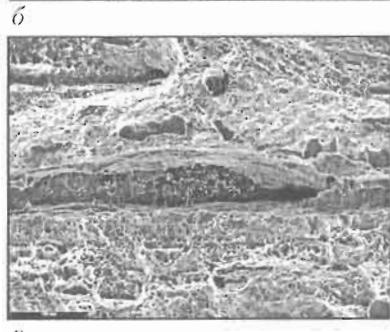


Рис. 2. Усталостный излом в зоне I (а —  $\times 1010$ , стрелками отмечены вторичные трещины; б —  $\times 503$ ) и разрушение при изгибе в зоне II образца № 1 в исходном состоянии (в —  $\times 503$ );  $K_c = 58,7$  МПа $\sqrt{\text{м}}$

ренный квазикол в сочетании с нерегулярными усталостными бороздками и сеткой вторичных трещин по субструктурным элементам, что свидетельствует о невысоких показателях прочности и пластичности металла (рис. 2, а). При этом локальными концентраторами зарождения микротрещин по всей длине зоны I являются грубые расщепления вдоль полос скольжения и межзеренных границ, ослабленных наличием фазовых образований (рис. 2, б). Оценка практической прочности в таких локальных структурных объемах показала, что в местах потенциальных концентраторов напряжений уровень  $\sigma_{\text{пр}}$  падает почти до  $(0,2$ – $0,3)\sigma_{0,2}$ , что предопределяет катастрофический рост трещины и соответственно снижение трещиностойкости.

Технологические параметры приложения нагрузки при разрушении образцов

| $\#$ образца                  | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    |
|-------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| $K_c$ , МПа $\sqrt{\text{м}}$ | —    | 30,4 | 33,2 | 38,5 | 45,0 | 46,0 |
| Первичное нагружение          | —    | 30,4 | 33,2 | 38,5 | 45,0 | 46,0 |
| Разрушение                    | 58,7 | 65,5 | 63,5 | 65,3 | 62,7 | 65,2 |

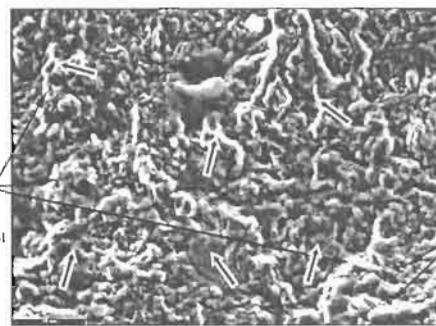


Рис. 3. Усталостный излом в зоне I образца № 6 сварного соединения стали 17Х2М, выполненного сварочной проволокой Св10ХН2ГСМФЮ, при приложении первичного нагружения  $K_{\text{III}} = 46 \text{ MPa}^{\sqrt{m}}$  ( $\times 1010$ ); стрелками отмечены локальные направления пути трещины

При приложении первичного нагружения и соответствующих испытаниях на изгиб для зоны I (усталостной трещины) характерным является смешанный тип разрушения — квазихрупкое внутризеренное с элементами вязкого (гребни отрыва) по границам субструктур и вязкое с мелкими ямками размером около 0,5–1,3 мкм (рис. 3). Хаотический характер пути распространения трещины свидетельствует о протяженной пластической зоне перед вершиной. Напряжение разрушения  $\sigma_{\text{пр}}$  в локальных квазихрупких объемах составляет около  $(0,6–0,8)\sigma_{0,2}$  и практически достигает уровня  $\sigma_{0,2}$  на участках в вязкой составляющей, что характеризует повышение сопротивления хрупкому разрушению.

В зоне излома II (испытания на изгиб) в исходном состоянии без первичной нагрузки (образец № 1) поверхность разрушения представляет собой древовидный излом со значительным расслоением после деформации (см. рис. 2, в). При приложении первичного нагружения характерным является смена механизма разрушения от хрупкого к

квазихрупкому + вязкому при значительном снижении (от 80–90 до 5–10 %) доли хрупких участков с расслоениями (рис. 4). При этом наблюдается уменьшение размеров структурных элементов рельефа — ямок вязкого разрушения (от 5–40 до 1–10 мкм) и фасеток квазихрупкого разрушения (от 13–20 до 8–17 мкм), что структурно обусловлено диспергированием формирующихся структур и способствует снижению мощности локальных концентраторов внутренних напряжений. Практическая прочность  $\sigma_{\text{пр}}$  квазихрупкой и вязкой составляющих в среднем достигает около  $0,7\sigma_{0,2}$ .

Экспериментальная база данных, полученная в результате исследований структурных особенностей микрорельефа поверхностей разрушения, позволила выполнить аналитическую оценку характеристики  $K_{1c}$  [4–7] и сравнить расчетные результаты, что особенно важно, с данными испытаний. Показано, что при повышении первичного нагружения до  $K_{\text{III}} = 45–46 \text{ MPa}^{\sqrt{m}}$  наблюдается повышение  $K_{1c}$  в среднем на 20 % (рис. 5), что свидетельствует

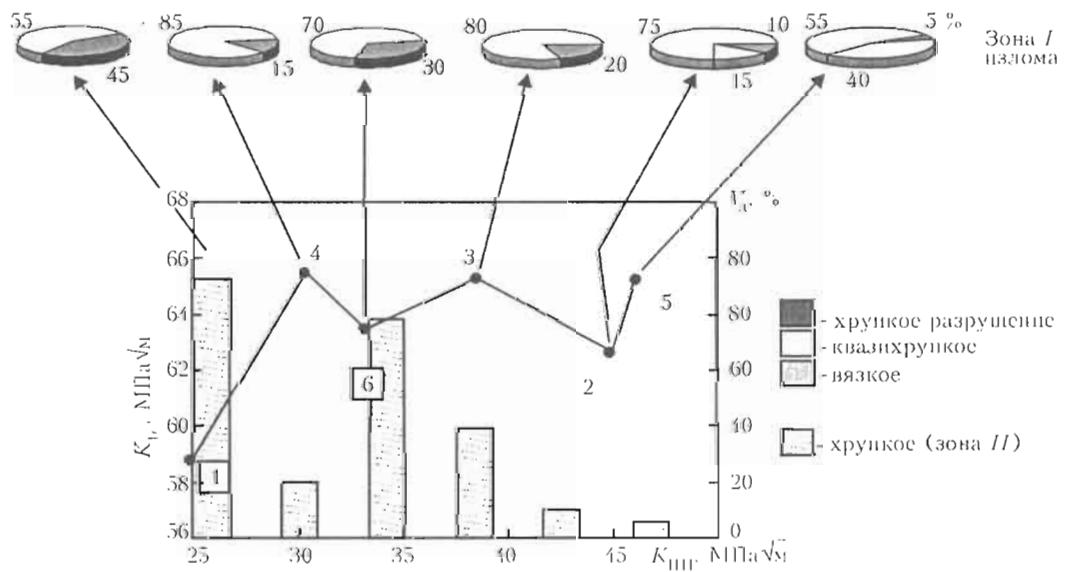


Рис. 4. Изменение объемной доли  $V_a$  (%) хрупкого, квазихрупкого и вязкого разрушения в зоне I излома (секторные диаграммы) и хрупкого разрушения во зоне II излома (гистограммы) при различных технологических параметрах приложения нагрузки: 1–6 — номера образцов

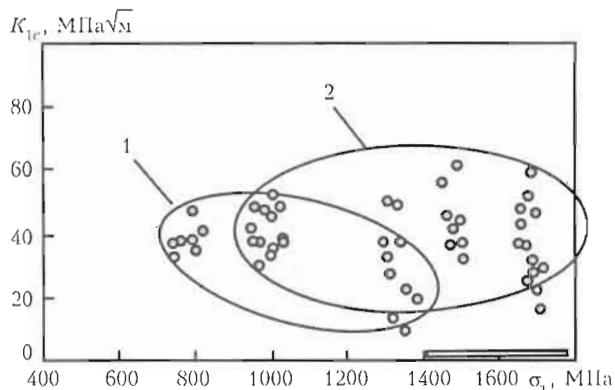


Рис. 5. Диаграмма конструктивной прочности сварных соединений при различных режимах технологических испытаний: 1, 2 — номера образцов

о хорошем сочетании прочностных и пластических характеристик сварного соединения.

Таким образом, расчетные методы оценок таких характеристик, как напряжение разрушения  $\sigma_{\text{пр}}$  и коэффициент интенсивности напряжений  $K_{Ic}$ , основанные на экспериментальных данных количественного фрактографического анализа с учетом микромеханизма распространения трещины и параметров микрорельефа поверхности разрушения, дают возможность определять уровень практической

прочности и пластичности по зонам изломов и прогнозировать трещиностойкость сварных соединений.

1. Либович Г. Разрушение. — М.: Мир, 1976. — 800 с.
2. Браутман Л., Крок Р. Разрушение и усталость. — Т. 5. Композиционные материалы. — М.: Мир, 1978. — 488 с.
3. Балтер М.А., Любченко А.П., Аксенова С.И. Фрактография — средство диагностики разрушенных деталей. — М.: Машиностроение, 1987. — 160 с.
4. Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Арсенюк В.В. и др. Структурный подход к оценке механических свойств в ЗТВ соединений сталей и сплавов // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС, 2004. — С. 174–179.
5. Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Позняков В.Д. и др. Структурные факторы, определяющие свойства прочности, пластичности и разрушение сварных соединений // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС, 2008. — С. 87–94.
6. Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Позняков В.Д. и др. Структурный критерий оценки прочности, пластичности, трещиностойкости металлов, сплавов, композиционных материалов и их сварных соединений // Зб. праць IV Міжнар. конф. «Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій», — Львів: ФМІ ім. Г.В. Карпенка, 2009. — С. 447–451.
7. Романюк О.Н. Вязкость разрушения конструкционных сталей. — М.: Металлургия, 1979. — 176 с.
8. Орован Е. Классическая и дислокационная теория хрупкого разрушения // Атомный механизм разрушения. — М.: Металлургия, 1963. — С. 170–184.
9. Котрелл А.Х. Теоретические аспекты процесса // Там же. — С. 30–68.
10. Нотт Дж.Ф. Микромеханизмы разрушения и трещиностойкость конструкционных сплавов // Механика разрушения. — М.: Мир, 1979. — С. 40–82.

# СТРУКТУРНЫЕ УСЛОВИЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПРОЧНОСТИ, ПЛАСТИЧНОСТИ И ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

**Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Бердникова Е.Н.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

На примере сварных соединений различных материалов, выполненных различными способами сварки, рассмотрены условия, обеспечивающие оптимальные свойства соединений при различных термодеформационных условиях внешнего воздействия. Описан аналитический подход к оценке дифференцированного вклада структур, формирующихся при сварке, в интегральные прочностные характеристики.

Общеизвестным является факт, что используемые в настоящее время металлические конструкции и механизмы различного типа должны соответствовать основным требованиям к обеспечению надежности в эксплуатационных условиях. Особо это относится к сварным соединениям этих материалов. При этом наиболее значимыми критериями, характеризующими, как правило, надежность соединений, являются высокий предел текучести, низкая температура хрупкого перехода, трещиностойкость и, разумеется, хорошая свариваемость используемых металлов и сплавов. Хорошо известно также, что в обеспечении необходимых свойств всех типов материалов существенную, если не основную, роль играет структурно-фазовое состояние этих материалов. Поэтому исследования по выявлению наиболее полного объема структурных факторов, формирующихся при различных условиях технологической обработки (зеренная, субзеренная и дислокационная структура, фазовый состава и т. п.), являются первой «стартовой» задачей. Изучение взаимосвязи структура  $\leftrightarrow$  свойства, в том числе и структур, максимально обеспечивающих необходимые эксплуатационные требования, — это уже вторая задача, которая является ориентиром для технологов при разработке оптимальных технологических режимов.

В данной работе рассматриваются структурные факторы, которые, как известно, являются объективной реальностью, определяющей свойства соединений, выполненных различными способами сварки, в том числе плавлением и давлением [1–9], из таких материалов, как низколегированная высокопрочная и аустенитная нержавеющая сталь, а также сплавы алюминия, титана и др. Предметом изуче-

ния являются структурные факторы следующих типов: неметаллические включения (НВ), армирующие (упрочняющие) фазы, фазовые состояния, зависящие от легирования (перлит, феррит, бейнит, мартенсит и т. д.), с учетом таких структурных параметров, как величина зерна и субзерна ( $D_3$ ,  $d_c$ ), плотность дислокаций  $\rho$  и др.

В плане анализа взаимосвязи структура  $\leftrightarrow$  свойства рассматриваются также следующие процессы: особенности локализации деформации, ее распределение; структурные условия формирования локальных внутренних напряжений, их изменение в термодеформационных условиях сварки и последующего внешнего нагружения; характер и механизмы релаксации локальных внутренних напряжений, а также роль структурно-фазового состояния металла в процессах реализации различных механизмов релаксации этих напряжений (за счет пластических механизмов или трещинообразованием). Некоторые примеры таких экспериментальных и аналитических подходов к оценкам приведены в данной работе.

*Влияние НВ* на свойства сварных швов (прочность, ударную вязкость, хладостойкость, образование слоистых трещин и др.) было исследовано на сварных соединениях углеродистых, низколегированных конструкционных и хладостойких сталей [6] при сварке под флюсом в защитных газах, электродами с покрытием рутилового и ильменитового типа [7] и при сварке под цирконийсодержащим флюсом [8], на стабильноаустенитных швах в зависимости от типа флюсов [9] (основного и кислого), а также при различных способах выплавки стали (конверторный или электрошлаковый переплав) [10].

Было показано, что в зависимости от размеров НВ и их распределения в металле шва происходит

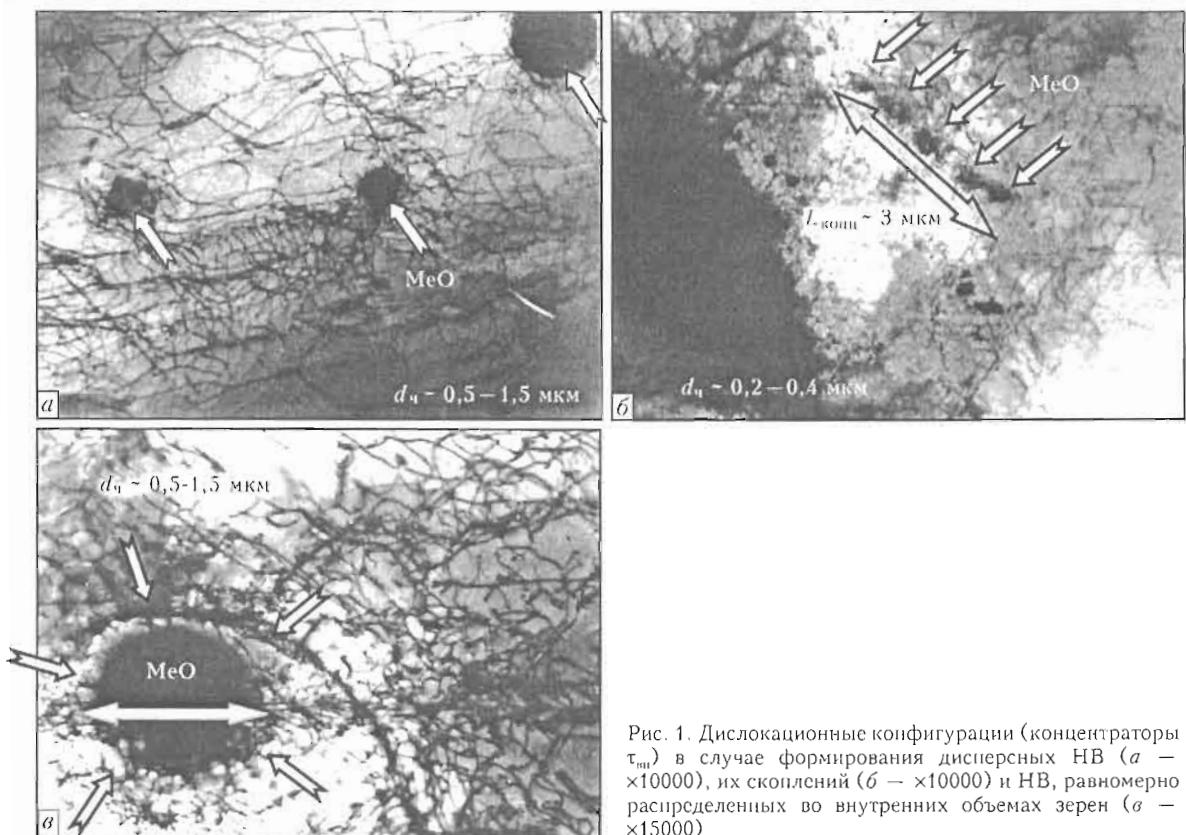


Рис. 1. Дислокационные конфигурации (концентраты  $\tau_{\text{пп}}$ ) в случае формирования дисперсных НВ (а —  $\times 10000$ ), их скоплений (б —  $\times 10000$ ) и НВ, равномерно распределенных во внутренних объемах зерен (в —  $\times 15000$ )

формирование определенных дислокационных конфигураций, их различной плотности и, соответственно, различных по мощности полей внутренних напряжений. В случае образования мелкодисперсных НВ, но при их плотном распределении в металле шва (рис. 1, а) в зоне их скоплений наблюдаются поля с высокой плотностью дислокаций и, значит, образование зон с высоким уровнем внутренних напряжений  $\tau_{\text{пп}}$  в области скоплений дисперсных НВ. Особенно неблагоприятно распределение цепочек НВ даже дисперсных размеров ( $d_u \sim 0,2-0,4 \text{ мкм}$ ), способствующих формированию направленных дислокационных нагромождений — концентраторов внутренних напряжений  $\tau_{\text{пп}}$ , соизмеримых со значениями теоретической прочности ( $\tau_{\text{пп}} \sim \tau_{\text{теор}}$ ). С другой стороны, НВ более крупных размеров ( $d_u \sim 1,5-1,7 \text{ мкм}$ ) при равномерном распределении во внутренних объемах зерен (рис. 1, в) не способствуют формированию сколько-нибудь значительных по величине локальных внутренних напряжений в металле шва и, следовательно, не оказывают существенного влияния на трещиностойкость металла сварных соединений.

В результате выполненных исследований и аналитических оценок были определены рациональные уровни достаточного раскисления металла шва, обеспечивающие не только общее снижение объемной доли НВ, но и более оптимальное их распределение, а также обоснован выбор составов сварочных про-

волов [7] и использование флюсов основного типа для оптимизации сварки углеродистых, низколегированных конструкционных и нержавеющих сталей со стабильноаустенитными швами [9]. Показана также предпочтительность электрошлакового переплава металла, способствующего не только уменьшению объемной доли НВ, но и равномерности их распределения, что в итоге обеспечивает повышение стойкости к образованию слоистых трещин [11].

*Армирующие и интерметаллидные фазы* в металле сварных соединений, как показали исследования на различных структурных уровнях, при их упрочняющем влиянии могут в зависимости от их размеров служить источником разрушения. Так, в при сварке алюминиевых сплавов, армированных частицами карбида кремния SiC [12], максимальные прочностные характеристики сварных соединений обеспечиваются при размерах частиц  $\text{SiC} d_u \sim 0,6-0,8 \text{ мкм}$  (рис. 2, а). Увеличение  $d_u$  до приблизительно 2 мкм приводит к нарастанию упругих напряжений  $\tau$  вдоль поверхности раздела алюминиевая матрица/SiC, что подтверждается при электронно-микроскопических исследованиях на просвет изменением контраста в этой области (рис. 2, б). В свою очередь, увеличение размеров армирующих фаз до приблизительно 3 мкм провоцирует лавинообразное повышение дислокационной плотности как вдоль поверхности раздела, так и во внутренних объемах фаз SiC и, как следствие, возрас-



Рис. 2. Дисперсные армирующие частицы SiC в металле сварных соединений (*a* —  $\times 30000$ ), рост локальных напряжений вдоль поверхности раздела алюминиевая матрица/SiC и во внутренних объемах SiC фаз (*b* —  $\times 20000$ ; *c* —  $\times 30000$ )

тание внутренних напряжений и трещинообразование в самих армирующих фазах и по межфазным границам (рис. 2, *c*).

**Фазовый состав металла зоны соединения.** На примере сварки высокопрочных сталей, которые отличаются широким разнообразием фазовых составляющих в структуре соединений (феррит, перлит, бейнит, мартенсит и т. д.), путем экспериментальных исследований и последующих аналитических оценок определено влияние конкретных структурно-фазовых составляющих на общее изменение прочности, пластичности и трещиностойкости сварных соединений. Если дифференцированный вклад различных типов структур в изменение свойств прочности ( $\sigma_{0,2}$ ,  $\sigma_b$ ) и пластичности ( $K_{Ic}$ ) оценивали на основе известных зависимостей Холла–Петча, Орована, Краффта и др. [13–16], то трещиностойкость в зависимости от структур определяли в соответствии с зависимостями Стро и Конрада по характеру формирования дислокаций в этих структурах непосредственно после сварки, а также по динамике дислокаций при последующих **внешних** нагрузлениях (статических, динамических, циклических и т. п.). В зависимости от распределения формирующихся дислокационных конфигураций и, соответственно, мощности локальных внутренних напряжений, а также их протяженности оценивали способность структурных составляющих металла к релаксации нарастающих внутренних напряже-

ний — либо по механизму пластической релаксации, либо хрупким разрушением [15, 16]. В результате исследования сварных соединений высокопрочной стали 17Х2М, выполненных проволоками различного типа (феррито-перлитного Ф-П, аустенито-ферритного А-Ф и мартенсито-бейнитного М-Б), которые обеспечивали формирование в соединениях вполне определенного структурно-фазового состояния, показали следующее.

Наибольший дифференцированный вклад в общий (интегральный) уровень прочностных характеристик вносят структуры мартенситного типа ( $\Delta\sigma_m \sim 20\%$ ) и бейнита нижнего ( $\Delta\sigma_{B_n} \sim 30\text{--}45\%$ ), а наименьшим по вкладу является дислокационное и зеренное упрочнение. Анализ упрочняющего вклада Б<sub>н</sub> ( $\Delta\sigma_{B_n}$ ) по его составляющим (величина зерна  $\Delta z$ , субзерна  $\Delta s$  и частиц карбидных фаз  $\Delta\zeta$ ) в интегральную прочность  $\Sigma\sigma_{0,2}$  для сварных соединений с исследуемыми типами наплавок показал, что величина такого упрочнения за счет структур Б<sub>н</sub> имеет следующие значения, МПа: для Ф-П  $\Delta\sigma_{B_n} \sim 287$ , для А-Ф  $\Delta\sigma_{B_n} \sim 395$  и для Б-М  $\Delta\sigma_{B_n} \sim 438$ . Как видно, этот вклад возрастает по мере перехода от Ф-П к А-Ф и Б-М типам швов (рис. 3).

Результаты оценки  $\tau_{л.вн}$ , а также соотношения этих значений с теоретической прочностью материала, приведенные на диаграммах (рис. 4) для различных вариантов химического состава металла шва (Ф-П и М-Б типа), показывают следующее. Высокие значения  $\tau_{л.вн}$  для соответствующих зон сварного соединения характерны при использова-

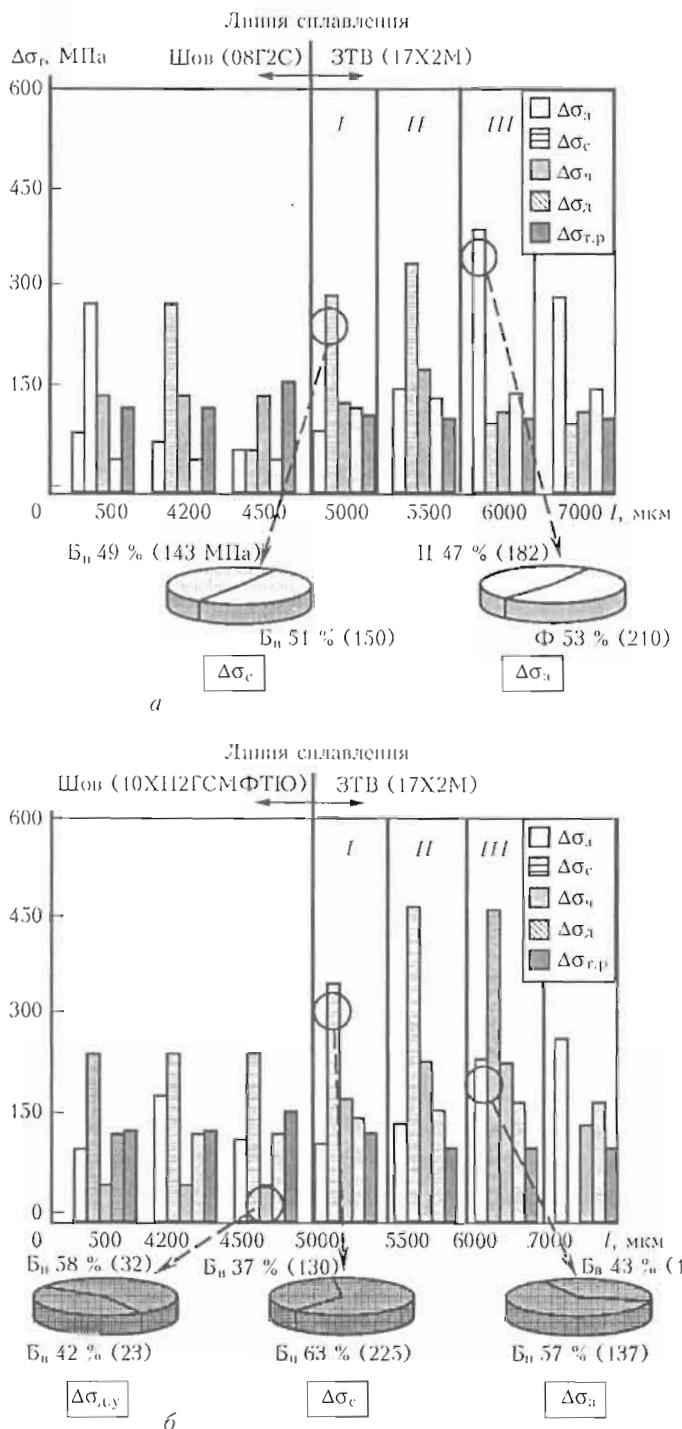


Рис. 3. Гистограммы и секторные диаграммы, отражающие дифференцированный вклад отдельных структурных параметров в приращение предела текучести  $\Delta\sigma_r$  в металле шва и ЗТВ при сварке проволокой Св-08Г2С (а) и Св-10ХН2ГСМФТЮ (б);  $l$  – расстояние от оси шва

нии Ф-П проволоки (рис. 4, а). Максимальные значения  $\tau_{л,вн}$  на уровне 3800–5600 МПа, что соответствует приблизительно  $(0,45–0,67)\tau_{теор}$ , причем, при сравнительно равномерном их распределении по металлу соответствующей зоны сварного соединения, наблюдаются при использовании М-Б сварочной проволоки (рис. 4, в). Этому, по-видимому, способствует, что и подтверждается структурными исследованиями, формирование мелкозернистых структур М и Б<sub>н</sub>. Как видно, характер структур,

формирующихся при использовании различных по химическому составу сварочных проволок, существенным образом влияет как на распределение, так и на уровень локальных внутренних напряжений металла сварных соединений.

*Структурно-фазовое состояние при сварке давлением.* Аналитический подход к оценке взаимосвязи механических свойств и трещиностойкости был применен и для условий сварки давлением (от режимов диффузационной сварки до сварки взрывом)

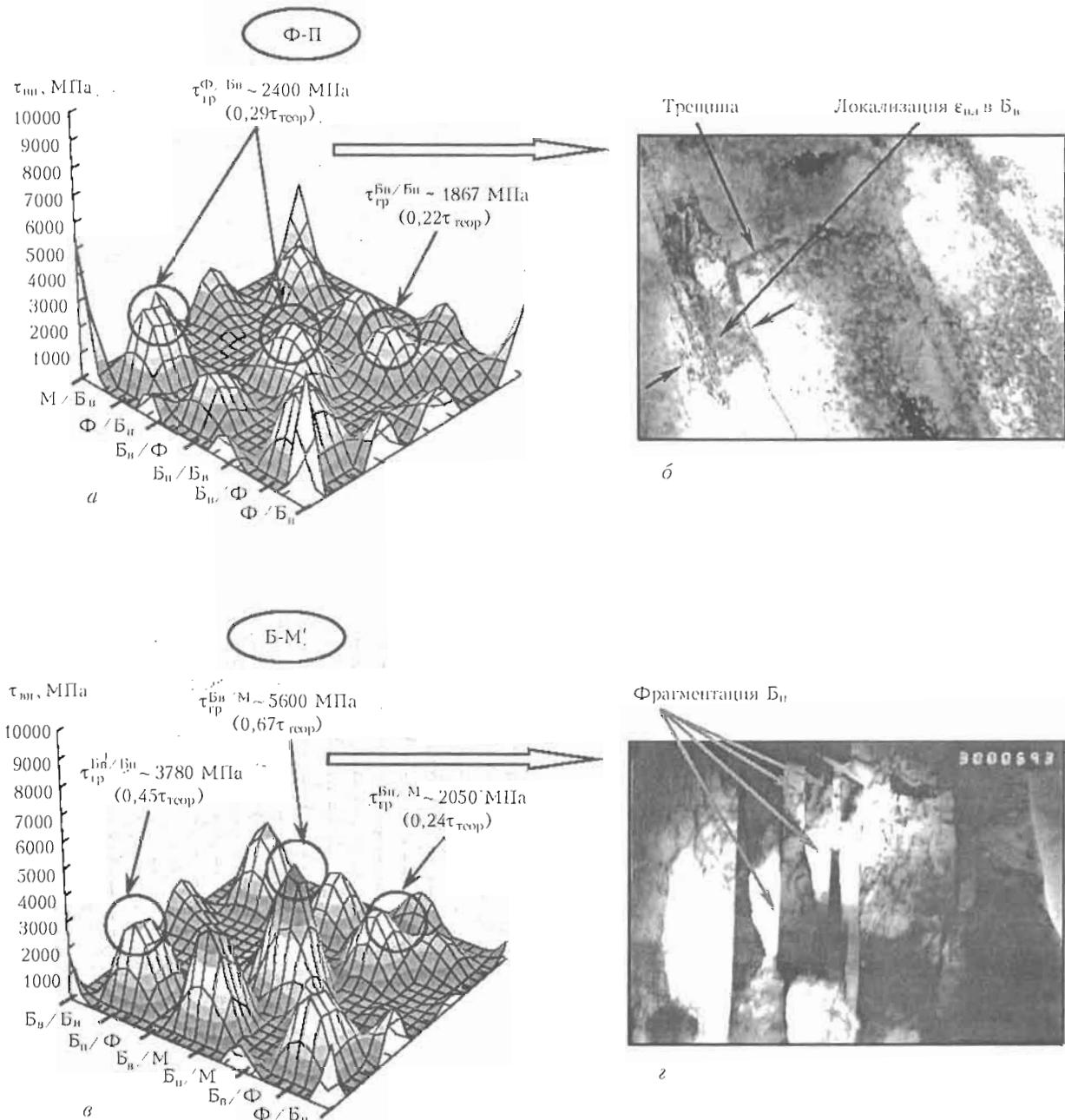


Рис. 4. Расчетные значения внутренних напряжений  $\tau_{\text{ип}}$  в сопоставлении с теоретической прочностью  $\tau_{\text{теор}}$  (а, в) в различных структурных зонах их локализации:  $\text{Б}_n$  (б –  $\times 30000$ ),  $\text{Б}_n$  (г –  $\times 30000$ ), Ф, М и границ их сопряжений на участке перегрева стали 17Х2М при сварке проволокой Св-08Г2С (а, б) и Св-10ХН2ГСМФТЮ (в, г)

разнородных металлов и сплавов, что позволило выявить основные структурные факторы, способствующие улучшению прочности, пластичности и трещиностойкости.

Помимо таких общеизвестных факторов, способствующих повышению качества соединений при сварке давлением, как обеспечение максимальной площади физического контакта, наличие общих зерен, отсутствие градиентов по величине зерна вдоль линии сплавления и т. п., в соединениях разнородных материалов проявляются и специфические особенности, кардинально влияющие на их свойства. Это процессы фазообразования в зоне контакта [17], которые были исследованы при различных скоростях сва-

рочного деформирования ( $\dot{\epsilon}_{\text{cb}} \sim 1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) и примеры которых представлены для соединений стали Ст3 с алюминием АД1, выполненных диффузионной сваркой, сваркой трением и взрывом (рис. 5). Было показано, что, кроме упрочнения за счет измельчения зернистой структуры и субструктур, упрочнение в зоне сварки в значительной степени может обеспечиваться за счет новых фаз мелкодисперсной морфологии при условии их формирования непосредственно в переходной зоне со стороны менее прочного металла, в данном случае – алюминия. Структурно-фазовое состояние зоны сварки подобного типа при условии равномерного распределения в ней дисперсных фаз создает со-

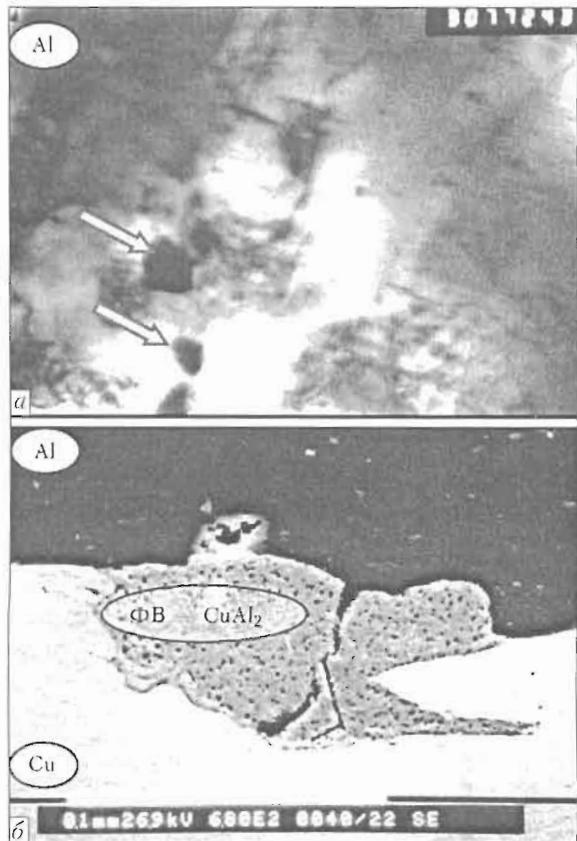


Рис. 5. Фазообразование в зоне контакта стали Ст3 с алюминием АД1: внутриобъемное распределение дисперсных фаз со стороны алюминия (а – ×30000) и формирование хрупких фаз интерметаллидного типа (б – ×680)

стороны менее прочного металла (алюминия) особое структурное состояние типа «квазикомпозита» (рис. 5, а), что позволяет нивелировать обычно наблюдавшийся в разнородных соединениях резкий градиент механических свойств. Такое состояние, как показали исследования, может быть получено при использовании высокоскоростных способов сварочного деформирования.

В условиях сварки, способствующих росту новых фазовых образований, как правило, интерметаллидных фаз, наблюдается формирование трещин в фазах подобного типа и последующее разрушение сварного соединения (рис. 5, б).

Таким образом, на основе учета наиболее ключевых структурно-фазовых параметров разработан экспериментально-аналитический подход для структурной оптимизации прочности, пластичности и трещиностойкости сварных соединений, металлов и сплавов.

- Ющенко К.А., Бельчук М.В., Маркашова Л.И. и др. Тонкая структура ЗТВ сварных соединений жаропрочного никелевого сплава типа хастеллой // Автомат. сварка. — 1989. — № 2. — С. 19–22.
- Савченко В.С., Маркашова Л.И., Ющенко К.А. Влияние состава и тонкой структуры шва на процессы термоупругой деформации и образование подвальных трещин при сварке austenитных сталей // Там же. — 1994. — № 4. — С. 6–10.
- Походня И.К., Васильев А.Д., Орлов Л.Н. и др. К вопросу о структурной и химической неоднородности металла однослоистых швов // Там же. — 1981. — № 12. С. 1–6.
- Маркашова Л.И., Дзыкович И.Я., Замков В.Н. и др. Структура и рекристаллизационные процессы в сварных соединениях ВТ1-0, выполненных ЭЛС. — Киев: ИЭС, 1991.
- Замков В.Н., Маркашова Л.И., Киреев Л.С. и др. Особенности структурных изменений жаропрочного сплава на основе Ti<sub>2</sub>Al при сварке давлением в вакууме // Там же. — 1992. — № 9/10. — С. 13–16.
- Залевский А.В., Парфеско Г.И., Маркашова Л.И. и др. О металлургической роли двуокиси циркония в сварочных флюсах // Там же. — 1982. — № 4. — С. 54–56.
- Походня И.К., Колядя Г.Е., Явдошин И.Р. и др. Влияние степени окисленности на особенности структуры и механические свойства металла шва, выполненного электродами с рутиловым и ильменитовым покрытиями // Там же. — 1982. — № 2. — С. 10–14.
- Маркашова Л.И., Залевский А.В. О механизме влияния субмикроскопических оксидных включений // Свариваемость и технология сварки конструкционных сталей и чугунов. — Киев, 1985.
- Солоха М., Маркашова Л.И., Ющенко К.А. и др. Принципы снижения низкотемпературной ударной вязкости стабильноаустенитных швов // Там же. — 1984. — № 8. — С. 24–26.
- Тихонов В.А., Медовар Б.И., Маркашова Л.И. и др. Исследование структуры среднелегированной Cr-Ni-Mo стали, подвернутой ЭШП с использованием окислов редкоземельных металлов в качестве компонентов флюса // Проблемы спец. электрометаллургии. — 1985. — № 4. — С. 10–14.
- Медовар Б.И., Пахуридзе В.Н., Маркашова Л.И. и др. Распределение и фазовый состав упрочняющих выделений стали 16Г2АФШ для сварных конструкций // Там же. — 1983. — № 6. — С. 14–18.
- Маркашова Л.И., Рябов В.Р., Стациенко В.В. и др. Исследование структуры дисперсноупрочненного (Al-4 % С) композиционного материала // Там же.
- Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Позняков В.Д. и др. Влияние термических циклов сварки и внешнего нагружения на структурно-фазовые изменения и свойства соединений стали 17Х2М // Автомат. сварка. — 2009. — № 7. — С. 21–29.
- Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Арсенюк В.В. и др. Структурный подход к оценке механических свойств в ЗТВ соединений сталей и сплавов // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС, 2004. — С. 174–179.
- Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Позняков В.Д. и др. Структурные факторы, определяющие свойства прочности, пластичности и разрушение сварных соединений // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС, 2008. — С. 87–94.
- Маркашова Л.И., Григоренко Г.М., Позняков В.Д. и др. Структурный критерий оценки прочности, пластичности, трещиностойкости металлов, сплавов, композиционных материалов и их сварных соединений // Зб. праць IV Міжнар. конф. «Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій». — Львів, ФМІ ім. Г.В. Карпенка, 2009. — С. 447–451.
- Маркашова Л.И., Арсенюк В.В., Григоренко Г.М. и др. Критерий оценки механических свойств соединений разнородных материалов // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС, 2002. — С. 107–113.

# АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВКЛАДА СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИНСТРУМЕНТОВ И ДЕТАЛЕЙ МАШИН ПОСЛЕ ИМПУЛЬСНО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ

***Маркашова Л.И., Тюрин Ю.Н., Валевич М.Л.,  
Колисниченко О.В., Бердникова Е.Н., Кушнарева О.С.***

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

С целью продления эксплуатационного ресурса изделий из стали 40Х, обработанных импульсной плазмой, разработан аналитический подход для структурной оптимизации механических свойств поверхностных слоев. Представленный метод позволяет выявлять структурные параметры, способствующие снижению или повышению механических свойств рабочих поверхностей деталей и инструментов, для корректировки режимов импульсно-плазменной обработки.

В современной машиностроительной промышленности уделяется большое внимание проблемам повышения надежности, экономичности и ресурса выпускаемых машин и агрегатов. Их решение требует применения материалов, способных работать в различных агрессивных средах, в условиях высоких температур и давлений, интенсивного абразивного износа, повышенных вибраций при переменных контактах, ударных, статических нагрузках и т. д. Возможность продолжительной эксплуатации деталей машин и других изделий, их долговечность как в основном, так и в ремонтном производстве, а также возможности новых высокоеффективных ресурсосберегающих технологий [1–12] во многих случаях связаны с износостойкостью материалов, из которых они изготовлены. Механизмы их износа различны и зависят от условий. В случае абразивного износа, когда твердые частицы абразива, например, песка, вырывают мельчайшие кусочки металла, стойкость к износу будет определяться сопротивлением металла хрупкому разрушению и его твердостью. При наличии агрессивных сред сопротивление износу зависит и от коррозионной стойкости материала.

Инженерия поверхности объединяет методы направленного изменения физико-химических свойств поверхностных слоев материалов путем деформирования, модификации, легирования, нанесения пленок, защитных слоев, покрытий, а также

управления геометрическими параметрами поверхности.

Цель данной работы заключалась в определении структурно-фазовых изменений упрочненных слоев из стали 40Х, образующихся при импульсно-плазменной термообработке, и в разработке аналитического подхода для структурной оптимизации механических свойств металла поверхностных слоев. Результаты подобных исследований необходимы для оптимизации технологии импульсно-плазменного упрочнения.

Исследовали влияние импульсного воздействия плазменной струи на модифицирование поверхностных слоев образцов из стали 40Х при удельном тепловом потоке  $Q = 6,5 \cdot 10^8 \text{ Вт}/\text{м}^2$ .

Исследования, выполненные методами оптической металлографии, растровой электронной аналитической микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии на образцах из стали 40Х, показали (рис. 1–3), что в результате обработки поверхности металла импульсной плазмой на поверхности образуется слой (см. рис. 1, а) мелкодисперсного мартенсита глубиной до 70 мкм. Микротвердость этого слоя в 1,4 раза выше (6550–5160 МПа), чем основного металла (см. рис. 1, б). Далее образуется слой глубиной до 30 мкм с трооститомартенситной структурой, демонстрирующий значительное снижение микротвердости до 3860 МПа. В данной области процесс нагрева и последующего ох-

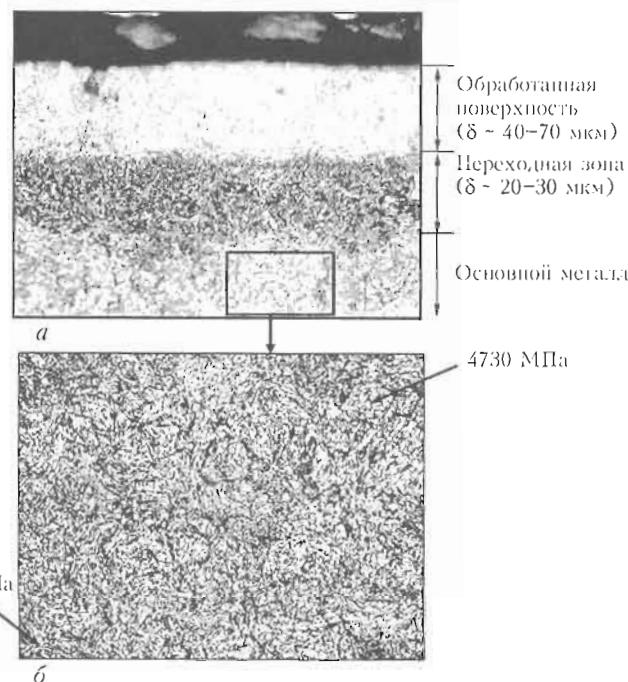


Рис. 1. Результаты исследования образцов из стали 40Х после обработки импульсной плазмой (а –  $\times 250$ ; б –  $\times 500$ )

лаждения можно рассматривать как своеобразный отпуск. Для структуры основного металла (верхний Б<sub>н</sub> и нижний Б<sub>н</sub> бейнит с незначительным количеством мартенсита) характерно увеличение размера зеренной структуры до 12–25 мкм и повышение микротвердости до 4120–5090 МПа.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии позволили определить дополнительные структурные факторы — характер распределения и плотность дефектов кристаллической решетки (см. рис. 2). Так, если в поверхностном слое наблюдается структура мелкодисперсного мартенсита с равномерным распределением повышенной плотности дислокаций ( $\rho \sim 2 \cdot 10^{11} - 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) без градиентов дислокационной плотности, что предопределяет отсутствие локальных внутренних напряжений и трещинообразование в этой зоне, то в переходном слое отмечено увеличение размеров структурных элементов (игольчатых структур) и значительное уменьшение плотности дислокаций по сравнению с предыдущим слоем, что свидетельствует о высоком температурном градиенте, т. е. протекании структурного отпуска. Такого типа структурные изменения должны приводить к более низким прочностным характеристикам, чем в поверхностном слое.

На базе комплексного исследования разработан новый структурный подход для оценки механических свойств рабочих поверхностей изделий из стали 40Х после упрочняющей импульсно-плазменной поверхностной обработки, позволивший определить дифференцированный вклад каждого структурного фактора (размера зерна и субзерна, плотности дис-

локаций, фазового состава и т. п.) в общий уровень прочностных характеристик ( $\sigma_{0,2}$ ,  $\sigma_b$ ) и пластичности ( $K_{IC}$ ) поверхности по отношению к основному металлу, что явилось основанием для корректировки технологии с целью формирования оптимального с точки зрения свойств структурного состояния поверхностных слоев.

Количественная оценка упрочнения (приращение предела текучести), обусловленного каждым из структурных параметров, выполнялась по разработанной методике с учетом зависимостей Холла–Петча, Орована и т. д.

Результаты экспериментальных исследований и аналитических оценок (см. рис. 3) показали, что в обработанной поверхности суммарное упрочнение  $\Sigma\sigma_{0,2}$  составляет около 2086 МПа (против 1551 МПа в основном металле), а наибольший вклад в общий уровень прочности вносит измельчение игольчатой (мартенситной) и реечной субструктур (  $\Delta\sigma_{u,m} \sim 1000 \text{ МПа}$ ;  $\Delta\sigma_s \sim 693 \text{ МПа}$ ) и дислокационное упрочнение ( $\Delta\sigma_d \sim 342 \text{ МПа}$ ), обусловленное значительным повышением плотности дислокаций в поверхностях при их обработке. В переходной зоне снижение упрочнения связано с некоторым увеличением размеров реечной структуры вследствие релаксационных процессов и снижением плотности дислокаций ( $\Delta\sigma_d \sim 178 \text{ МПа}$ ). Для основного металла характерно увеличение доли субструктурного упрочнения в бейните (до 882 МПа) и дислокационного упрочнения ( $\Delta\sigma_d \sim 199 \text{ МПа}$ ).

Дополнительно оценивали склонность металла к хрупкому разрушению по всем зонам излома, основанные на расчете пластичности по зависимости

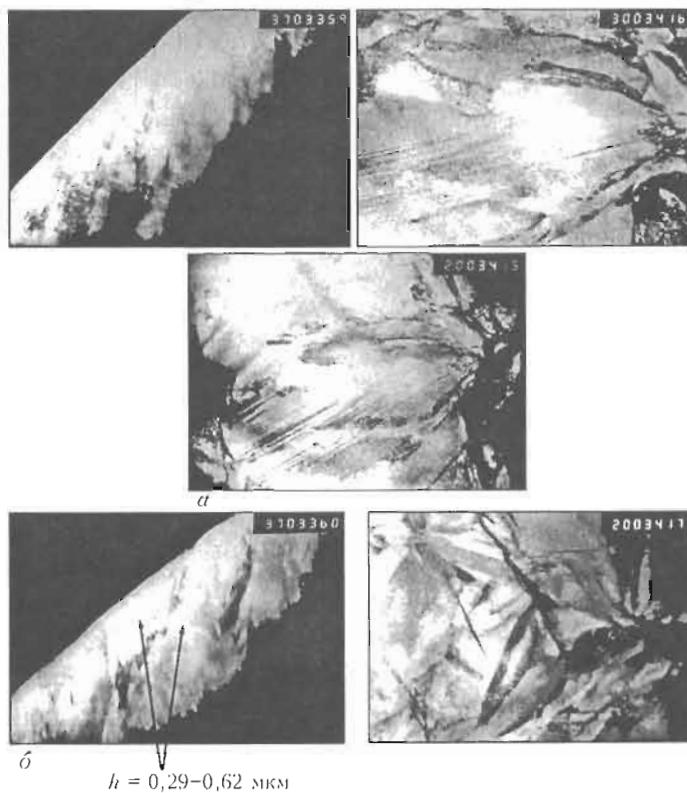


Рис. 2. Распределение и плотность дефектов кристаллической решетки после импульсного воздействия плазменной струи: *a* — обработанная поверхность ( $\delta \sim 0-70$  мкм); *b* — 10 мкм от поверхности

Краффта с учетом структурного состояния по глубине обработанной поверхности:

$$K_{tc} = (2\sigma_t \delta_t E)^{1/2}.$$

На рис. 4 в качестве примера сочетания свойств прочности и пластичности приведена диаграмма конструктивной прочности металла. В данном случае величину  $K_{tc}$  оценивали по зависимости, основываясь на критериях линейной механики разрушения с учетом вклада механизмов упрочнения, влияющих на приращение  $\sigma_t$  и микромеханизмов распространения трещины в каждом конкретном случае, а также на результатах анализа структурных и фрактографических особенностей металла. При этом для оценки  $K_{tc}$  использовали экспериментальные данные фрактографического анализа изломов, в част-

ности, размер фасеток или ямок на поверхности разрушения  $d_r$ , значение которых приравнено к значению критического раскрытия трещины  $\delta_t$ .

Анализ диаграммы конструктивной прочности показывает, что вязкость в поверхностных слоях (зона излома I) в среднем составляет  $K_{tc} = 58$  МПа·м<sup>1/2</sup>, что соответственно на 3 и 10 % ниже по сравнению с переходной зоной (зона излома II) и основным металлом (зона излома III).

Показанные достижимые сочетания  $K_{tc}$  и  $\sigma_t$  свидетельствуют о существенном влиянии на показатели конструктивной прочности структурных параметров, определяющих реализацию микромеханизма распространения трещины. Так, в области перехода от поверхности в основной металл происходит смена характера разрушения от квазихрупкого к

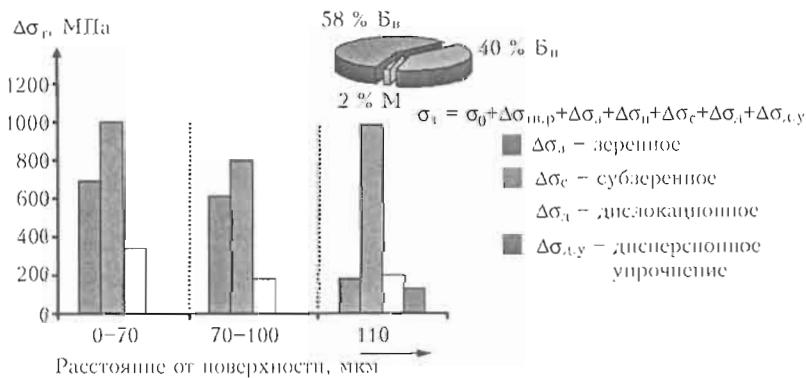


Рис. 3. Результаты сравнительного анализа прочности обработанных образцов из стали 40Х

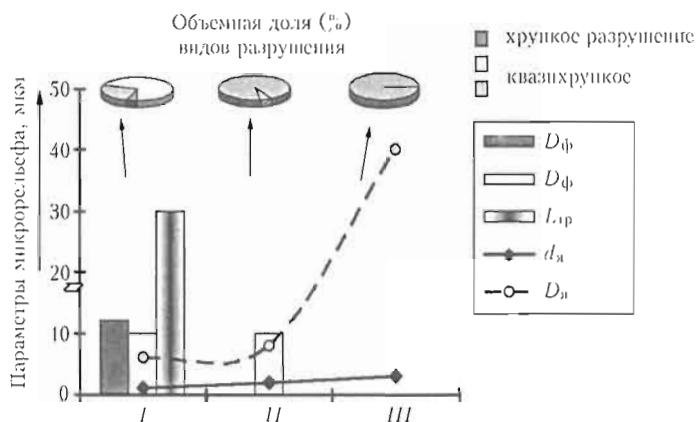


Рис. 4. Склонность металла к хрупкому разрушению по зонам излома I–III

вязкому. Это обусловлено структурно-фазовым состоянием металла, точнее, снижением объемной доли мелкодисперсной мартенситной составляющей, повышением доли бейнита, уменьшением плотности дислокаций, увеличением доли субзеренной структурной составляющей.

Общий и детальный анализ излома (структурных составляющих микрорельефа поверхности разрушения), а также аналитическая оценка склонности металла к хрупкому разрушению по всем зонам излома показали, что импульсно-плазменная обработка упрочняет поверхностные слои (дает максимальное упрочнение) при незначительном снижении пластичности, что на структурном уровне обеспечивается повышением плотности дислокаций и формированием мелкодисперсной мартенситной структуры.

С использованием экспериментальных данных по изменению плотности дислокаций  $\rho$ , характеру их распределения в структуре металла при импульсно-плазменной обработке поверхностей была выполнена аналитическая оценка локальных внутренних напряжений  $\tau_{bh}$  по глубине обработки  $\delta$  от внешней поверхности до основного металла. Оценка по зависимости  $\tau_{bh} = Gbh\rho/\pi(1 - \nu)$ , где  $G$  — модуль сдвига (84000 МПа);  $b$  — вектор Бюргерса ( $2,5 \cdot 10^{-8}$  см);  $h$  — толщина фольги ( $2 \cdot 10^{-5}$  см);  $\nu$  — коэффициент Пуассона (0,28);  $\rho$  — плотность дислокаций, показала, что максимальный уровень  $\tau_{bh}$  до приблизительно 7400 МПа наблюдается на поверхности глубиной 0–70 мкм вплоть до переходного слоя со структурой частичного отпуска. В зоне перехода ( $\delta = 70$ –100 мкм от внешней поверхности) уровень  $\tau_{bh}$  снижается и составляет около 1500 МПа. Некоторое повышение  $\tau_{bh}$  до приблизительно 1900 МПа характерно для структуры основного металла ( $\delta \geq 100$  мкм).

Результаты проведенной оценки дают возможность спрогнозировать, формирование какого типа структуры при импульсно-плазменной обработке

даст оптимальные механические свойства, а какое приведет к снижению прочностных характеристик. Промышленные испытания образцов из стали 40Х, обработанных плазменно-детонационным методом на оптимальных режимах с точки зрения формирующихся структур, подтверждают значительное улучшение триботехнических свойств изделий. Так, упрочнение снижает скорость изнашивания образцов в 1,2–3,7 раза при смазке маслом и 1,4–4,3 раза при смазке эмульсией при испытаниях на машине торцевого трения и в 1,8–3 раза при испытаниях на машине реверсивного трения при смазке эмульсией.

- Гурьев В.А., Тескер В.И. Применение лазерной обработки для формирования поверхностного слоя нормализованной стали с высокими триботехническими и вязкими свойствами // Физика и химия обработки материалов. — 1996. — № 1. — С. 14–19.
- Сафонов А.Н. Основные направления эффективного использования лазерной техники для термической обработки сплавов // Металловедение и термич. обработка металлов. — 1997. — № 7. — С. 2–6.
- Рыкалев Н.Н., Зуев И.В., Углов А.А. и др. Лазерная и электроннолучевая обработка материалов: Справочник. — М.: Мир, 1988. — 591 с.
- Steigerwald K. State-of-the-art of electron beam technology for metal removal, welding and heat treatment processes // Proc. of 20th Int. Conf. on Machine Tool Design and Res. — Birmingem, 1980. — Р. 601–605.
- Фоминский Л.П., Шишкин Т.С. Особенности оплавления поверхностей и покрытий пучком электронов // Сварочное пр-во. — 1984. — № 4. — С. 25–27.
- Schiller S., Panzer S. Electron beams for thermal surface modification // Thin Solid Films. — 1984. — 118, № 1. — Р. 85–92.
- Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц // Успехи физич. наук. — 1999. — 169, № 11. — С. 1243–1271.
- Валяев А.Н., Погребняк А.Д., Плотников С.В. Радиационно-механические эффекты в твердых телах при облучении высоконаклоненными электронными и ионными пучками. — Алматы: Гылым, 1998. — 266 с.
- Лещинский Л.К., Самотугин С.С., Пирч И.И. и др. Плазменное поверхностное упрочнение. — Киев: Техника, 1990. — 109 с.
- Коротков В.А., Баскаков Л.Б., Толстов И.А. и др. Восстановительная наплавка и упрочнение роликов ролгангов // Сварочное пр-во. — 1991. — № 3. — С. 31–33.
- Коротков В.А., Трошин О.В., Бердников А.А. Плазменная закалка сканируемой дугой без оплавления // Физика и химия обработки материалов. — 1995. — № 2. — С. 101–106.
- Крапошин В.С., Бобров А.В., Гапоненко О.С. Поверхностная закалка стали 9ХФ при нагреве теплом плазменной горелки // Металловедение и термич. обработка металлов. — 1989. — № 11. — С. 13–17.

# ASSESSMENT OF LIQUATION CRACK INITIATION IN Al-Mg-Si ALLOY WELDED JOINTS

**Martikainen J.<sup>1</sup>, Hiltunen E.<sup>1</sup>, Karkhin V.<sup>2</sup> and Ivanov S.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

<sup>2</sup>St. Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

Heat-treatable 6005-T6 alloy welded joints were studied. The temperature dependences of mechanical properties under welding conditions were obtained using the Gleeble 3800<sup>®</sup> system. The unknown volume heat source parameters were found by application of inverse modelling. The three-dimensional heat conduction and thermomechanical problems were solved numerically. Liquation cracking criterion in terms of accumulated plastic strains was proposed. Strains versus temperature curves for the partially melted zone were calculated and compared with the ductility curve. The proposed technique allows the prediction of liquation cracking in arc welding of the 6005-T6 alloy.

It is well-known that Al-Mg-Si alloys are susceptible to liquation cracking in the partially melted zone (PMZ) [1]. This zone is the region immediately outside the fusion zone where liquation occurs during welding due to heating above the eutectic temperature.

Two kinds of hot cracking criteria are available in the literature: non-mechanical and mechanical. The former type deals with vulnerable temperature range, phase diagram, and process parameters [2-4]. The latter type of criteria involves critical stress, critical strain or critical strain rate [5, 6]. The ultimate liquation cracking criterion needs to combine aspects of thermal history, shrinkage, evolution of the semi-solid microstructure and mechanical behaviour. However, none of the existing criteria can give the appropriate answer on whether the liquation crack will appear or not, and what will be its position, shape and length. The main reason for this is the lack of understanding of the mechanisms involved in liquation crack formation.

The aim of this study is to develop a technique to predict liquation crack initiation in aluminium welded joint with consideration for the material properties, welding conditions and welded structure rigidity. The technique is demonstrated with the example of arc welding of a heat-treatable 6005-T6 alloy.

**Liquation cracking criterion.** Liquation cracking is an example of mechanical failure and, therefore, it can be treated adequately using the apparatus of fracture mechanics. The condition of liquation crack initiation can be written as

$$X = X_{cr},$$

where  $X$  is the parameter characterising a local mechanical state of the vulnerable weld zone;  $X_{cr}$  is the critical value of this parameter characterising the local mechanical properties of the material in this zone.

Hot cracking is generally believed to result from the tensile fracture of a liquid film at the grain boundary. Such fracture has to be expressed in terms of hydrostatic stress [7]. However so far determination of the local stress and, especially, its critical value (cavitation pressure) faces insuperable difficulties. This problem is more difficult to solve than another well-known problem which remains to be solved, namely to predict ultimate tensile strength at room temperature using detailed information about microstructure only. In this study an accumulated plastic strain  $\epsilon_a^p$  is taken as the fracture parameter.

Let us consider the zones of the welded joint when the liquidus temperature of bulk weld metal  $T_{LW}$  is lower than that of the base metal  $T_{LB}$  (Figure 1).

A liquid stagnant layer (other names for it are laminar-flow layer, filler-deficient zone) extends along the molten pool boundary and its thickness may range up to 200  $\mu\text{m}$  [8] or one order of magnitude greater than the subgrain diameter (5–20  $\mu\text{m}$ ). The stagnant layer can solidify as a filler-deficient beach along the weld interface, often thin and discontinuous because of weld pool convection.

Many experiments have demonstrated that filler-deficient zone (FDZ) is chemically similar to the base metal [9]. Its metal solidifies at the liquation temperature of the base metal  $T_{LB}$ . Just after solidification of FDZ the subgrain boundaries in PMZ are partially liquid because the solutes have not enough time to

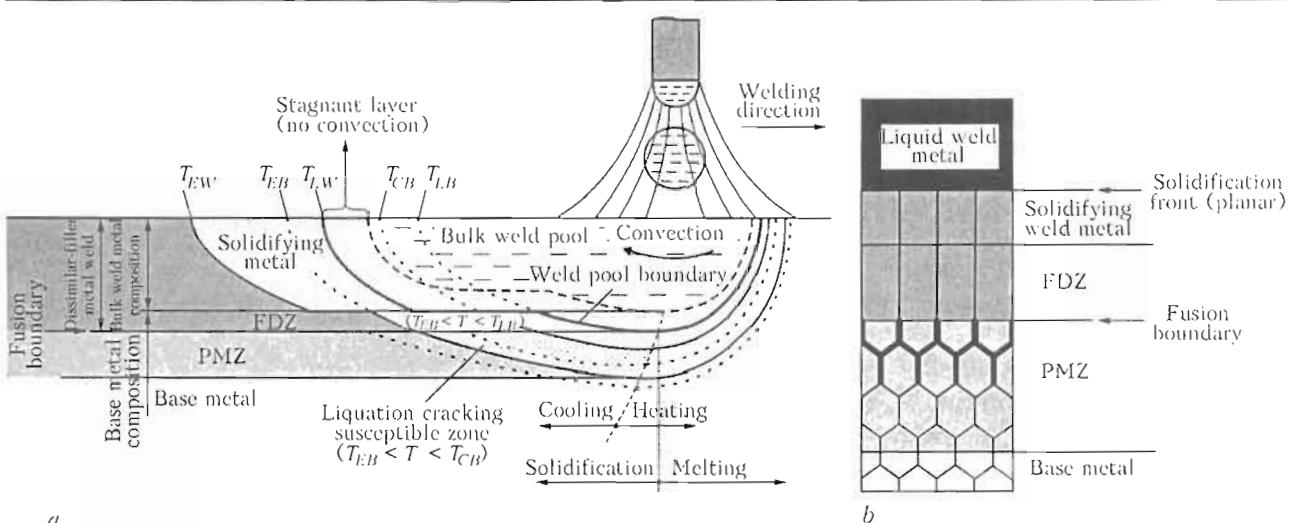


Figure 1. Schematic of weld zones in longitudinal section (a), and microstructure (b) (for designations see the text)

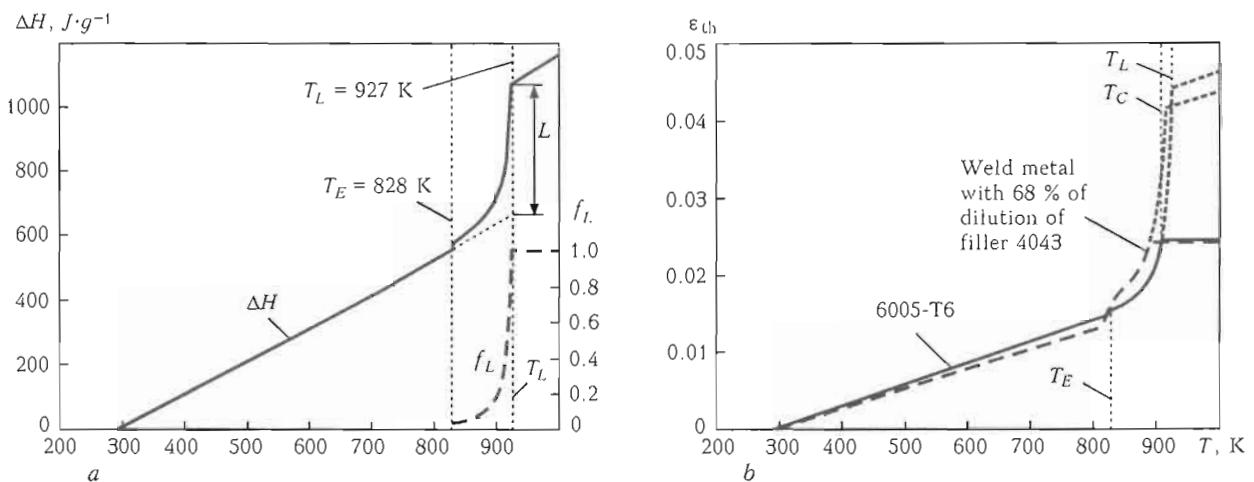


Figure 2. Enthalpy  $\Delta H$  and liquid fraction  $f_L$  versus temperature for 6005-T6 alloy (a), and dilatograms used in calculation (b)

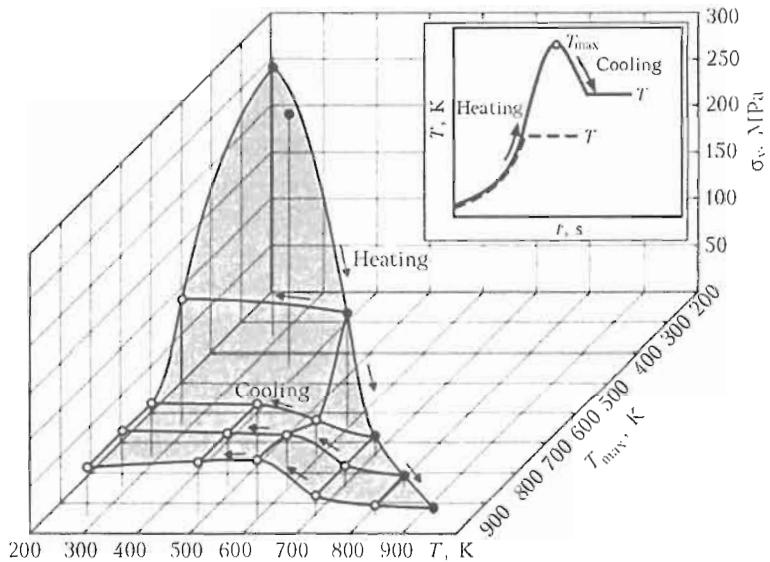


Figure 3. Yield stress  $\sigma_y$  versus temperature  $T$  during heating and cooling

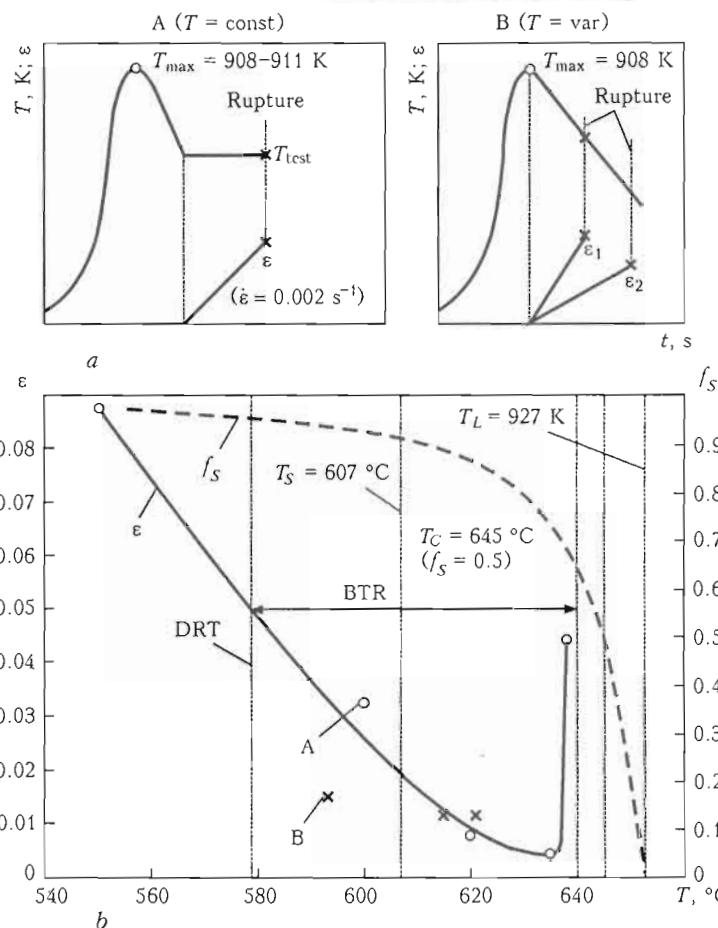


Figure 4. Schematic view of thermal cycles, tensile loading diagrams A ( $T = \text{const}$ ) and B ( $T = \text{var}$ ) (a), ductility curve  $\varepsilon$  and solid fraction  $f_s$  (b)

diffuse, and diffusion coefficients for solid are relatively low. Solid film in the FDZ can freely move towards the PMZ when the latter shrinks and is a slurry. Later, at the coherency temperature  $T_C$ , when the solid network in the PMZ is coherent, it can sustain and transmit stresses. Therefore, the coherency temperature has to be taken as the temperature onset for the accumulated strains  $\varepsilon_a^p$ .

If it is granted that the derivative of strain with respect to temperature is constant,  $\partial\varepsilon/\partial T = \text{const}$ , the accumulated strain is uniquely determined by this derivative. Such a mechanical criterion of hot cracking formation based on comparison of derivative  $\partial\varepsilon/\partial T$  with the ductility curve was suggested by N.N. Prokhorov more than 50 years ago [10].

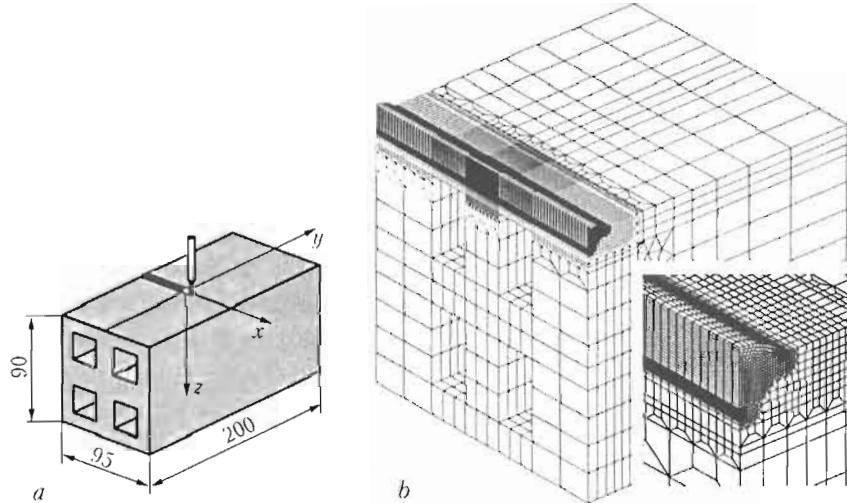


Figure 5. Beam and reference frame (a), and finite element mesh (half of the beam,  $y \geq 0$ ) (b)

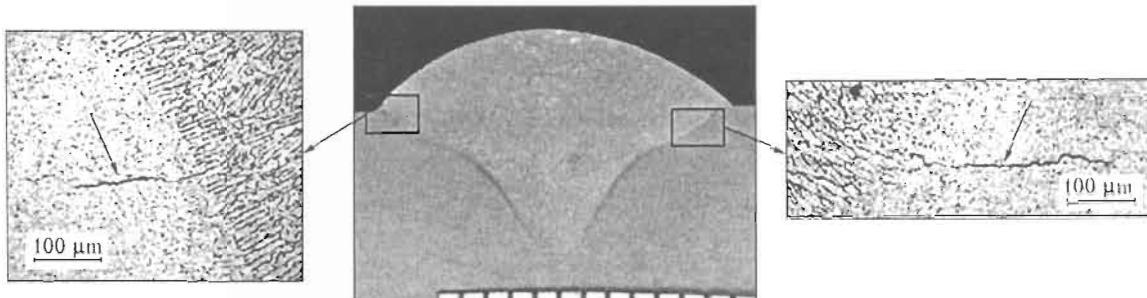


Figure 6. Liquidation cracking in weld cross-section

**Experiments.** The base metal was a solution heat-treated and stabilised 6005-T6 aluminium alloy containing 0.582 % Mg and 0.704 % Si. The filler metal was 4043 wire containing 5.2 % Si.

The enthalpy and liquid fraction have been calculated by using Polytherm codes (Figure 2). The Gleble 3800® system were used to find dilatogram, yield stress, elastic modulus and ductility (Figures 2, b; 3 and 4). The test specimens were 6 mm in diameter and 100 mm long. It is seen that heating of 6005-T6 alloy leads to a sharp reduction in yield stress in the HAZ (see Figure 3). The 6005-T6 alloy has a pronounced ductility drop at 850–910 K when solid fraction is over 65 % (see Figure 4).

Gas metal arc welding conditions were as follows: current 245 A, arc voltage 27.6 V, welding speed  $8.3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ , preheating temperature 393 K, wire electrode diameter 2.4 mm, stickout 14 mm, and pure argon was used. The weld was made on the mechanically-free beam using bead-on-plate technique (Figure 5, a). The experiments have shown that liquation cracking occurs (Figure 6).

**Thermal and mechanical modelling.** Due to symmetry only one half of the whole domain is meshed (see Figure 5, b). The arc travels along  $x$ -axis and mesh is refined in the regions that undergo melting and solidification, especially in the PMZ. In these

regions the 8-node brick elements are of 0.556 mm long and  $0.167 \times 0.185$  mm in size. The mesh has 66,810 elements and 69,783 nodes. ANSYS codes were used.

The parameters of the apparent heat source which simulates the effects of welding arc, deposited liquid metal and convection are obtained by using inverse modelling [11]. Comparison between calculated and experimental molten pool shapes, weld cross-sections and thermal cycles shows good agreement (Figure 7). We assumed that the heat conduction problem and the thermomechanical problem are not coupled.

**Results and discussion.** For analysis of transient stresses and strains, two separate characteristic points in the PMZ were considered at the middle cross-section ( $x = 0$ ): point A near the weld toe and point B just below the weld interface (Figure 8, a).

At heating, the longitudinal  $\varepsilon_x^p$  and transverse  $\varepsilon_y^p$  plastic strains are negative (Figure 8, b). At cooling, the strain rates are positive,  $\partial \varepsilon_x^p / \partial t > 0$  and  $\partial \varepsilon_y^p / \partial t > 0$ . Pronounced strain rates are observed at the brittle temperature range 913–852 K. Accumulated plastic strains in this range determine sensitivity of the welded joint to liquation cracking.

For prediction of liquation crack initiation, firstly the following question should be answered: which plastic strain components should be taken into account?

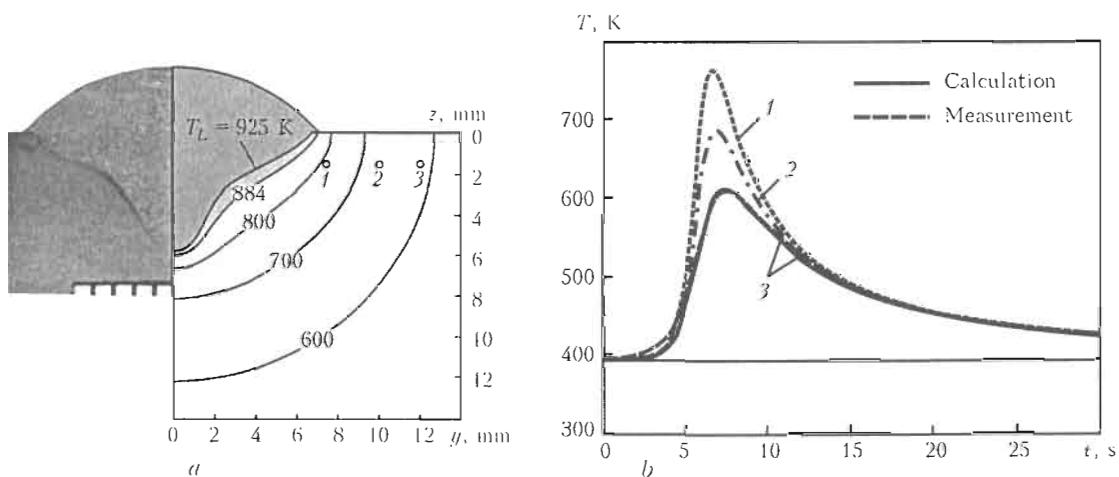


Figure 7. Weld cross-section and peak temperature field (a), and thermal cycles at points 1–3 of HAZ (b)

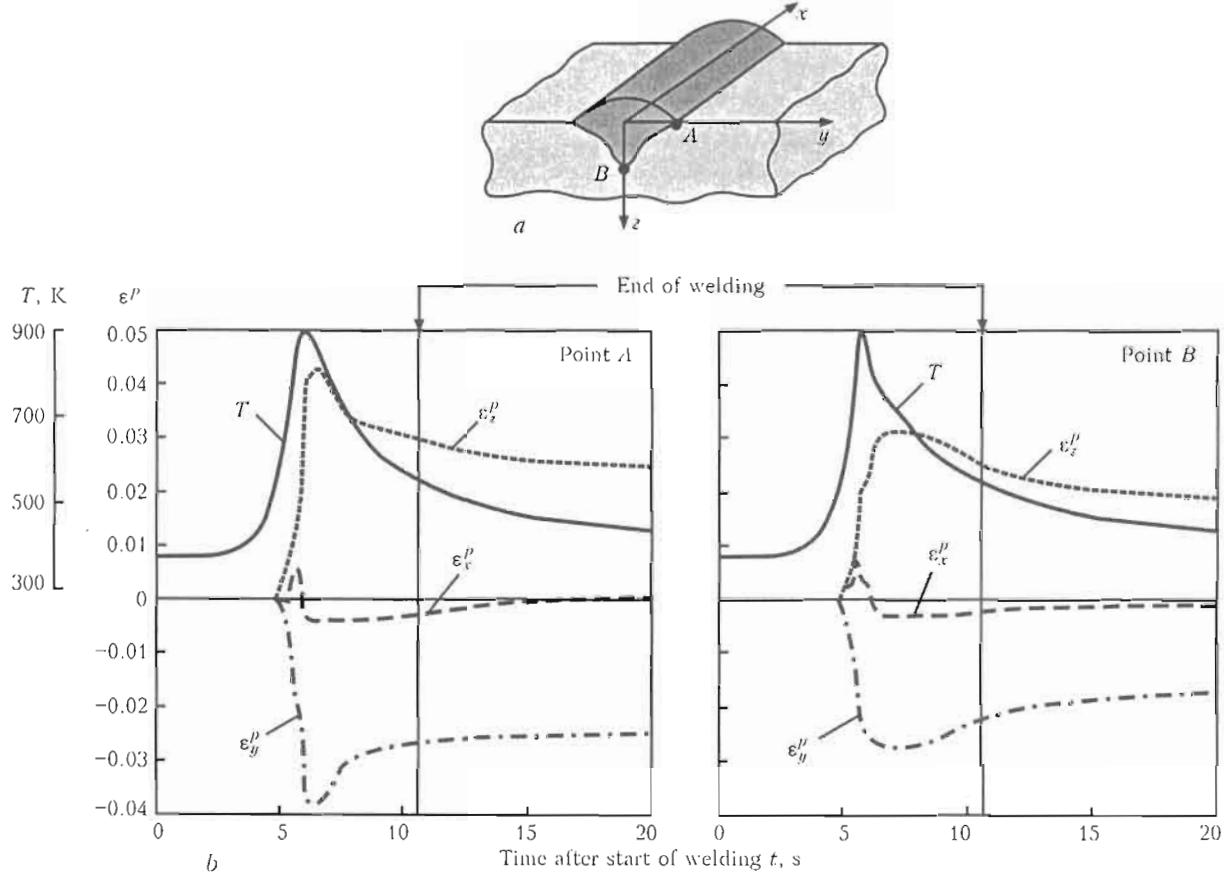


Figure 8. Coordinate system (a), thermal cycles and transient plastic strains in the middle weld cross section (b)

unit in analysis? Our observation suggests that liquation cracks are oriented predominantly along the stretched grains. This means that the critical strain value  $\epsilon_{eq\alpha cr}^p$  depends on grain boundary orientation. For simplicity, take the orientation-independent equivalent plastic strain accumulated at the temperature below the coherency temperature  $T_C$ :

$$\epsilon_{eq\alpha}(T) = \frac{1}{T_c} \int_{T_c}^T d\epsilon_{eq}^p(T),$$

where

$$d\epsilon_{eq}^p = \frac{\sqrt{2}}{3} [(d\epsilon_x^p - d\epsilon_y^p)^2 + (d\epsilon_y^p - d\epsilon_z^p)^2 + (d\epsilon_z^p - d\epsilon_x^p)^2]^{1/2} \times (d\gamma_{xy}^p + d\gamma_{yz}^p + d\gamma_{zx}^p)^{1/2}.$$

In general, material damage is conditioned by accumulated equivalent plastic strains.

Assume that the ductility curve obtained under one-dimensional tension is valid also for three-dimensional strain state (the hypothesis of a single curve is valid). Then it is possible to predict the location and moment of liquation cracking initiation by comparing the calculated curve  $\epsilon_{eq\alpha}(T)$  with the experimental ductility curve (critical value)  $\epsilon_{eq\alpha cr}(T)$ . Hence condition of liquation crack initiation is as follows:

$$\epsilon_{eq\alpha}^p = \epsilon_{eq\alpha cr}^p.$$

The local state of material  $\epsilon_{eq\alpha}^p$  depends on structure rigidity, properties of base and weld metals, welding conditions, etc. It can also depend on external loading. Local mechanical property of the PMZ metal  $\epsilon_{eq\alpha cr}^p$  depends on local composition, fracture solid, grain orientation, etc.

Figure 9 shows that liquation cracks form at relatively high temperature (open circle indicates liquation cracking initiation). The weld toe (point A) is more susceptible to liquation cracking than the zone

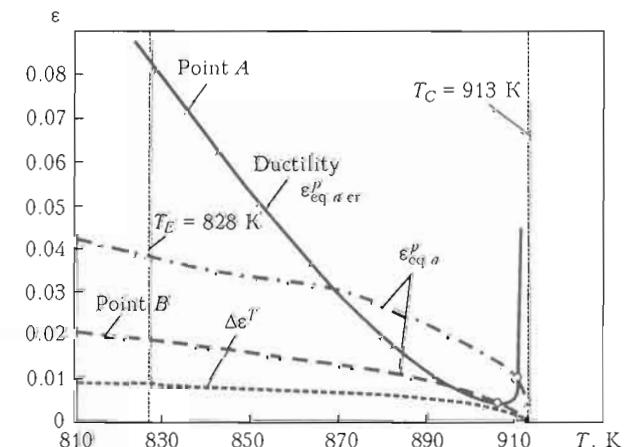


Figure 9. Comparison of ductility curve  $\epsilon_{eq\alpha cr}^p$  and calculated accumulated equivalent plastic strains  $\epsilon_{eq\alpha}^p$  at vulnerable parts of PMZ

just under the weld (point *B*) because it has higher strains. The plastic strains are far above the accumulated thermal strain  $\Delta\epsilon^T(T) = \Delta\epsilon^T(T_C) - \Delta\epsilon^T(T)$  due to strain concentration effect. The thermal strain can be used in liquation cracking analysis with caution (the error is not on safe side).

## CONCLUSIONS

1. The developed technique allows the prediction of liquation crack initiation in a rigid structure during gas metal and tungsten arc welding of aluminium heat-treatable 6005-T6 alloy.
2. The 6005-T6 alloy has a pronounced ductility drop at 850–910 K when solid fraction is over 65 %.
3. The semi-solid metal in the PMZ of the rigid welded joint is subjected to relatively high plastic strain in the range between the coherency temperature and the eutectic temperature. The accumulated strains exceed the ductility of the base metal resulting in liquation cracking.

1. Kou, S. (2003) *Welding metallurgy*. New York: John Wiley & Sons.
2. Huang, C., Cao, G., Kou, S. (2004) Liquation cracking in partial penetration aluminium welds: assessing tendencies to liquate, crack and backfill. *Sci. and Technol. of Welding and Joining*, 9(2), 149–157.
3. Huang, C., Kou, S. (2004) Liquation cracking in full-penetration Al–Mg–Si welds. *Welding J.*, 83(4), 111–122.
4. Cao, G., Kou, S. (2006) Predicting and reducing liquation-cracking susceptibility based on temperature vs. fraction solid. *Ibid.*, 85(1), 9–18.
5. Eskin, D.G., Katgerman, L. (2004) Mechanical properties in the semi-solid state and hot tearing of aluminium alloy. *Progress in Materials Sci.*, 49, 629–711.
6. Katgerman, L., Eskin, D.G. (2008) In search of the prediction of hot cracking in aluminium alloys. In: *Hot cracking phenomena in welds II*. Ed. by T. Boellinghaus, H. Herold, C.E. Cross, J.C. Lippold. Berlin: Springer, 3–18.
7. Rappaz, M., Drezet, J.-M., Gremaud, M. (1999) A new hot-tearing criterion. *Metallurg. and Materials Transact. A*, 30, 449–455.
8. Yang, Y.K., Kou, S. (2007) Fusion boundary macrosegregation in dissimilar-filler metal Al–Cu welds. *Welding J.*, 86(11), 331–339.
9. Yang, Y.K., Kou, S. (2010) Microsegregation in Al–Si welds made with dissimilar filler metals. *Sci. and Technol. of Welding and Joining*, 15(1), 1–14.
10. Prokhorov, N.N. (1952) *Hot cracking in welding*. Moscow: Mashgiz.
11. Karkhin, V.A., Plochikhine, V.V., Ilyin, A.S. et al. (2002) Inverse modelling of fusion welding processes. In: *Mathematical modelling of weld phenomena 6*. Ed. by H. Cerjak and H.K.D.H. Bhadeshia. London: Maney Publ., 1017–1042.

# РИСК ОБРАЗОВАНИЯ КАРБИДОВ И $\sigma$ -ФАЗЫ ПРИ СВАРКЕ ХРОМО-НИКЕЛЕВЫХ СТАЛЕЙ

**Махненко В.И.<sup>1</sup>, Козлитина С.С.<sup>1</sup>, Дзюбак Л.И.<sup>1</sup>, Кравец В.П.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>Ровненская АЭС, Кузнецовск, Украина

Показано, что с помощью температурно-временных диаграмм образования  $\sigma$ -фазы в хромо-никелевых сталях и рассчитанного температурного цикла в ЗТВ при сварке элементов конструкций из этих сталей можно прогнозировать появление  $\sigma$ -фазы и связанных с ней нежелательных изменений в соответствующей точке ЗТВ в зависимости от условий и режимов сварочного нагрева. Рассмотрены конкретные примеры, связанные с трубопроводами первого контура АЭС.

Образование карбидов при сварке аустенитных хромо-никелевых сталей с повышенным содержанием углерода, а также  $\sigma$ -фазы в хромо-никелевых сталях ферритного класса является одной из фундаментальных проблем. Для ее решения разработаны соответствующие рекомендации, вошедшие во многие справочники [1 и др.]. Характерно, что указанные третья фазы, помимо исконных аустенита и феррита, появляются после первичной кристаллизации при определенной выдержке в определен-

ном температурном интервале (рис. 1) и не создают серьезных проблем в окколошовной зоне в большинстве случаев однопроходной сварки. Однако при многопроходной сварке наложение кривых термических циклов для конкретных точек окколошовной зоны на соответствующие температурно-временные диаграммы ( $\delta$ -кривые) для стали соответствующего состава (рис. 2, а, б) показывает, что в окколошовной зоне создаются условия для образования карбидов хрома по границам зерен за счет

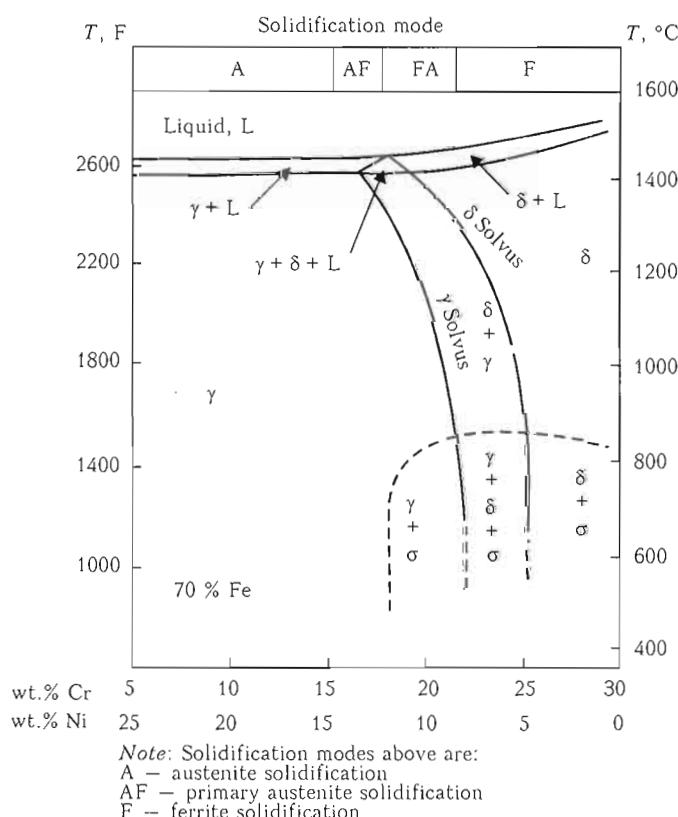


Рис. 1. Диаграмма фазового состояния системы Fe–Cr–Ni при 70 % Fe [1]

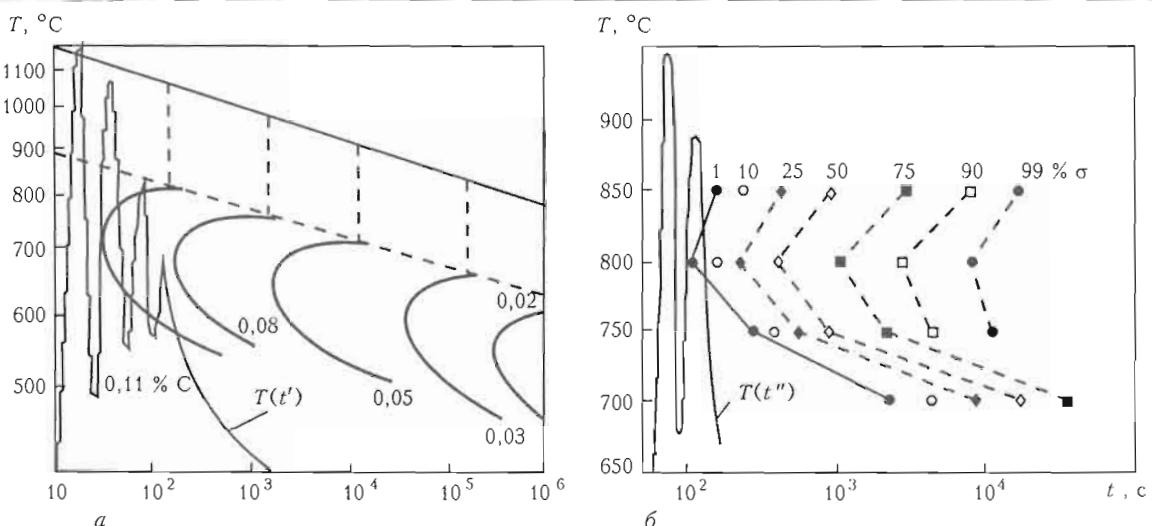


Рис. 2. Температурно-временная диаграмма образования карбидов в стали типа 18Cr9Ni в зависимости от содержания углерода [1] (а) и  $\sigma$ -фазы для стали DSS (22,4 Cr; 4,88 Ni; 3,13 Mo; 0,14 Mn; 0,67 Si; 0,18 N; 0,023 C) [2] (б)

диффузии углерода, контролируемого  $s$ -кривой (см. рис. 2, а), или накопления  $\sigma$ -фазы за счет распада  $\delta$ -феррита и образования сложных интерметаллидов (см. рис. 2, б), что также контролируется диффузионными процессами. В [2] для описания  $s$ -образных кривых, связанных с образованием  $\sigma$ -фазы, применяется метод Аврами [2, 3] при коэффициентах, определяемых в зависимости от температуры и степени образования новой фазы при данной температуре в случае очень длительной выдержки. Большой разброс значений соответствующих коэффициентов затрудняет использование модели Аврами для описания  $s$ -образных температурно-временных кривых типа приведенных на рис. 2, а, б.

В этой связи в работе предлагается подход, основанный на численном интегрировании накопления эффекта присутствия новой фазы в конкретной точке околосшовной зоны с заданным термическим циклом  $T(t')$  на основе знания соответствующей  $s_j$ -кривой, для которой в любой точке  $T_{\max} > T > T_{\min}$  можно вычислить производную  $\frac{\partial T}{\partial \tau}$ , пропорционально которой развивается указанный процесс накопления [4].

Для случая образования химического соединения (карбидов хрома) (см. рис. 2, а) интегрирование для сплава с конкретным содержанием углерода при  $\frac{\partial T}{\partial \tau} \approx \frac{T}{\tau}$  дает

$$v_{\text{карб}} = \int_{\tau(T_{\min})}^{\tau(T_{\max})} \vec{v}_{\text{карб}} \frac{dt'}{\tau(T)} \approx v_{\text{карб}} \chi, \quad (1)$$

где  $\chi = \int_{\tau(T_{\max})}^{\tau(T_{\min})} \frac{dt'}{\tau(T)}$  — степень сенсибильности в данной точке ЗТВ с термическим циклом  $T(t')$ ;  $\vec{v}_{\text{карб}}$  — цена  $s$ -кривой на рис. 2, а.

В случае присутствия  $\sigma$ -фазы, когда интенсивность накопления зависит как от температуры, так и от степени уже накопленной  $\sigma$ -фазы (см. рис. 2, б), интегрирование ведется по каждой  $s$ -кривой, соответствующей накопленной  $\sigma$ -фазе, т. е.

$$v_{\sigma} = \sum_{j=1}^{\tau(T_{\min})} \vec{v}_{\sigma j} \int_{\tau(T_{\max})}^{\tau(T_{\min})} \frac{dt'}{\tau_j(T)}, \quad (2)$$

где  $\vec{v}_{\sigma j}$  — цена  $j$ -ой  $s$ -кривой на рис. 2, б.

Рассмотрим два конкретных примера, которые привлекли внимание специалистов. В конце октября 1997 г. во время среднего планового ремонта на энергоблоке № 3 Чернобыльской АЭС был проведен 100 %-ый контроль 1451-го стыкового соединения трубопровода ДУ 300 первого контура многократной принудительной циркуляции.

Из них 208 стыков имели дефекты, которые были квалифицированы как межкристаллитные коррозионные трещины под напряжением. Трубопроводы ДУ 300 сечением 325×16 мм находились в эксплуатации с апреля 1981 г., трубы были изготовлены из стали 08Х18Н10Т, стыки сварены проволокой марки 04Х19Н11М3, обеспечивающей низкое (меньше 0,06 %) содержание углерода в металле шва. Межкристаллитные трещины были обнаружены в ЗТВ (рис. 3) вблизи внутренней поверхности. На рис. 4. приведен термический цикл сварки, выполненный за шесть проходов с учетом корневого прохода согласно данным [5]. При этом использовали оцифрованную  $s$ -кривую из табл. 1.

Таблица 1. Значения  $\tau(T)$  в зависимости от температуры для 0,11 и 0,08 % С согласно рис. 1

| $T, ^\circ\text{C}$ | $C = 0,11 \%$ | $C = 0,08 \%$ |
|---------------------|---------------|---------------|
| 540                 | 754,6         |               |
| 550                 | 635,5         |               |
| 560                 | 546,3         | 1000,0        |
| 570                 | 419,8         | 894,1         |
| 580                 | 300,8         | 793,5         |
| 590                 | 233,9         | 719,4         |
| 600                 | 122,3         | 629,4         |
| 610                 | 85,5          | 555,3         |
| 620                 | 79,6          | 502,4         |
| 630                 | 73,6          | 444,1         |
| 640                 | 67,7          | 401,8         |
| 650                 | 62,5          | 364,7         |
| 660                 | 58,0          | 338,2         |
| 670                 | 53,6          | 327,6         |
| 680                 | 48,3          | 306,5         |
| 690                 | 46,1          | 327,6         |
| 700                 | 44,6          | 343,5         |
| 710                 | 43,1          | 375,3         |
| 720                 | 45,4          | 417,6         |
| 730                 | 47,6          | 470,6         |
| 740                 | 50,6          | 613,5         |
| 750                 | 55,0          | 931,2         |
| 760                 | 58,0          | 1158,8        |
| 770                 | 64,7          |               |
| 780                 | 71,4          |               |
| 790                 | 85,5          |               |
| 800                 | 94,5          |               |

В табл. 2 приведены результаты расчета по данным рис. 4, выполненного по формуле (1) с учетом  $s$ -кривой (см. табл. 1). Согласно этим данным  $\chi_0 \approx \approx 0,15$ , т. е. участки металла ЗТВ на внутренней поверхности трубы имеют достаточно высокую степень сенсибилизации. Это с учетом дополнительных факторов, например, напряженного состояния в ЗТВ на внутренней поверхности и наличия коррозионной среды (воды первого контура при  $280^\circ\text{C}$ ), способствовало зарождению и развитию повреждений типа межкристаллитных коррозионных трещин под напряжением. В ряде работ [5] показано, что вязкость разрушения металла ЗТВ

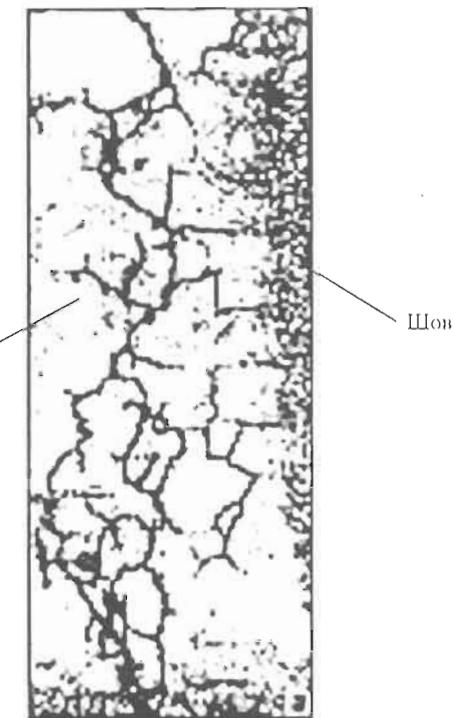


Рис. 3. Микроструктура кольцевых трещин в окколошовной зоне стыкового соединения трубопровода ДУ 300 на ЧАЭС

стали 08Х18Н10Т в зоне рассматриваемых стыков ДУ 300 составляет около  $65 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{1/2}$ , т. е. она значительно ниже уровня значений за пределами ЗТВ, где сенсибилизация отсутствует.

Рассмотрим еще один пример. В 2009 г. на блоке № 2 Ровенской АЭС в трубопроводе (сталь 08Х18Н10Т) первого контура на отводе 90 ( $\varnothing 273 \times 20 \text{ мм}$ ) в зоне сварного стыка с тройником ДУ 250 возникла течь (рис. 5). Методами неразрушающего контроля было установлено трецинообразный сквозной дефект длиной приблизительно 150 мм на внутренней поверхности вдоль ЗТВ кольцевого шва с выходом на наружную поверхность в виде кольцевой трещины значительно меньшей (около 10 мм) длины. Характерно, что вход на внутренней поверхности и выход на наружной поверхности имеют различные осевые координаты, отличающиеся на 20–30 мм, т. е. трещина развивалась не перпендикулярно оси трубы, а в плоскости под углом около  $45^\circ$  к этой оси. Если считать, что обнаруженный де-

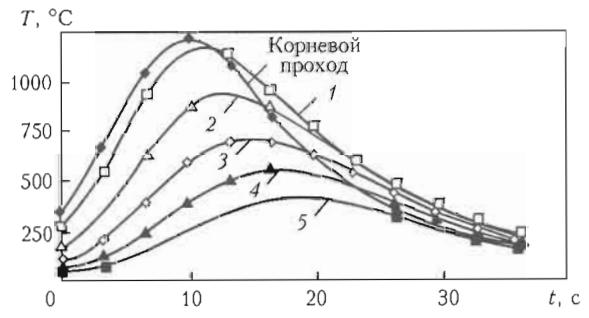


Рис. 4. Температурные циклы на внутренней поверхности при выполнении корневого прохода и последующих слоев 1–5

| Проход       | Корневой | 1      | 2      | 3      | 4 | 5 | $\chi_{\Sigma}$ |
|--------------|----------|--------|--------|--------|---|---|-----------------|
| $\Delta\chi$ | 0,0085   | 0,0529 | 0,0536 | 0,0306 | 0 | 0 | 0,1456          |

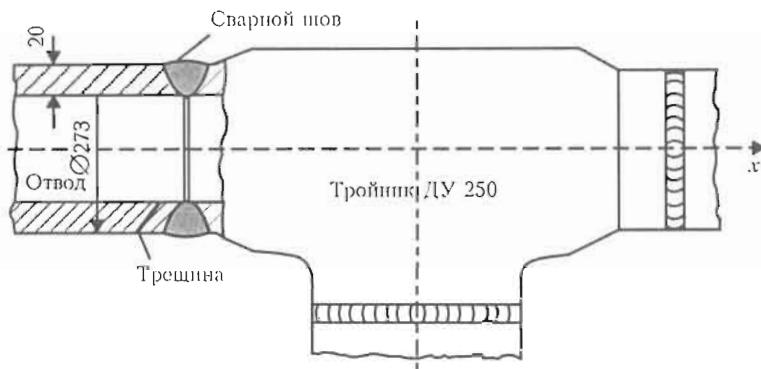
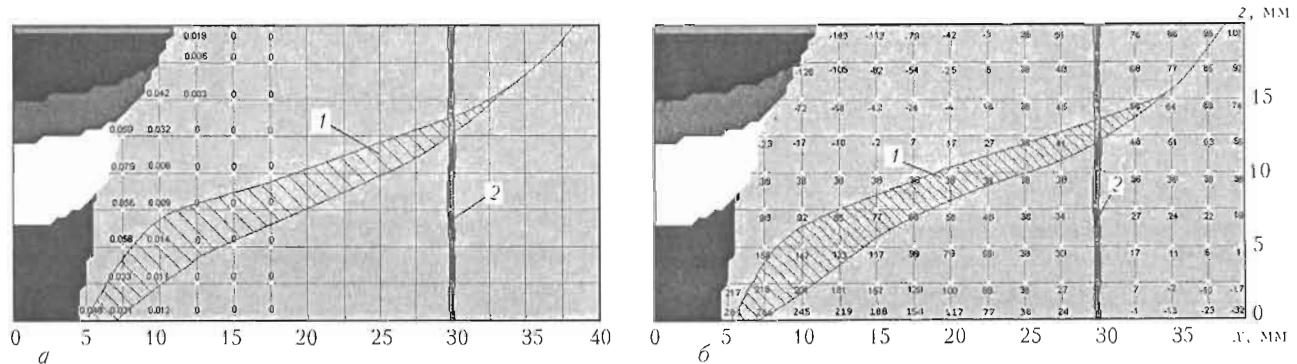


Рис. 5. Схема трещины в сварном соединении отвода с тройником

Рис. 6. Расчетные значения степени сенсибилизации  $\chi_a$  (а) и поперечных напряжений  $\sigma_{xx}$ , МПа (б) при 6-проходной сварке стыкового шва ( $\delta = 20$  мм, сталь 08Х18Н10Т), гипотетическая (1) и реальная (2) траектория трещины межкристаллитной коррозии под напряжением

фект — это трещина в результате межкристаллитной коррозии под напряжением, то местом ее зарождения является участок ЗТВ на внутренней поверхности (рис. 6, а), сенсибилизованный под воздействием термических циклов 6–7-проходной сварки (см. рис. 4). Эта трещина развивалась в течение длительного времени (блок введен в эксплуатацию в 1981 г.) под действием осевых напряжений  $\sigma_{xx}$  от внутреннего давления в трубе:

$$\sigma_{xx}(P) = P \frac{R/\delta}{(2 + \delta/R)}, \quad (3)$$

где  $R$  — внутренний радиус трубы, и остаточных сварочных напряжений [6]

$$\sigma_{xx}(x, z) \approx -\sigma_0 \left[ \cos \frac{\pi x}{2x_1} \right] \frac{2z}{\delta}, \\ 0 < x < x_1, \quad -\delta/2 < z < \delta/2; \quad (4)$$

$$\sigma_{xx}(x, z) \approx -\sigma_2 \left[ \sin \frac{\pi(x - x_1)}{2(x_2 - x_1)} \right] \frac{2z}{\delta}, \\ x_1 \leq x < x_2, \quad -\delta/2 < z < \delta/2.$$

Приближенные зависимости (4), описывающие результаты численных исследований для кольцевых сварных стыков труб из аустенитной стали, построены по данным работы [6], в которой приведены параметры распределения  $\sigma_0$ ,  $\sigma_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  в зависимости от  $\sqrt{R\delta}$ ,  $q_n/\delta$  и  $\sigma_t$ , т. е. для

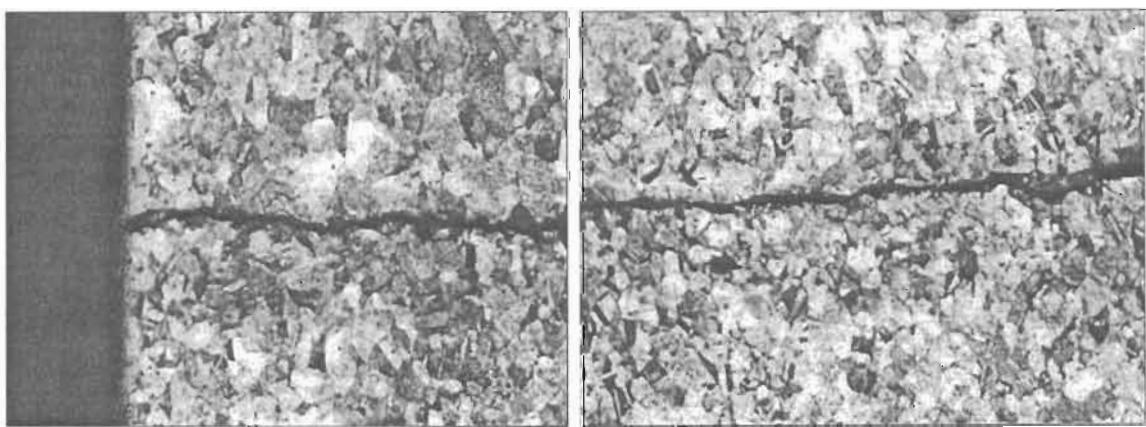


Рис. 7. Поперечный микрошлиф с обнаруженной трещиной

$$R = \frac{243}{2} - 20 = 116,5 \text{ мм}, \quad \sqrt{R\delta} = 48,3 \text{ мм},$$

$$q_{ii} \approx 8372 \text{ Дж/см}^2, \quad \sigma_t = 300 \text{ МПа}$$

получим

$$\sigma_0 = 270 \text{ МПа}, \sigma_2 = -75 \text{ МПа}, y_1 \approx 30 \text{ мм}, y_2 = 75 \text{ мм}.$$

Соответствующие результаты расчета суммы  $\sigma_{xx}(P) + \sigma_{xx}(x, z)$  в различных точках  $(z, x)$  стенки трубы в зоне сварного соединения приведены на рис. 6, б. Из этих данных видно, что гипотетическая траектория обнаруженного трещинообразного дефекта является результатом компромиссов между высокими значениями  $\chi_\sigma$  (сенсибилизации материала в ЗТВ) и растягивающих напряжений  $\sigma_{xx}$ , что позволяет считать межкристаллитную коррозию под напряжением механизмом образования и развития обнаруженного дефекта.

Установка герметичной муфты в зоне указанного сквозного дефекта обеспечила здесь давление, одинаковое на внутренней и наружной поверхности трубы (между стенками трубы и муфты), и, следовательно, резкое снижение риска спонтанного роста дефекта. Это позволило ввести в эксплуатацию блок № 2 РАЭС еще зимой 2009 г., задолго до предстоящего среднего ремонта в 2010 г.

После остановки блока в 2010 г. и демонтажа конструкции для ремонта оказалось, что размеры дефекта на внутренней и наружной поверхности, полученные по результатам неразрушающего контроля, были не совсем точными. Так, реальный дефект в виде сквозной межкристаллитной коррозионной трещины (рис. 7) не был связан с сенсибилизацией околошовной зоны за счет термического цикла сварки (см. рис. 6, а). Наиболее вероятной причиной возникновения данного дефекта является нарушение технологии изготовления гиба трубопровода САОЗ Ø271×20 мм (рис. 8), в результате чего сенсибилизация материала могла быть вызвана неточностью режима рекристаллизационного отжига после горячей гибки. Этот пример показывает, что межкристаллитные коррозионные трещины под напряжением, наблюдаемые в зоне сварных соединений стали 08Х18Н10Т, которые работают в водяной среде при температурах около 300 °C, далеко не всегда связаны с сенсибилизацией зоны сварного шва при термическом цикле сварки. Определенный вклад в сенсибилизацию здесь может быть внесен



Рис. 8. Зона гиба трубопровода САОЗ с обнаруженной трещиной технологией горячей гибки отдельных элементов сварного узла.

### Выводы

1. При сварке аустенитных сталей с содержанием углерода 0,08 % и выше достаточно реальным является получение в околошовной зоне высокой степени сенсибилизации металла, связанной с чувствительностью к межкристаллитной коррозии под напряжением, а также охрупчиванием металла в ЗТВ.

2. Использование температурно-временных диаграмм образования карбидов и  $\sigma$ -фазы для аустенитных сталей соответствующего состава позволяет прогнозировать степень сенсибилизации металла по конкретному термическому циклу, что создает дополнительные возможности для управления структурой и свойствами металла ЗТВ.

3. При расчетной оценке степени сенсибилизации ЗТВ, связанной с термическим циклом сварки, следует учитывать возможный вклад в сенсибилизацию предшествующих сварке технологических операций, сопровождаемых высоким нагревом, в частности, горячей гибки элементов сварного узла.

1. *Welding handbook*. – Vol. 4, Pt 2. Materials and applications. – Miami: AWS, 1998.
2. Elter J.W., Palmer T.A., Specht E.D. Synchrotron based observations of sigma phase formation and dissolution in DSS // Mathematical modeling of weld phenomena 8. – Graz: GrazTU, 2006. – P. 297–315.
3. Hell E.O., Alqie S.H. The sigma phase // Metallurg. Rev. – 1966. – № 104. – P. 61–68.
4. Металлургия и технология сварки титана и его сплавов / Под ред. В.Н. Замкова. – Киев: Наук. думка, 1986.
5. Зубченко А.С., Харина И.Л., Рунов А.С. и др. Коррозионно-механическая прочность сварных трубопроводов реакторов РБМК из аустенитных сталей. – Автомат. сварка. – 2000. – № 10/11. – С. 48–56.
6. Махненко В.И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – Киев: Наук. думка, 2006.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УКРУПНЕНИЯ СЛИТКОВ МЕТОДОМ ЭШН ЖМ

**Махненко В.И., Медовар Л.Б., Саенко В.Я., Полищко А.А.,  
Королева Т.В., Лесной А.Б., Туник А.Ю., Жуков В.В.,  
Клочков И.Н., Березин И.В.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Представлены результаты моделирования процессов укрупнения слитков из высоколегированных сталей и сплавов способом последовательной многослойной электрошлаковой наплавки жидким металлом в токоподводящем кристаллизаторе (ЭШН ЖМ), а также результаты комплексных металлографических и физико-механических исследований зоны сплавления слоев модельных многослойных слитков ЭШН ЖМ.

Высокое качество крупных стальных слитков для атомного энергетического машиностроения и изделий нефтехимической промышленности традиционно связано с обеспечением однородности структуры и химического состава исходных заготовок и требуемой степени укова для исправления дефектов слитков (сегрегации и пористости) (рис. 1) [1].

Требования к качеству поковок в значительной мере зависят от их химического состава и области применения. Одной из проблем при изготовлении низких степеней газовых турбин является получение деталей с высокими эксплуатационными

свойствами, например, дисков большого диаметра для компрессоров. Для деталей такого назначения используются жаропрочные высоколегированные стали и сплавы.

Широкие возможности при решении проблемы производства крупных слитков-заготовок открываются разработанные в ИЭС им. Е.О. Патона новые технологические процессы получения крупнотоннажных заготовок на основе метода электрошлаковой наплавки жидким металлом (ЭШН ЖМ) (рис. 2) [2–4].

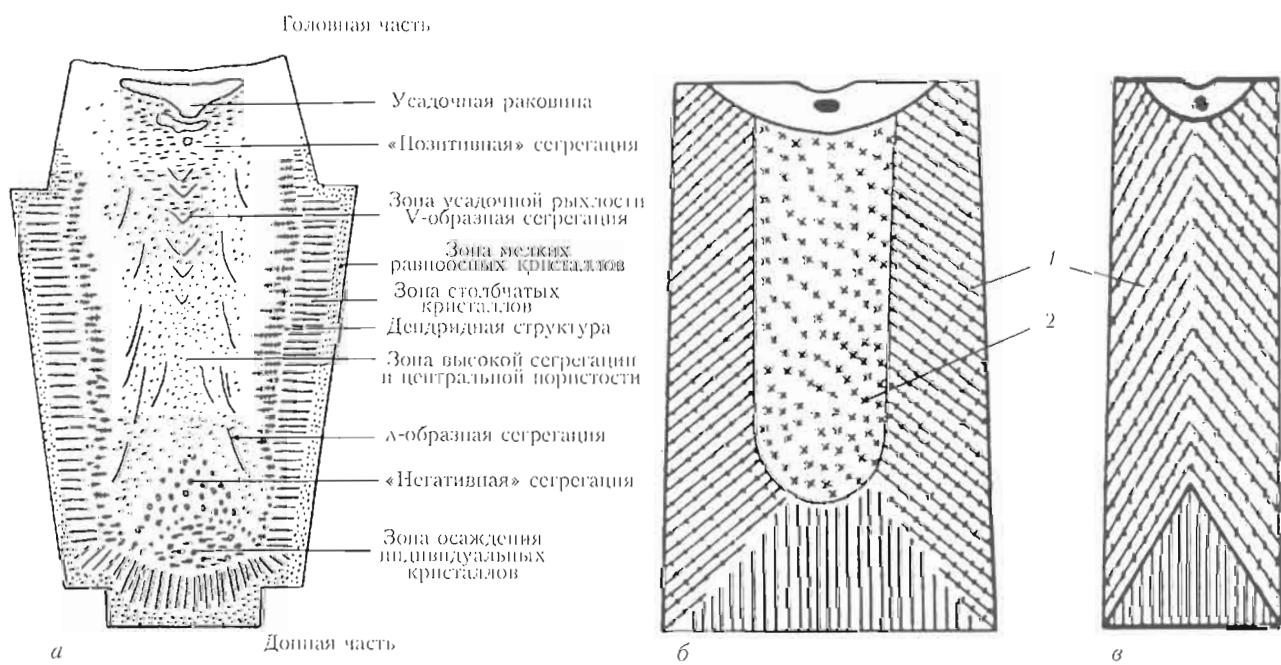


Рис. 1. Строение крупного слитка (а) и структурные зоны электрошлакового слитка крупного (б) и малого (в) сечения: 1 — зона столбчатых кристаллов; 2 — зона равноосных кристаллов

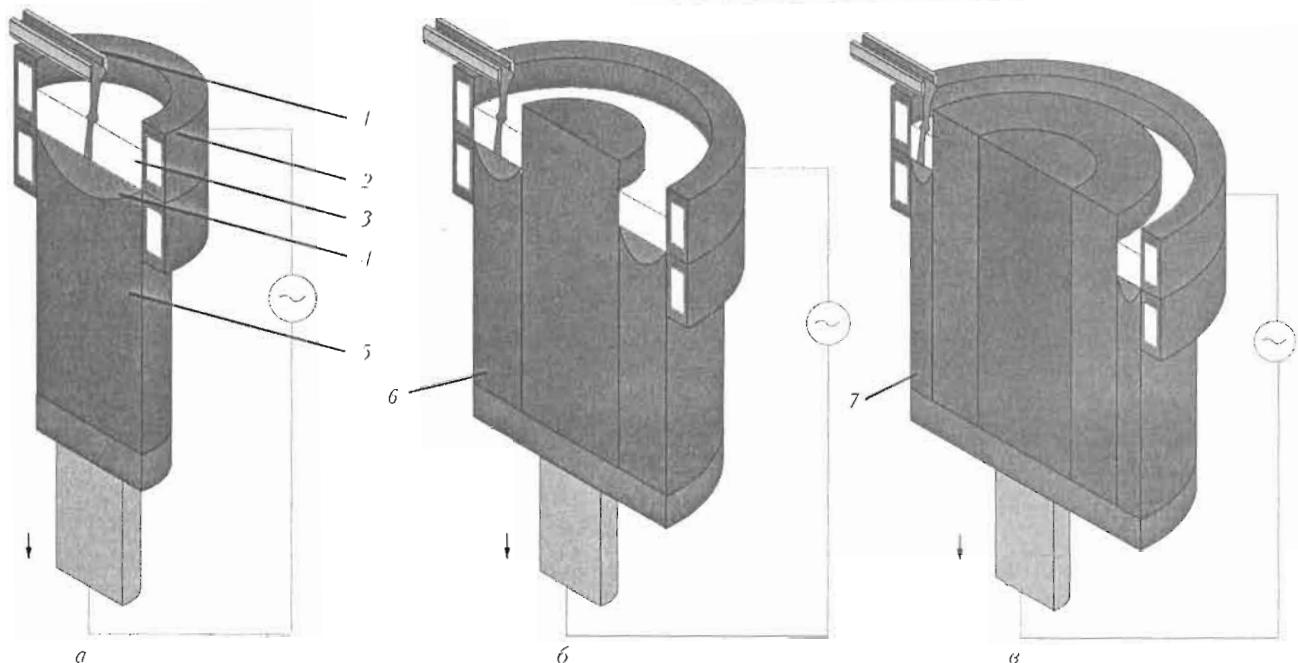


Рис. 2. Принципиальная схема укрупнения слитков методом ЭШН ЖМ: 1 – заливочное устройство для подачи жидкого металла в кристаллизатор; 2 – токоподводящий кристаллизатор; 3 – шлаковая ванна; 4 – металлическая ванна; 5 – центральный слиток; 6 – слой металла после однократной наплавки; 7 – слой металла после двукратной наплавки

ЭШН ЖМ из сварочного, наплавочного технологического процесса, каким он был в начале своего рождения и ради чего он был создан, а именно: для получения композитных валков с рабочим слоем преимущественно из быстрорежущих сталей в связи с разработкой нового способа производства крупнотоннажных слитков, превратился в эффектив-

ный самостоятельный металлургический процесс производства крупных слитков практически любого сечения и массы, при этом в ряде случаев для его реализации не требуется строительства гигантских печей ЭШП. Такой процесс позволяет в значительной степени использовать уже имеющееся оборудование металлургических предприятий Украины,

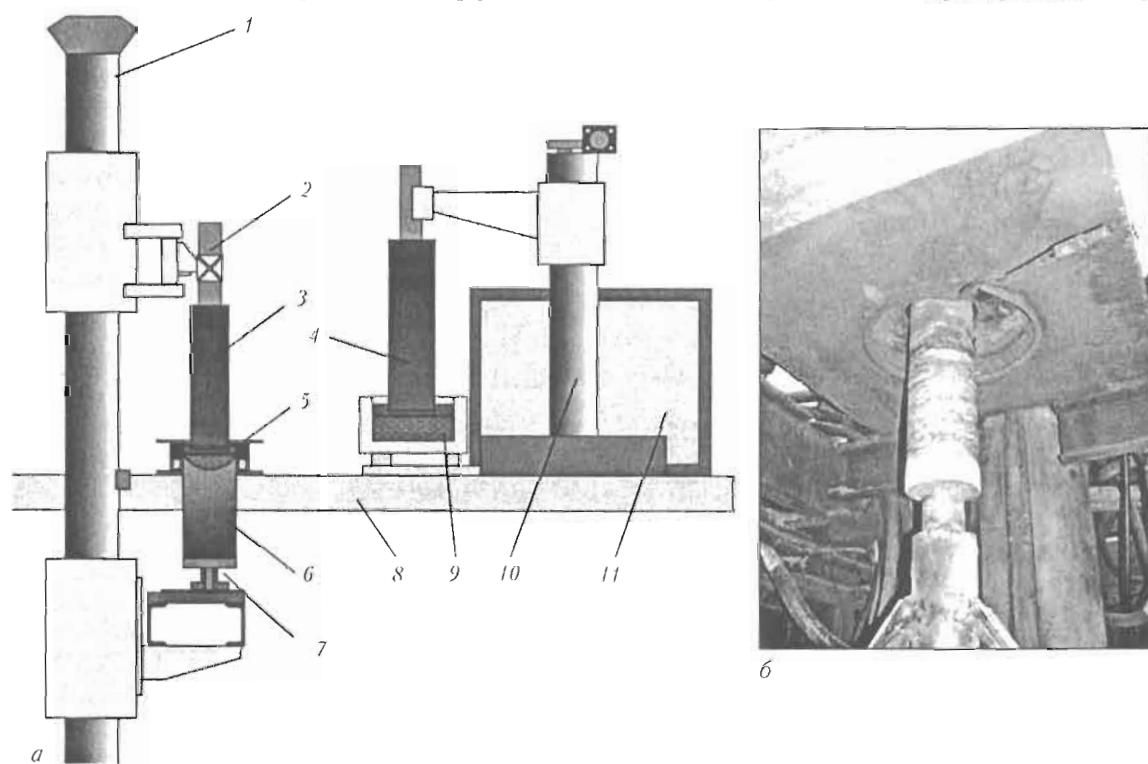


Рис. 3. Установка УШ-149 (а) и наплавленный слиток во время его вытяжки снизу (б): 1 – колонна печи; 2 – верхнее устройство крепления заготовки; 3 – исходный слиток; 4 – расходуемый электрод; 5 – токоподводящий кристаллизатор; 6 – наплавленный слиток; 7 – нижнее устройство крепления; 8 – платформа; 9 – тигель с жидким металлом для наплавки; 10 – установка ЭШТП для приготовления жидкого металла; 11 – источник питания установки ЭШТП

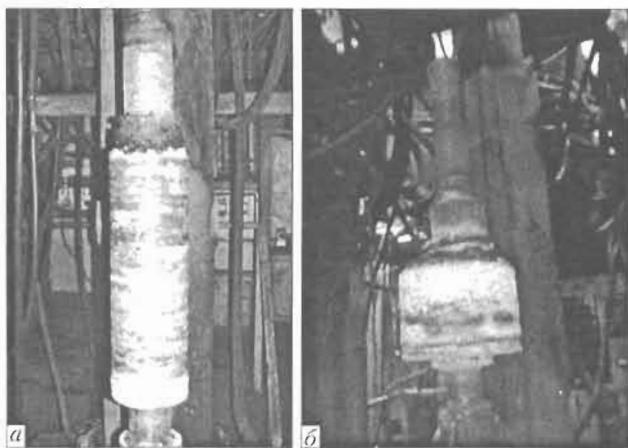


Рис. 4. Модельные многослойные слитки ЭШН ЖМ диаметрами 110/180 (а) и 110/180/350 (б) мм, полученные в лабораторных условиях

например, для подготовки жидкого металла. За счет многопроходности процесса наращивания резко сокращается потребность в высоких установочных мощностях агрегатов, естественно, за счет длительности процесса получения готового слитка, что при мелкосерийном производстве не связано с большими энергетическими потерями и дает значительный выигрыш в капитальных затратах.

В лабораторных условиях установка для получения многослойных слитков способом ЭШН ЖМ имеет вид, показанный на рис. 3.

В лабораторных условиях методом ЭШН ЖМ были получены модельные двух- и трехслойные слитки диаметром 110/180/350 мм, в том числе двухслойный модельный слиток диаметром 110/180 мм из высоколегированной стали 316 (10X17H13M2) (рис. 4). Их макроструктуры и фрагменты микроструктур переходных зон представлены на рис. 5.

В связи с тем, что получение крупных слитков экспериментальным путем требует больших затрат, особенно с учетом стоимости материала и электрической энергии, заслуживает внимания применение метода математического моделирования процесса

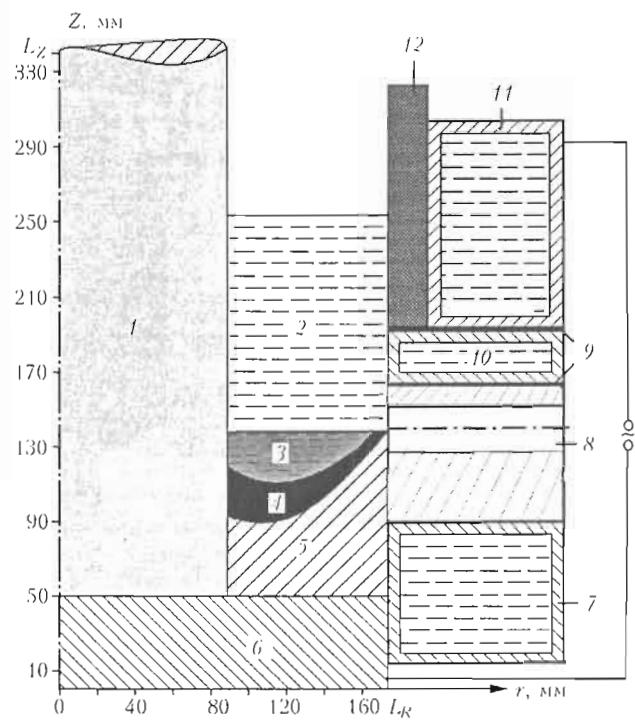


Рис. 6. Принятая схема для моделирования процесса ЭШН ЖМ: 1 — наплавляемая металлическая заготовка; 2 — ванна жидкого шлака; 3 — металлическая ванна; 4 — двухфазная зона; 5 — наплавленный слой; 6 — затравка; 7, 10 — водоохлаждаемые секции; 8 — канал датчика уровня металлической ванны; 9 — изолятор; 11 — токоподводящая секция кристаллизатора; 12 — графитовая футеровка

электрошлаковой наплавки. Математическое моделирование технологического процесса укрупнения слитка методом ЭШН ЖМ позволяет получить важную для его практической реализации информацию, такую как определение поля электростатического потенциала и соответствующего тепловыделения, расчет температурного поля в шлаковой и металлической ванне с учетом порционного поступления в токоподводящий кристаллизатор жидкого металла, определение параметров двухфазной зоны, данных о размерах зерна первичной микроструктуры и др.

Принятая схема для моделирования процесса ЭШН ЖМ представлена на рис. 6 [5].

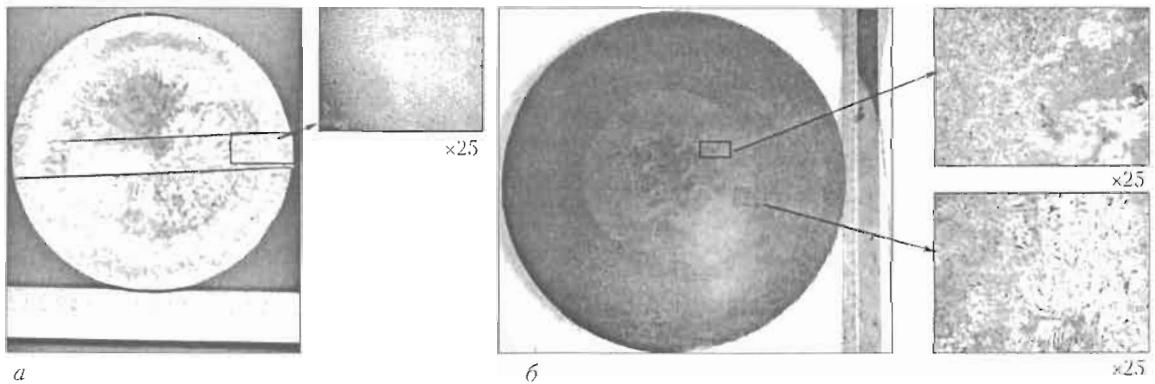


Рис. 5. Макроструктура поперечных темплетов модельного двухслойного слитка диаметром 110/180 мм из высоколегированной стали 316 (а) и трехслойного (Ст10 + Ст10 + Ст20) слитка диаметром 110/180/350 мм ЭШН ЖМ (б) и микроструктура зоны сплавления слоев

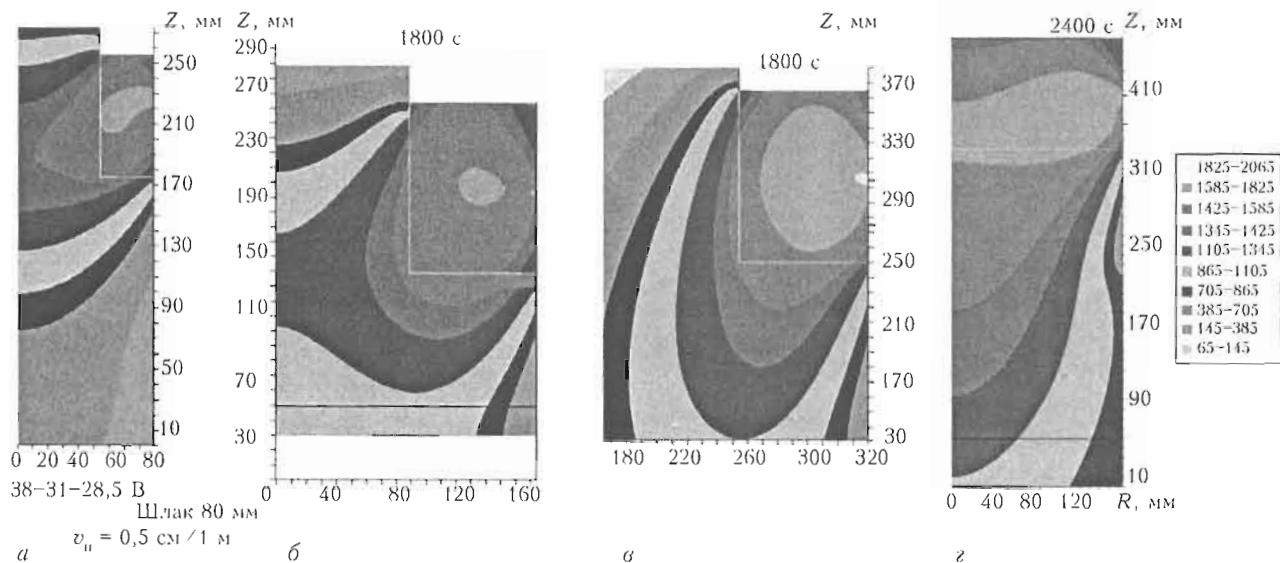


Рис. 7. Распределение температуры в двухслойном слитке диаметром 110/180 мм (а), трехслойном диаметром 180/350 мм (б) и многослойном диаметром 520/690 мм (в) в процессе ЭШИ ЖМ слоя металла и распределение температуры в сплошном слитке ЭШП диаметром 350 мм (г)

На рис. 7 в графическом виде представлено распределение температуры в поперечном сечении шлаковой ванны и укрупняемых заготовок разного диаметра и в сплошном слитке, а также показана форма металлической ванны (граница в интервале температур 1345–1425 и 1425–1585 °С) для указанного варианта спустя 1800 с после начала процесса наплавки, когда наплавлена треть заданной высоты слитка. Шлаковая ванна очерчена линией белого цвета. Зоны наиболее высокой температуры в шлаковой ванне расположены вблизи изоляторов кристаллизатора, т. е. области наибольшего тепловыделения. На этом рисунке видно, что металлическая ванна имеет минимальную глубину и плоскую форму во время наплавки слоев металла на слитки разного исходного диаметра (см. рис. 7 а–в), тогда как в случае выплавки сплошного слитка (см. рис. 7, г) ванна имеет недопустимо большую глубину и неудовлетворительную форму.

На основе представленных результатов расчета показано, что форма и глубина металлической ванны становятся стабильными довольно быстро и весь процесс наплавки протекает достаточно монотонно, что в конечном счете и определяет высокое качество слитка и оказывает благоприятное влияние на кристаллизацию металла.

Время пребывания металла в интервале температур  $[T_L - T_S]$  для сплошных слитков увеличивается в пропорциональной зависимости от диаметра слитка. Но при получении модельного многослойного слитка методом ЭШИ ЖМ максимальное значение этого параметра на линии сплавления уменьшается при последовательном увеличении диаметра. Так, если при наплавке слоя металла толщиной 85 мм на исходный слиток диаметром 180 мм параметр  $[T_L - T_S]$  по линии сплавления незначительно отличается от базового варианта, то при наплавке по-

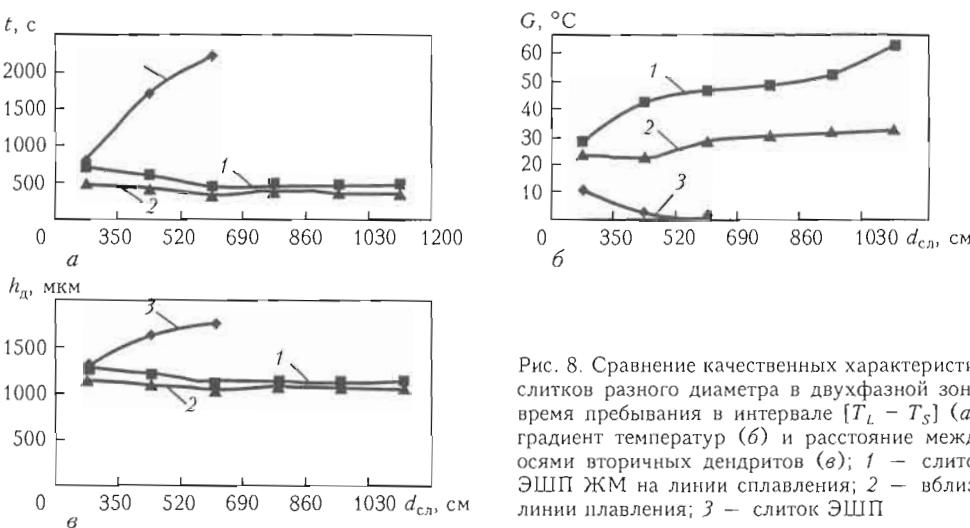


Рис. 8. Сравнение качественных характеристик слитков разного диаметра в двухфазной зоне: время пребывания в интервале  $[T_L - T_S]$  (а), градиент температур (б) и расстояние между осями вторичных дендритов (в); 1 – слиток ЭШП ЖМ на линии сплавления; 2 – вблизи линии плавления; 3 – слиток ЭШП

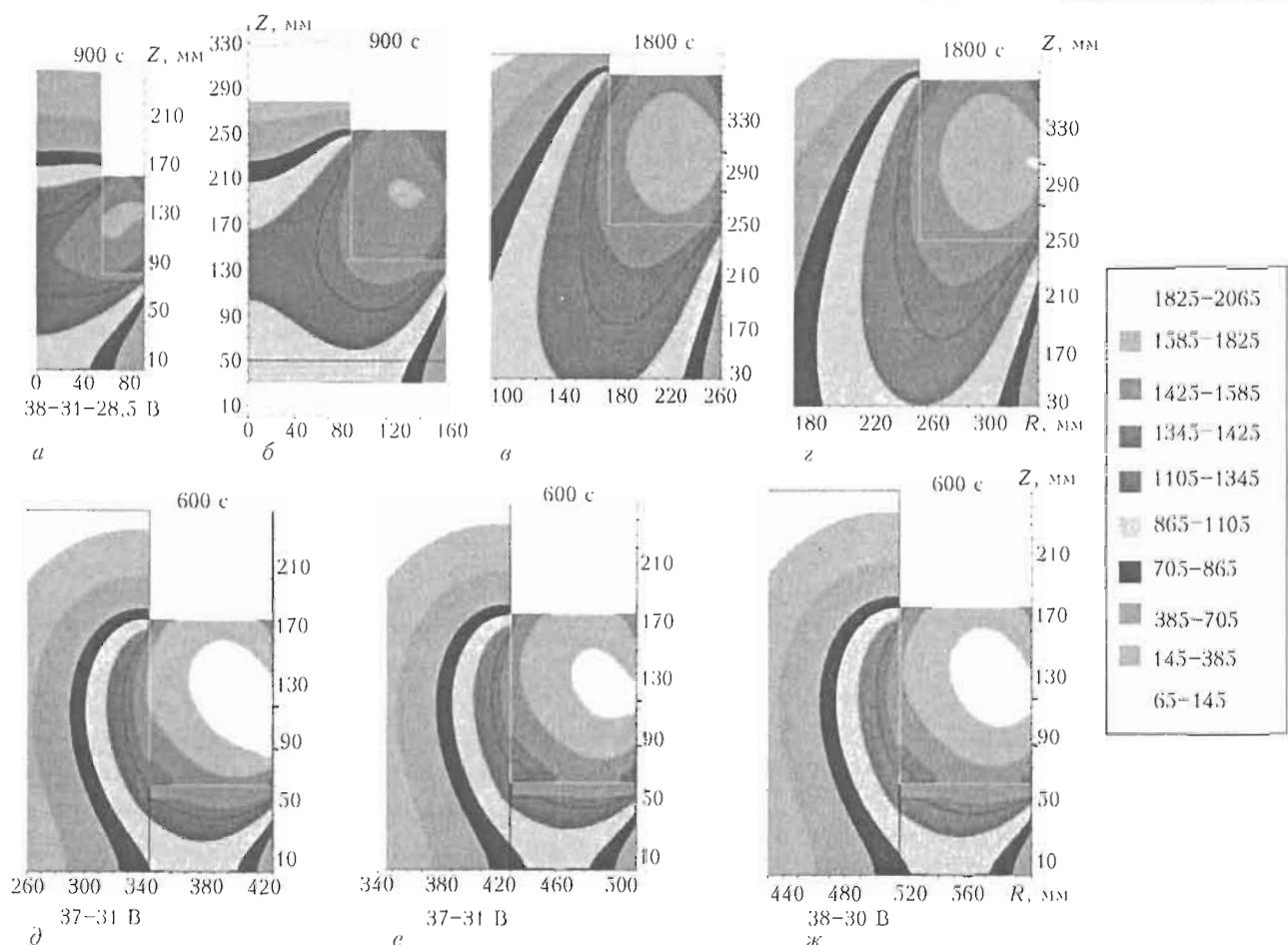


Рис. 9. Распределение температуры в многослойных слитках диаметром 110/180 (*a*), 180/350 (*b*), 350/520 (*c*), 520/690 (*d*), 690/860 (*e*) и 1030/1200 (*f*) мм в процессе ЭШН ЖМ

следующих слоев этот параметр заметно снижается (рис. 8, *a*).

Другим важным параметром, характеризующим качество металла модельного многослойного слитка, является градиент температуры в двухфазной зоне

$$G = \frac{\partial T}{\partial n} = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2}.$$

Он снижается в двухфазной зоне по мере увеличения диаметра выплавленного сплошного слитка. Однако при получении модельных многослой-

ных слитков методом ЭШН ЖМ этот параметр значительно выше: для слитка диаметром 350 мм он вдвое превосходит значение аналогичного параметра базового варианта. При наплавке последующих слоев градиент температур увеличивается еще заметнее (рис. 8, *b*).

Еще одним параметром, характеризующим качество металла модельного слитка, является дисперсность дендритной структуры, показатель которой может быть расстояние между осями дендритов второго порядка (рис. 8, *c*).

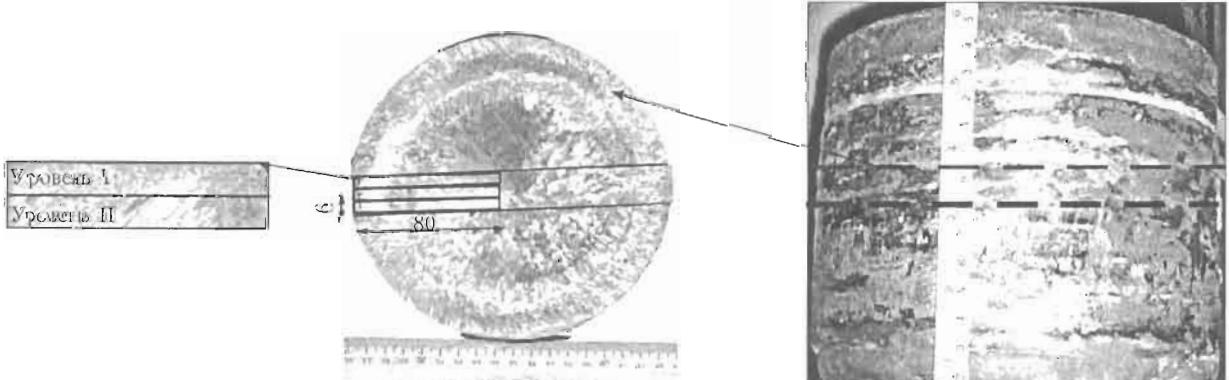


Рис. 10. Схема вырезки образцов из модельного двухслойного слитка диаметром 110/180 мм из высоколегированной стали 316 для исследований на комплексе GLEEBLE-3800

На основе математической модели (рис. 9) были определены термические циклы многослойной ЭШН ЖМ при получении слитков разных диаметров, а также проведена их имитация на комплексе GLEEBLE-3800 с применением металла модельного слитка диаметром 110/180 мм из высоколегированной стали 316. Схема вырезки образцов из этого слитка показана на рис. 10.

Дилатометрические исследования на этих образцах проводили для имитации прохождения термического цикла, рассчитанного на основе математического моделирования вблизи зоны сплавления (2 мм в глубь исходного металла). Провести имитацию математически рассчитанного цикла на комплексе GLEEBLE-3800 не представлялось возможным, поэтому его воспроизведение осуществляли за счет выдержки при максимальной температуре 1150 °C для слитков различного диаметра (рис. 11, 12).

Качество металла модельного слитка оценивали по результатам металлографических исследований с использованием такого характерного для дендритной структуры критерия, как расстояние между осями дендритов второго порядка. На образцах, показанных на рис. 13, б, 14, б, расстояние между осями определяли с помощью компьютерной программы *Atlas* (рис. 15), полученные средние значения приведены в табл. 1.

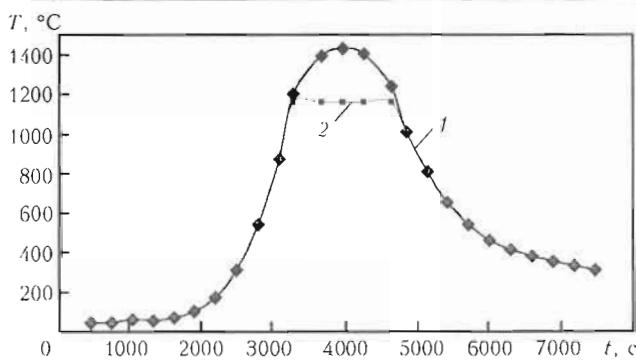


Рис. 11. Термический цикл ЭШН ЖМ для слитка диаметром 110/180 мм: 1 — расчетный цикл для  $D = 180$  мм; 2 — имитация на GLEEBLE-3800

Металлографические исследования зоны сплавления слоев двухслойного модельного слитка ЭШН ЖМ из высоколегированной стали 316 подтвердили их высокую химическую и структурную однородность. Проведенные металлографические исследования образцов, подвергнутых термическому циклу наплавки слитков больших диаметров, также подтвердили высокое качество металла, отсутствие пористости и каких-либо дефектов, связанных с ликвационными процессами в крупных слитках (рис. 16).

Исследования физико-механических свойств стали 316 после ЭШН ЖМ выполняли на поперечных макрошлифах на двух уровнях по высоте модельного двухслойного слитка в радиальном и тангенциальном направлениях (рис. 17, 18), получен-

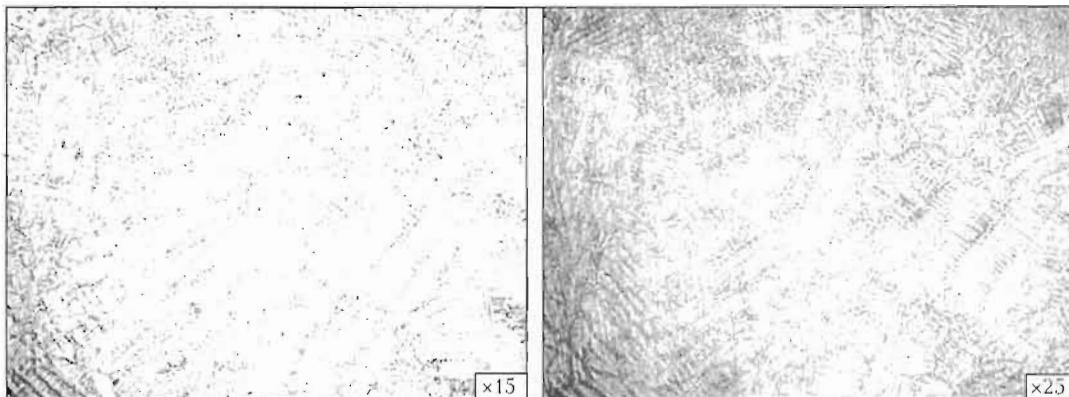


Рис. 12. Микроструктура металла модельного слитка из стали 316, подверженного выдержке при максимальной температуре 1150 °C в течение 23 мин после имитации на комплексе GLEEBLE-3800 режима ЭШН ЖМ для слитка диаметром 110/180 мм

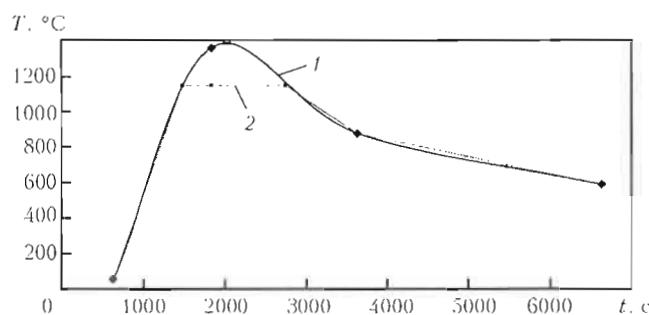


Рис. 13. Термический цикл ЭШН ЖМ для слитка диаметром 860/1030 мм: 1 — расчетный цикл для  $D = 1030$  мм; 2 — имитация на GLEEBLE-3800

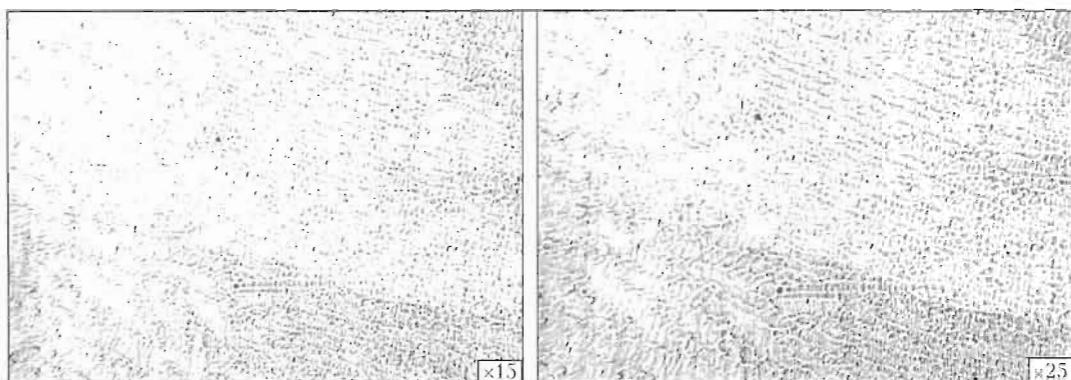


Рис. 14. Микроструктура металла модельного слитка из стали 316 диаметром 180 мм, подверженного выдержке при максимальной температуре 1150 °С в течение 17 мин после имитации на комплексе GLEEBLE-3800 режима ЭШН ЖМ для слитка диаметром 860/1030 мм

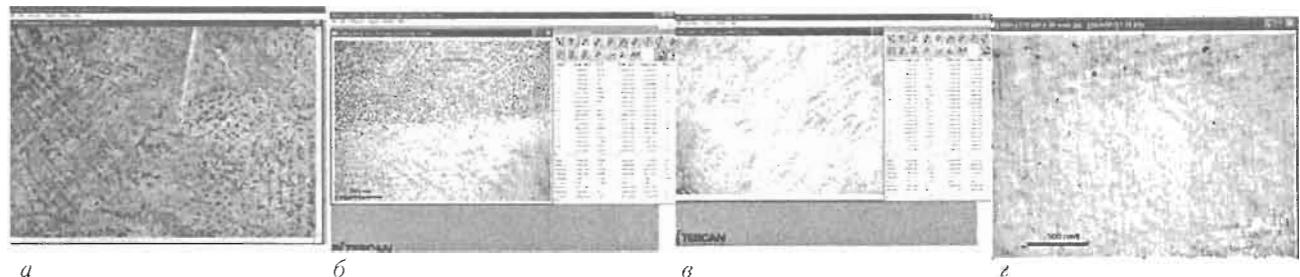


Рис. 15. Микроструктура с расстояниями между осями дендритов второго порядка, измеренными в образцах модельных слитков ЭШН ЖМ из стали 316: а — после ЭШН ЖМ; б — после ЭШН ЖМ и термической обработки в электрической печи при 1150 °С в течение 20 мин; в — после имитации режима ЭШН ЖМ для слитка диаметром 110/180 мм и выдержки при 1150 °С в течение 23 мин; г — после имитации режима ЭШН ЖМ для слитка диаметром 860/1030 мм и выдержки при 1360 °С в течение 17 мин

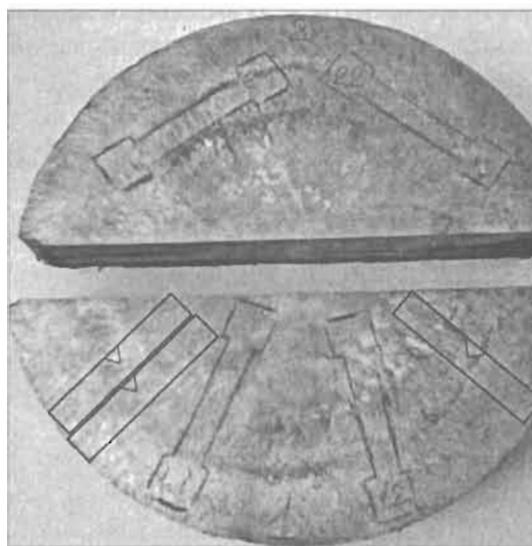


Рис. 16. Схема вырезки в тангенциальном и радиальном направлениях образцов с острым надрезом для испытаний на растяжение и ударную вязкость из модельного слитка стали 316 диаметром 110/180 мм

ные результаты представлены в табл. 2. Эти исследования показали изотропность модельного слитка как по сечению, так и по высоте.

## Выводы

Комплексное применение методов математического и физического моделирования, а также металлографические исследования зоны сплавления слоев модельных слитков с применением комплекса GLE-

Таблица 1. Дисперсность дендритной структуры

| Объект исследований  | Среднее расстояние между осями дендритов второго порядка, мкм |
|--|---|
| Образец модельного слитка диаметром 110/180 мм из стали 316 после ЭШН ЖМ   | 85  |
| Математически рассчитанное значение для слитка диаметром 110/180 мм  | 82  |
| Образец после ЭШН ЖМ и термической обработки в электрической печи на режиме 1150 °С × 20 мин (охлаждение в воде)       | 77  |
| Образец после имитации термического цикла ЭШН ЖМ для слитка диаметром 110/180 мм, выдержка на режиме 1150 °С × 23 мин  | 79  |
| Образец после имитации термического цикла ЭШН ЖМ для слитка диаметром 860/1030 мм, выдержка на режиме 1150 °С × 17 мин | 106   |
| Математически рассчитанное значение для слитка диаметром 860/1030 мм   | 108   |

EBLE-3800 для имитации термических циклов многослойной ЭШН ЖМ позволили оценить эффективность применения этого метода наплавки для упрочнения слитков из высоколегированной стали типа 316 и обеспечения гомогенной структуры.

Таблица 2. Физико-механические свойства металла модельного слитка диаметром 110 / 180 мм из стали 316 после ЭШН ЖМ

| Направление вырезки образцов | Значение | Свойства металла слитка |                  |              |
|------------------------------|----------|-------------------------|------------------|--------------|
|                              |          | $\sigma_y$ , МПа        | $\sigma_t$ , МПа | $\delta$ , % |
| Тангенциальное               | Макс.    | 496,8                   | 205,0            | 62,5         |
|                              | Мин.     | 441,2                   | 174,4            | 42,5         |
|                              | Среднее  | 466,4                   | 191,0            | 50,6         |
| Радиальное                   | Макс.    | 503,7                   | 200,0            | 55,0         |
|                              | Мин.     | 457,4                   | 185,0            | 40,0         |
|                              | Среднее  | 483,8                   | 192,1            | 47,5         |

Окончание табл. 2

| Направление вырезки образцов | Значение | Свойства металла слитка |                                 |                |                |            |
|------------------------------|----------|-------------------------|---------------------------------|----------------|----------------|------------|
|                              |          | $\psi$ , %              | $KCV_{+20}$ , Дж/м <sup>2</sup> | $k_{\sigma_y}$ | $k_{\sigma_t}$ | $k_\delta$ |
| Тангенциальное               | Макс.    | 35,0                    | —                               |                |                |            |
|                              | Мин.     | 67,0                    | —                               |                |                |            |
|                              | Среднее  | 51,3                    | —                               |                |                |            |
| Радиальное                   | Макс.    | 63,0                    | 238,2                           | 0,96           | 0,99           | 1,07       |
|                              | Мин.     | 42,0                    | 192,0                           |                |                |            |
|                              | Среднее  | 54,3                    | 215,1                           |                |                |            |

Примечание. Коэффициент анизотропии  $k$  равен соотношению показателей, полученных на образцах, вырезанных в тангенциальном и радиальном направлении.

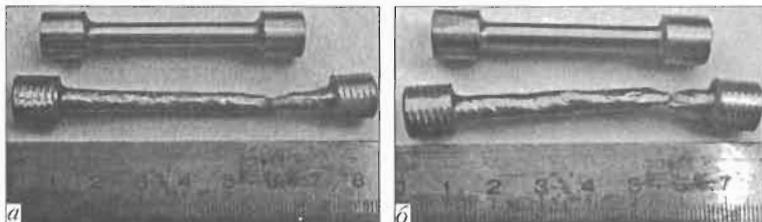


Рис.17. Образцы металла модельного слитка диаметром 110 / 180 мм из стали 316, вырезанные согласно рис. 16 в тангенциальном (а) и радиальном (б) направлении, до (вверху) и после (внизу) механических испытаний

Исследования физико-механических свойств стали 316 (10Х17Н13М2) в литом виде после ЭШН ЖМ показали изотропность модельного слитка по сечению и высоте.

1. Электрошлаковый металл / Под ред. Б.Е. Патона и Б.И. Медовара. — Киев: Наук. думка, 1981. — 680 с.
2. Патон Б.Е., Медовар Л.Б., Саенко В.Я. О некоторых «старых новых» задачах ЭШП // Совр. электрометаллургия. — 2004. — № 3. — С. 7-10.
3. Патон Б.Е., Медовар Л.Б., Саенко В.Я. и др. Новый технологический процесс получения сверхкрупных стальных слитков способом ЭШН ЖМ // Там же. — 2007. — № 1. — С. 3-7.
4. Поліщук Г.О., Ремезов О.Г., Шевченко М.Т. та ін. Оцінка можливостей отримання круглих сталевих зливків вагою 60 т на базі 20-тонної печі ЕШП // Спеціальна металургія: вчора, сьогодні, завтра: Зб. пр. студентів і випускників кафедри ФХОТМ НТУУ «КПІ». — Київ: Політехніка, 2007. — С. 17-25.
5. Махненко В.И., Медовар Л.Б., Саенко В.Я. и др. Математическое моделирование процессов укрупнения слитков



Рис. 18. Образцы металла модельного слитка диаметром 110 / 180 мм из стали 316, вырезанные согласно рис. 16, после испытаний на ударную вязкость

из высоколегированных сталей и сплавов способом электрошлаковой наплавки жидким металлом в токоподводящем кристаллизаторе // Совр. электрометаллургия. — 2008. — № 4. — С. 30-37.

# РИСК РАЗРУШЕНИЯ В ЗОНЕ ХАРАКТЕРНЫХ ДЕФЕКТОВ СТАЛЬНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

**Махненко В.И., Миленин А.С., Махненко О.В.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Рассмотрены методы ранжирования характерных дефектов для обоснованной разработки графика ремонта сварных магистральных подземных трубопроводов без вывода их из эксплуатации. Предложена двухуровневая оценка выявленных дефектов — по результатам внутритрубной диагностики и диагностики с помощью шурфов. Вероятностные характеристики риска отказа предлагаются использовать в качестве основы ранжирования дефектов и приводятся примеры получения таких характеристик.

Наиболее характерными повреждениями стальных магистральных трубопроводов, особенно подземных, являются коррозионные, чаще всего в виде различного вида утонений стенки трубы снаружи или изнутри. Реже, но более опасные из них появляются в виде коррозионных трещин на наружной или внутренней поверхности трубопровода (рис. 1). Современные средства обнаружения дефектов трубопроводов и оценки их допустимости (рис. 2) на определенный срок эксплуатации позволяют достаточно эффективно решить проблемы устранения недопустимых дефектов традиционными методами ремонта, связанными с выводом дефектного участка из эксплуатации. Однако в последние годы довольно широко используются методы ремонта магистральных трубопроводов без вывода их из эксплуатации, что особенно важно в условиях интенсивной эксплуатации и ограниченного резерва для обеспечения необходимого транспорта нефти или газа. При этом часто возникает проблема очередности выполнения ремонтных работ для дефектов, квалифицированных как «недопустимые» согласно существующим стандартам оценки (см. рис. 1) [1–3]. При традиционном методе ремонта такая проблема не возникает, поскольку на выведенном из эксплуатации трубопроводе очередность ремонта дефектов с признаком «недопустимые» зависит от реальных возможностей и рациональных сроков ремонта всего участка без риска получения отказа в зоне одного из дефектов из-за неудачно составленного графика очередности ремонта. Понятно, что нормальная организация ремонта характерных недопустимых дефектов современных магистральных трубопроводов без их вывода из эксплуатации, в которой активно принимает участие ИЭС им. Е.О.

Патона НАНУ, требует более детального ранжирования поставленных в ремонтную очередь дефектов по признаку риска отказа за время очереди на ремонт, и именно этой проблеме посвящена настоящая работа.

В работе использованы следующие основные отличительные принципы ранжирования:

- для количественного сравнения важно, чтобы каждый дефект имел количественную характеристику риска отказа на период ожидания очереди на ремонт, т. е. вероятность отказа;
- детерминированные, достаточно апробированные критерии предельного состояния для соответствующего типа дефекта с учетом вариации исходных параметров (геометрических размеров дефекта, механических свойств материала), входящих в критерий предельного состояния (рис. 3–5);
- вероятность отказа определяется с помощью численного метода Монте-Карло.

Использовано уравнение предельного состояния

$$y = f(x_j, z_j, t) = 0, \quad (1)$$

где  $x_j$  — варьируемые параметры;  $z_j$  — детерминированные параметры;  $t$  — время.

$$P_{\text{отк}} = N(y < 0)/N \text{ при } N \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Для параметров  $x_j$  ( $j = 1, 2, \dots, J$ ) должен быть задан закон распределения  $\varphi(x_j)$  — плотность распределения.

Например, для характерного геометрического размера утонения стенки — глубины  $a$  — используется усеченный нормальный закон

$$\varphi(a) = \frac{1}{\zeta_a \sqrt{2\pi} S_a} \exp \left[ -\frac{(a - a_{cp})^2}{2\zeta_a^2} \right], A_a \leq a \leq B_a, \quad (3)$$

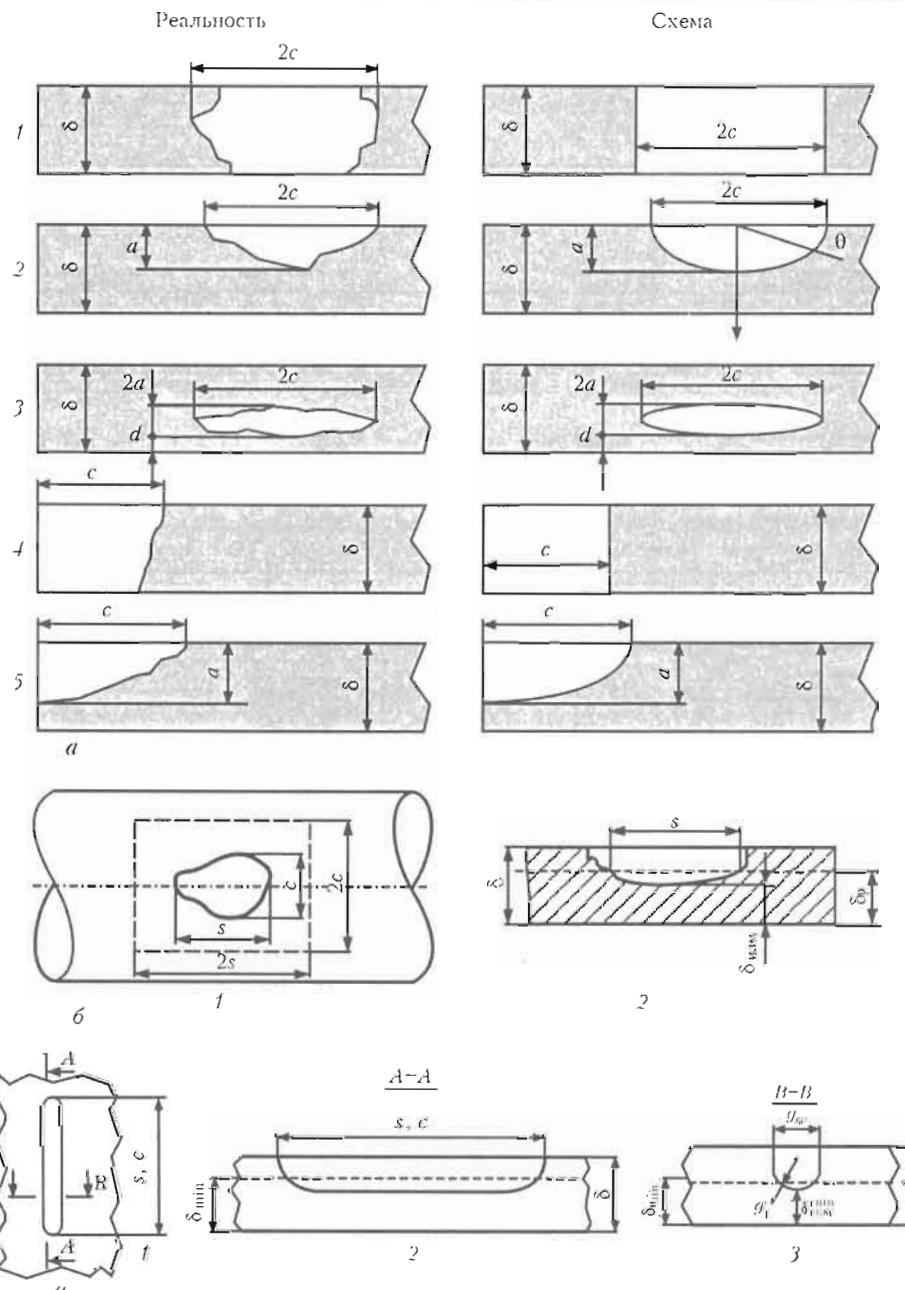


Рис. 1. Классификация дефектов типа несплошности материала: а — характерные виды трещинообразных дефектов: сквозные (1), поверхностные (2), подповерхностные (3), сквозные на кромке (4), поверхностные на кромке (5); б — локальное утонение ( $c \times s$ ) в стенке трубы ( $2c \times 2s$  — зона контроля): план (1), профиль (2); в — удлиненные объемные дефекты, имеющие форму канавок: дефект в виде канавки (вид сверху) (1), длина дефекта (сечение А-А) (2), ширина дефекта (сечение В-В) (3)

где  $\zeta_a$  — стандарт отклонения величины  $a$  от среднего значения  $a_{cp}$ ;  $A_a$  и  $B_a$  — нижняя и верхняя граница усеченного нормального закона;  $a_{cp} = \frac{B_a + A_a}{2}$ ;

$$S_a = erf\left(\frac{B_a - A_a}{\sqrt{2}\zeta_a}\right); \quad (4)$$

$S_a$  — нормирующий коэффициент для усеченного нормального закона.

Если  $\frac{B_a - A_a}{\zeta_a} = \omega$ , то в зависимости от  $\omega$  получим следующие значения  $S_a(\omega)$ :

| $\omega$                                    | 6     | 5     | 4     | 3     |
|---|-------|-------|-------|-------|
| $S_a = erf\left(\frac{k}{2\sqrt{2}}\right)$ | 0,997 | 0,998 | 0,954 | 0,866 |

Границы варьирования  $A_a$  и  $B_a$  в целом ряде случаев современной внутритрубной диагностики (см. рис. 2) назначить нетрудно.

Таким образом, если для всех варьируемых параметров  $x_j$  в (1) известны  $\phi(x_j)$ , то легко вычисляется вероятность, что выбранное значение  $x_j^{(n)}$  больше заранее заданного значения  $\Phi^{(n)}$ , равного

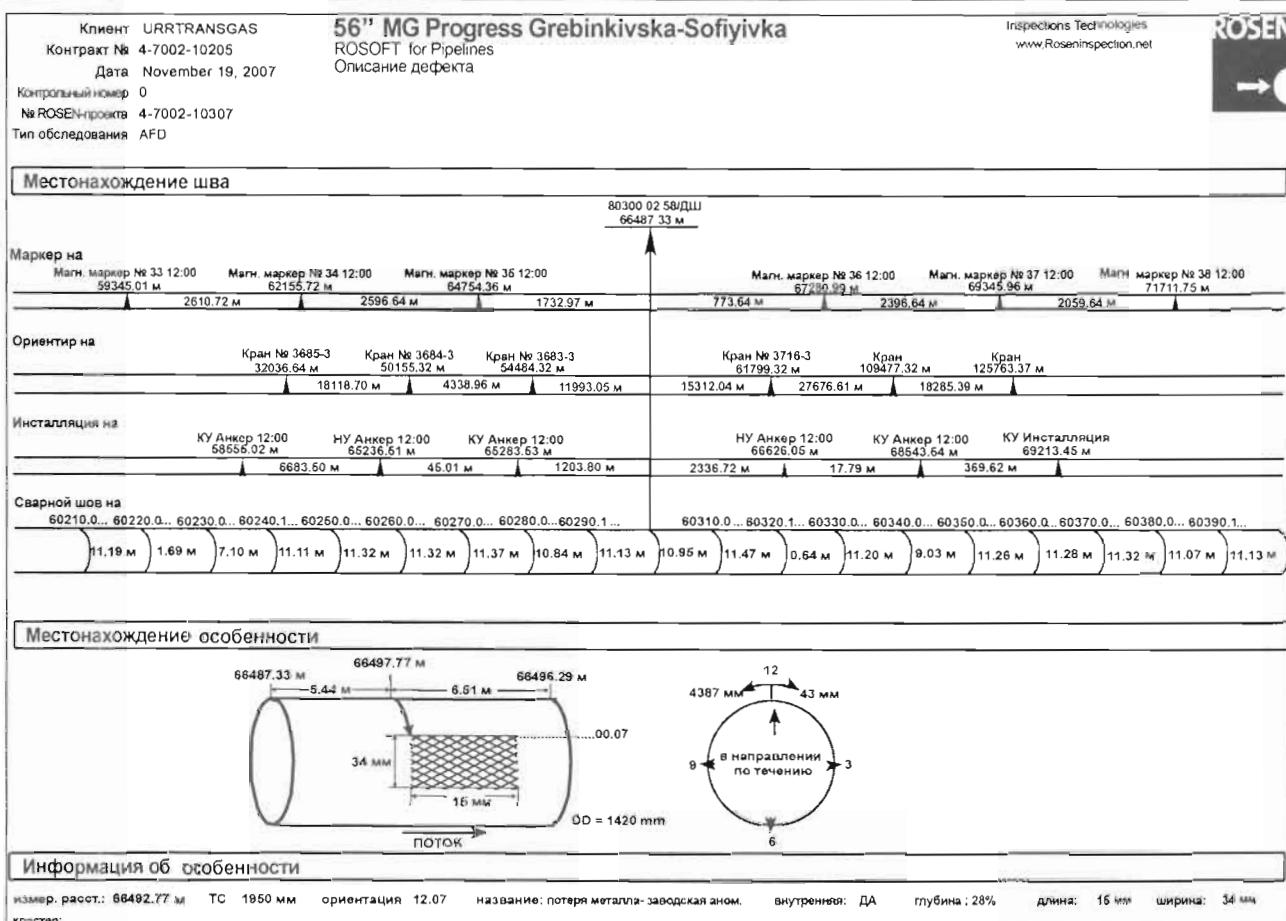


Рис. 2. Пример описания дефекта, обнаруженного при дефектоскопии магистрального трубопровода

некоторому случайному числу по генератору случайных чисел в пределах  $0 \leq \Phi^n \leq 1,0$ , т. е.

$$\Phi_j^{(n)} = \int_{A_j} \phi(x_j) dx_j$$

(5)

задает значение  $x_j^{(n)}$  ( $j = 1, 2, \dots, J$ ) для  $n$ -го численного варианта определения по (1) значения  $y^{(n)}$ .

При достаточно представительной выборке вариантов  $n = 1, \dots, N$  вероятность  $Q$  ( $y < 0$ ) находится без труда соответствующим делением количества вариантов с  $y < 0$  на  $N$ :  $\frac{N(y < 0)}{N}$ .

Остановимся на примере участка магистрального трубопровода диаметром  $D = 1420$  мм с толщиной стенки  $\delta = 20$  мм из стали 17Г1С с  $\sigma_t = 300$  МПа,  $\sigma_b = 510$  МПа. Рабочее давление газа составляет 7,5 МПа. На участке в результате внутритрубной диагностики обнаружено 10 недопустимых, подлежащих ремонту дефектов, характеристики которых указаны в табл. 1.

Весь участок технологически разделен на три зоны, в пределах которых ремонт возможен только последовательно. Необходимо определить очередьность ремонта в зонах I-II.

В табл. 2 приведены вероятности отказа дефектов № 1–10 согласно табл. 1 на различные периоды времени  $t$ , полученные на основании описанного выше подхода и известной для внутритрубной диагностики точности измерения обнаруженных дефектов и скорости коррозионного роста.

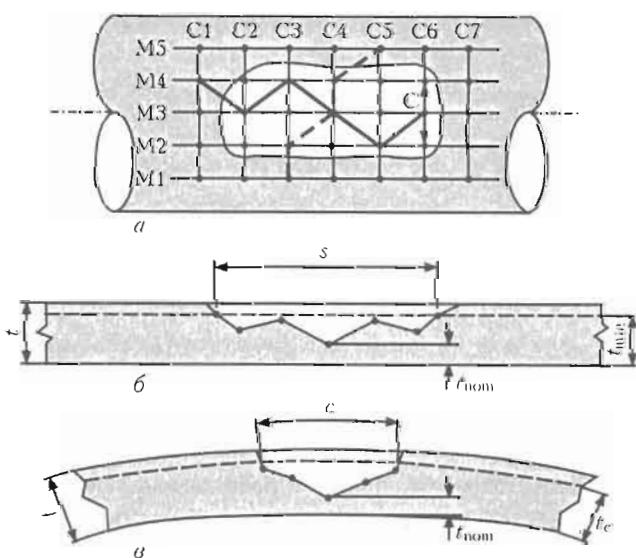


Рис. 3. Определение геометрических размеров дефектов типа утонения: а — вид в плане; б — продольное сечение; в — попечное сечение

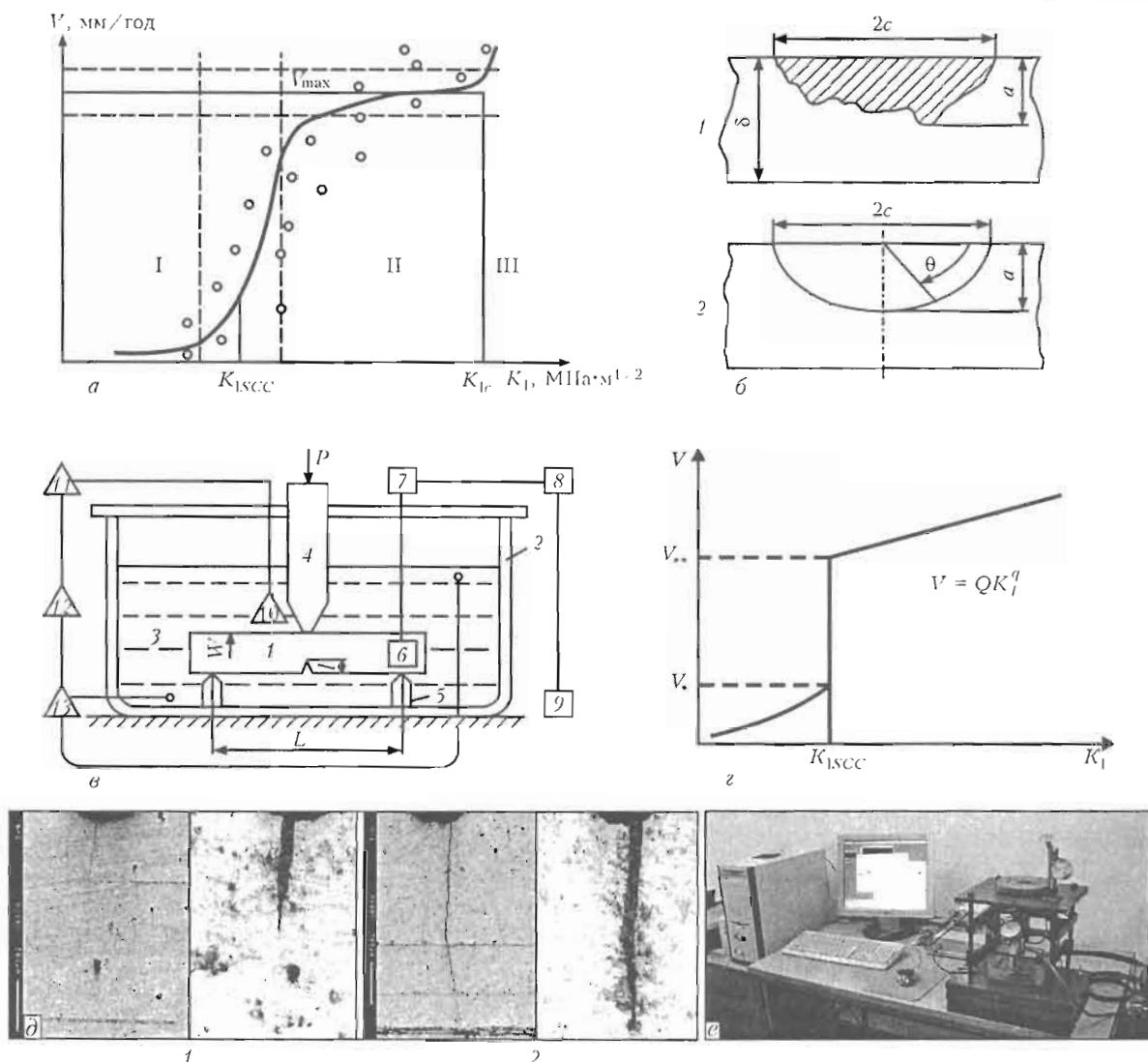


Рис. 4. Определение параметров диаграммы статической коррозионной трещиностойкости трубных сталей типа 17Г1С при почвенной коррозии: *а* — диаграмма статической коррозионной трещиностойкости; *б* — схема поверхностной трещины в стенке трубы (1) и ее описание полуэллиптической трещиной размером  $a \times 2c$  (2); *в* — схема испытаний для получения упрощенной диаграммы СКТ (1 — образец; 2 — ванна; 3 — коррозионная среда; 4 — индентор; 5 — опора; 6 — пьезоэлектрический датчик; 7 — усилители; 8 — источник акустической эмиссии; 9 — регистратор; 10 — датчик температуры среды; 11 — регулятор температуры; 12 — нагреватель среды; 13 — помпа циркуляции среды); *г* — упрощенная диаграмма СКТ; *д* — усталостная и подросшая коррозионная трещина: 1 —  $l_1 = 1,341$  мм,  $l_N = 1,413$  мм,  $\Delta l = 0,072$  мм; 2 —  $l_1 = 0,452$  мм,  $l_N = 0,572$  мм;  $\Delta l = 0,120$  мм; *е* — экспериментальная установка, созданная в ИЭС по схеме испытаний

Для вычисления этих данных использовали детерминированные уравнения предельного состояния типа (1), достаточно хорошо апробированные на практике как для утонений [4–7], так и для трещин [5–9]. С учетом данных табл. 2 для зон I–III по времени получим вероятность отказа, указанную в табл. 3.

По приведенным данным устанавливается последовательность проведения ремонтных работ по зонам, т. е. III→II→I. Итак, наличие информации о вероятности отказа по отдельным дефектам позволяет формализовать процесс составления рационального графика проведения ремонтных работ с учетом конкретных технологических обстоятельств.

Описанный процесс ранжирования дефектов является первым приближением, на основе которого решается вопрос об очередности ремонта. Далее следует шурфование трубопровода и оценка состояния в зоне дефекта в стационарных условиях с помощью более достоверных методов измерения. При этом дефект утонения становится ключевым, поскольку во многих случаях другие типы несквозных дефектов стенки, особенно поверхностные трещины, после соответствующей механической обработки сводятся к дефектам утонения, причем не требующим дополнительного ремонта.

Естественно, в этом случае важно достоверно оценить допустимость таких дефектов. С этой целью в ИЭС им. Е.О. Патона разработан соответст-

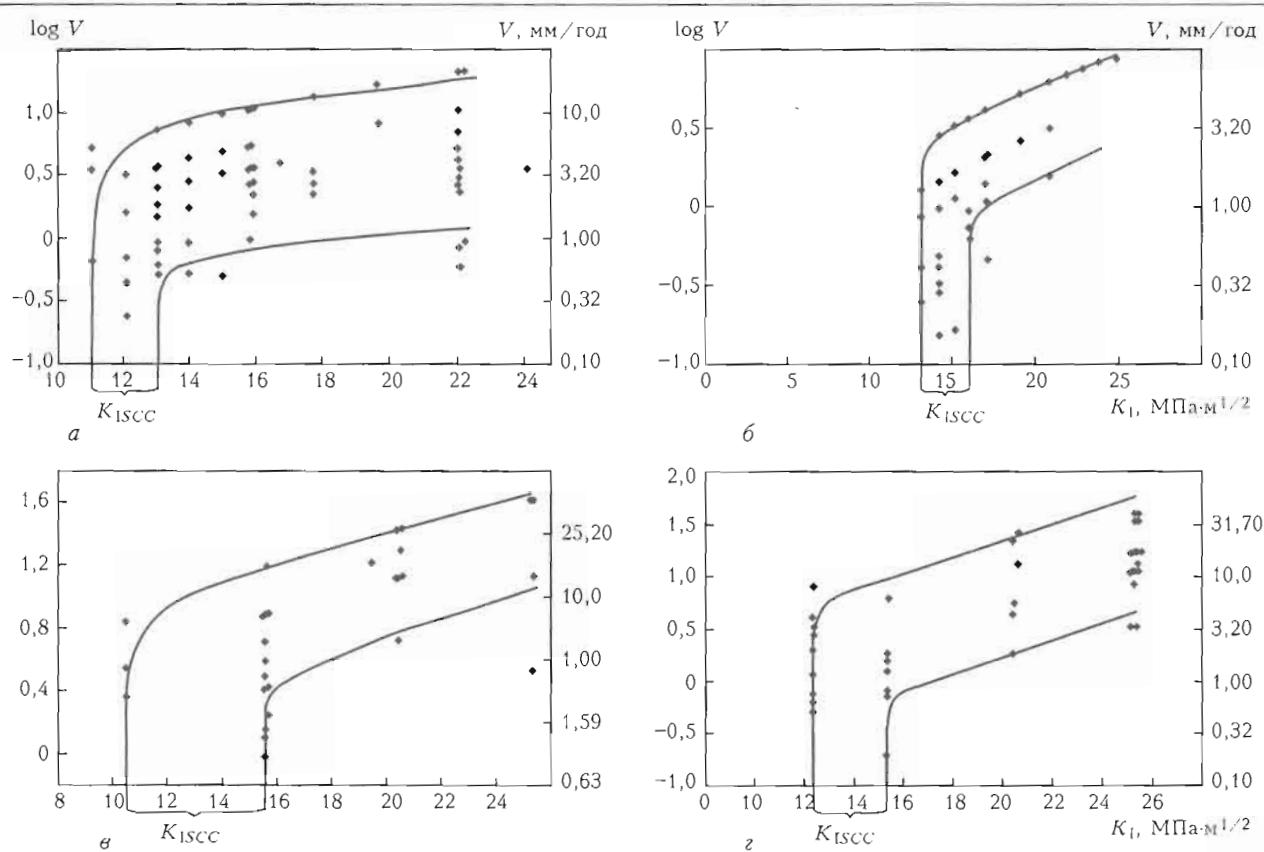


Рис. 5. Экспериментальные ДСКТ при различных условиях для стали 17Г1С: а — результаты трехнедельного испытания образца в 3 % растворе NaCl в виде  $\log V - K_1$  при температуре  $15 < T < 25$  °С; б — в водной вытяжке чернозема, pH = 8,2, температура испытаний 18–20 °С, продолжительность 265 ч, количество сигналов 311, среднее приращение трещины 0,064 мм, скорость роста трещины — 2,12 мм/год; в — в водной вытяжке песчаной почвы, pH = 7,83, температура испытаний 24 °С, продолжительность 163 ч, количество сигналов 157, среднее приращение трещины 0,135 мм, скорость роста 7,25 мм/год; г — в водной вытяжке суглинка, pH = 8,9, температура испытаний 24 °С, продолжительность 271 ч, количество сигналов 86, среднее приращение трещины 0,104 мм, скорость роста 3,1 мм/год

Таблица 1. Характеристики дефектов, подлежащих ремонту

| № дефекта | Дефекты утонения |          |                |      | № дефекта | Трещинообразные дефекты |                |          |      |
|-----------|------------------|----------|----------------|------|-----------|-------------------------|----------------|----------|------|
|           | $S$ , мм         | $c$ , мм | $\delta_{min}$ | Зона |           | Тип трещины             | $\bar{c}$ , мм | $a$ , мм | Зона |
| 1         | 330              | 200      | 16,0           | III  | 6         | Продольная              | 110            | 1,60     | II   |
| 2         | 210              | 200      | 16,8           | I    | 7         | Продольная              | 90             | 1,60     | III  |
| 3         | 350              | 350      | 15,7           | I    | 8         | Кольцевая               | 75             | 1,50     | III  |
| 4         | 400              | 350      | 15,1           | I    | 9         | Кольцевая               | 150            | 1,55     | I    |
| 5         | 380              | 400      | 15,5           | I    | 10        | Продольная              | 100            | 1,55     | III  |

Примечания.  $S$  — длина вдоль образующей;  $c$  — длина по окружности;  $\delta_{min}$  — минимальная толщина в зоне утонения;  $a$  — глубина трещины;  $\bar{c}$  — длина трещины.

Таблица 2. Расчетные вероятности отказа дефектов № 1–10 во времени эксплуатации

| № дефекта \ t, год | 1      | 2      | 3      | 4      | 5      | 6     | 7      | 8      | 9     | 10    |
|--------------------|--------|--------|--------|--------|--------|-------|--------|--------|-------|-------|
| 0                  | 0      | 0      | 0,0041 | 0,0041 | 0      | 0,013 | 0,005  | 0,001  | 0,004 | 0,002 |
| 0,5                | 0      | 0      | 0,0125 | 0,0056 | 0,007  | 0,139 | 0,0962 | 0,0353 | 0,054 | 0,041 |
| 1,0                | 0,0055 | 0,0015 | 0,026  | 0,240  | 0,0715 | 0,436 | 0,269  | 0,0612 | 0,251 | 0,177 |
| 1,5                | 0,0052 | 0,0142 | 0,131  | 0,490  | 0,213  | 0,796 | 0,600  | 0,462  | 0,317 | 0,419 |
| 2,0                | 0,179  | 0,063  | 0,338  | 0,758  | 0,494  | 0,979 | 0,864  | 0,720  | 0,937 | 0,715 |

вующий расчетный алгоритм, опирающийся более детально на физику деформирования и разрушения дефектов утонения в газопроводах и одновременно учитывающий рекомендации [4], основанные на большом объеме экспериментальных данных по испытанию трубопроводов.

Модель деформирования основана на трехмерном математическом описании в цилиндрической системе координат  $r, z, \beta$  деформирования участка стенки трубопровода (рис. 6), вырезанного координатными плоскостями  $z = \text{const}$ ,  $\beta = \text{const}$  с внутренним или наружным дефектом, поверхность которого задана уравнением

$$r = \frac{D}{2} - f(\beta, z). \quad (6)$$

На граничных плоскостях (см. рис. 1) и поверхности дефекта заданы граничные условия, соответствующие таковым для целой трубы без учета утонения, что вполне приемлемо при достаточно локальных габаритных размерах утонения  $s_0$  и  $c_0$ .

Внутри области  $V$ , ограниченной указанными граничными плоскостями и поверхностью дефекта, имеют место классические соотношения между компонентами тензора деформаций  $\epsilon_{ij}$  и вектором перемещений  $U_i$  в рамках геометрически линейной теории упругопластических деформаций [5], т. е.

$$\begin{aligned} \epsilon_{rr} &= \frac{\partial U_r}{\partial r}, \quad \epsilon_{\beta\beta} = \frac{U_r}{r} + \frac{\partial U_\beta}{r\partial\beta}, \quad \epsilon_{zz} = \frac{\partial U_z}{\partial z}, \\ 2\epsilon_{r\beta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial\beta} + r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U_\beta}{r} \right), \\ 2\epsilon_{z\beta} &= \frac{\partial U_\beta}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{r\partial\beta}, \quad 2\epsilon_{rz} = \frac{\partial U_r}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial r}. \end{aligned} \quad (7)$$

Соотношения (7) сохраняются и для компонентов тензора приращений деформаций  $\Delta\epsilon_{ij}$  и вектора приращений перемещений  $\Delta U_i$ , используемых при пластическом деформировании в рамках теории упругопластического течения.

Компоненты тензора напряжений  $\sigma_{ij}$  внутри области  $V$  удовлетворяют уравнениям равновесия, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{r\beta}}{\partial\beta} + \frac{\partial\sigma_{rz}}{\partial z} &= \sigma_{\beta\beta}; \\ \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma_{r\beta}) + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{\beta\beta}}{\partial\beta} + \frac{\partial\sigma_{\beta z}}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial r} (r\sigma_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial\sigma_{z\beta}}{\partial\beta} + \frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Связь между тензором напряжений и приращением перемещений в рамках теории упругопластического течения представляется в виде

Таблица 3. Вероятность отказа по зонам в различное время эксплуатации

|      | $t, \text{ год}$ | 0      | 0,5   | 1,0   | 1,5   | 2,0 |
|------|------------------|--------|-------|-------|-------|-----|
| Зона |                  |        |       |       |       |     |
| I    | 0,004            | 0,0177 | 0,327 | 0,592 | 0,967 |     |
| II   | 0,013            | 0,139  | 0,436 | 0,796 | 0,979 |     |
| III  | 0,0012           | 0,212  | 0,571 | 0,936 | 0,997 |     |

$$d\epsilon_{ij} = d \left[ \left( \frac{\sigma_{ij} - \sigma}{2G} \right) + K\sigma \right] + d\lambda(\sigma_{ij} - \sigma)(c), \quad (9)$$

где скалярная функция координат  $d\lambda$  определяется условием текучести Мизеса с изотропным упрочнением, т. е.

$$\begin{aligned} d\lambda &= 0, \text{ если } f = \sigma_{\text{экв}}^2 - \sigma_s^2(\omega) < 0, \\ \text{или } f &= 0, \text{ но } df < 0; \\ d\lambda &> 0, \text{ если } f = 0 \text{ и } df > 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Состояние  $f > 0$  недопустимо.

Здесь  $\sigma = \frac{1}{3} (\sigma_{rr} + \sigma_{\beta\beta} + \sigma_{zz})$ ;  $\sigma_{\text{экв}}$  — эквивалентное напряжение для тензора  $\sigma_{ij}$ ;  $\sigma_s(\omega)$  — деформирующие напряжения для данного материала в зависимости от параметра деформационного упрочнения  $\omega$ ;  $\omega = \int d\epsilon_{\text{экв}}^p$  — параметр Одквиста;  $d\epsilon_{\text{экв}}^p$  — приращение эквивалентной пластической деформации для тензора  $\epsilon_{ij}^p$ ;

$$d\epsilon_{ij}^p = d\lambda(\sigma_{ij} - \sigma). \quad (11)$$

Для реализации модели (6)–(8) в работе используется метод последовательного прослеживания нагрузки объема  $V$  возрастающей внешней нагрузкой, например, внутренним давлением  $P$ . На каж-

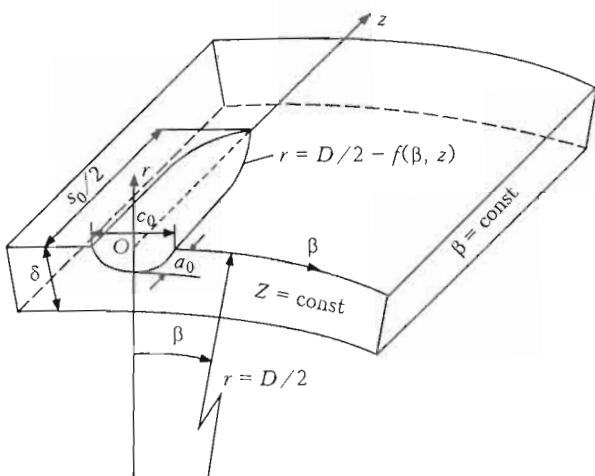


Рис. 6. Схема участка стенки трубопровода (область  $V$ ), вырезанного координатными плоскостями  $z = \text{const}$  и  $\beta = \text{const}$ , и дефекта утонения с размерами  $a$ ,  $s_0$ ,  $c_0$

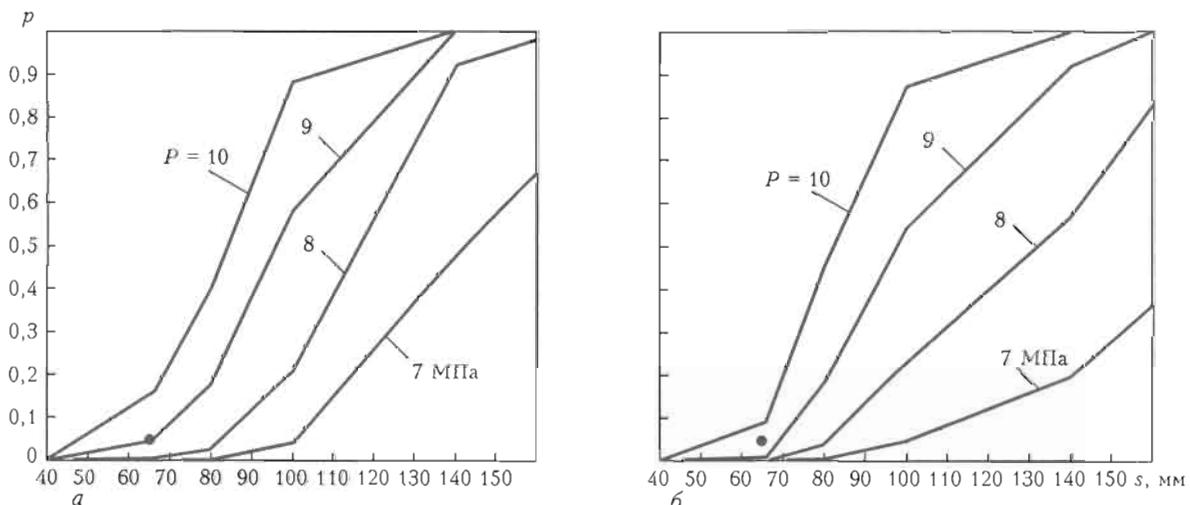


Рис. 7. Вероятность разрушения зоны наружного (а) и внутреннего (б) дефекта утонения с  $a = 14$  мм,  $c = 40$  мм в трубе  $1420 \times 20$  мм при  $\sigma_t = 440$  МПа,  $B = 420$  МПа,  $A = 500$  МПа в зависимости от  $s$  и  $P$  (здесь и на рис. 8, 9 ● — экспериментальные данные)

дом шаге прослеживания учет условия текучести (10) производится итерационным путем [6].

*Модель разрушения* основана на идеи вероятностного разрушения отрывом в зоне утонения (объеме  $V$ ), когда максимальные главные напряжения  $\sigma_1$  в этом объеме удовлетворяют условию

$$P = 1 - \exp \left[ - \int_V \left( \frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^n \frac{dV}{V_0} \right], \quad \sigma_1 > A, \quad (12)$$

где интегрирование производится только по элементарным объемам  $\Delta V$ , для которых  $\sigma_1 > A$ ;  $A$ ,  $B$ ,  $n$  — параметры трехпараметрического закона распределения Вейбулла;  $V_0$  — структурный параметр данной стали, который при хрупком разрушении в вершине трещины составляет  $V_0^{xp} \sim 0,05$  мм<sup>3</sup>, при вязком разрушении около  $h^3$ ;  $h$  — характерный размер конечных элементов, обеспечивающих достаточно точное численное решение для  $\sigma_1$  по модели деформирования в зоне утонения (6)–(11). Иными словами,  $V_0$  можно принимать равным  $\Delta V$ , т. е. элементарному объему в разбивке объема  $V$  (см. рис. 6) на конечные элементы. Остальные параметры в модели (12) определяются сопоставлением расчета по моделям (6)–(11), (12) с соответствующими экспериментальными данными. Нашие исследования показывают, что в качестве первого приближения можно опираться на рекомендации, основанные на многочисленных экспериментах, т. е. выражение (1), полагая, что при этом вероятность разрушения  $P$  не превышает 0,05.

Таким образом, параметры  $A$ ,  $B$ ,  $n$  определяются сочетанием моделей (6)–(12) с принципом наибольшего правдоподобия (минимизации неувязки по вероятности  $p$ ) при вариации размеров утонения ( $s_0$ ,  $\delta_{min}$ ) при заданных геометрических размерах и механических свойствах материала трубопровода. Ре-

зультаты такого подхода показывают, что достаточно хорошие результаты получаются при  $n = 4,0$ ;  $A = \frac{\sigma_b + \sigma_t}{2}$  ( $\sigma_b$  и  $\sigma_t$  — соответственно временное сопротивление и предел текучести материала в зоне утонения).

В итоге, имея  $A$ ,  $B$ ,  $n$  и размеры утонения различной формы, вероятность разрушения для различных геометрических параметров трубопровода из конкретной стали и внутреннего давления  $P$  можно рассчитывать на основе моделей (6)–(12).

На рис. 7 приведены такие результаты для трубопровода  $D \times \delta = 1420 \times 20$  мм из стали 17Г1С при наличии поверхностного дефекта утонения, форма поверхности которого описывается в зависимости от координат  $z$ ,  $r$ ,  $\beta$  следующим уравнением второго порядка;

$$\left( \frac{R_q - r}{a} \right)^2 + \left( \frac{2z}{s_0} \right)^2 + \left( \frac{D\beta}{c_0} \right)^2 = 1, \quad (13)$$

где  $R_q = \frac{D}{2}$  для наружного дефекта;  $R_q = \frac{D - 2s}{2}$  для внутреннего дефекта;  $a$ ,  $s_0$ ,  $c_0$  — габаритные размеры дефекта, имеющего плоскости симметрии  $z = 0$  и  $\beta = 0$ .

Из приведенных данных на рис. 7 видно, что наружный дефект обладает более низкой сопротивляемостью внутреннему давлению, чем внутренний. Однако это различие велико в зоне высоких вероятностей разрушения ( $p > 0,1$ ), что для практики не очень интересно. Поэтому отсутствие в [4] дифференциации дефектов утонения на внутренние или наружные, судя по данным для наружного дефекта утонения в стенках трубопроводов, является достаточно оправданным, но, тем не менее, об этом факте следует помнить.

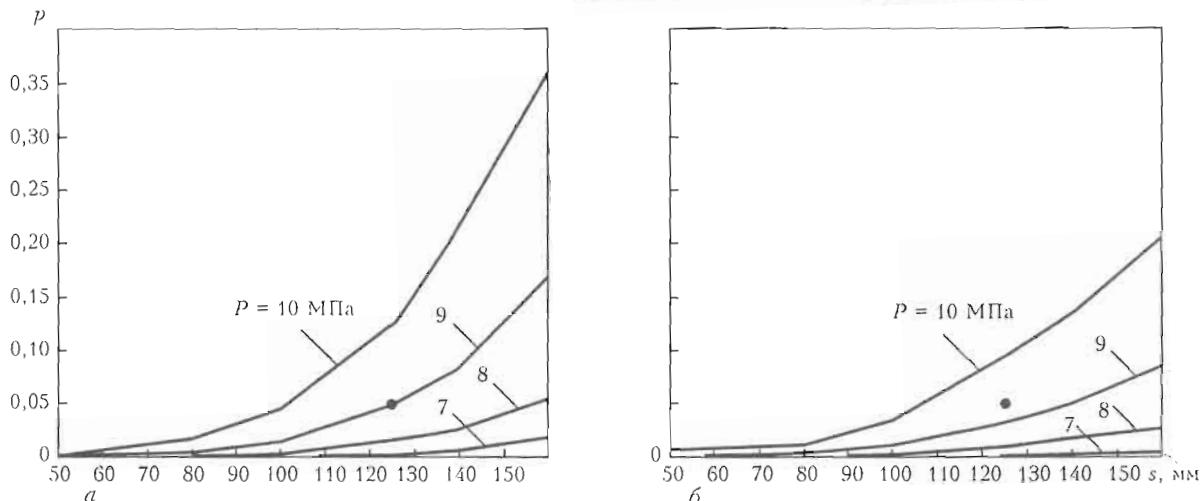


Рис. 8. Вероятность разрушения зоны наружного (а) и внутреннего (б) дефекта утонения с  $a = 10$  мм,  $c = 40$  мм в трубе  $1420 \times 20$  мм при  $\sigma_t = 440$  МПа,  $B = 830$  МПа,  $A = 500$  МПа в зависимости от  $s$  и  $P$

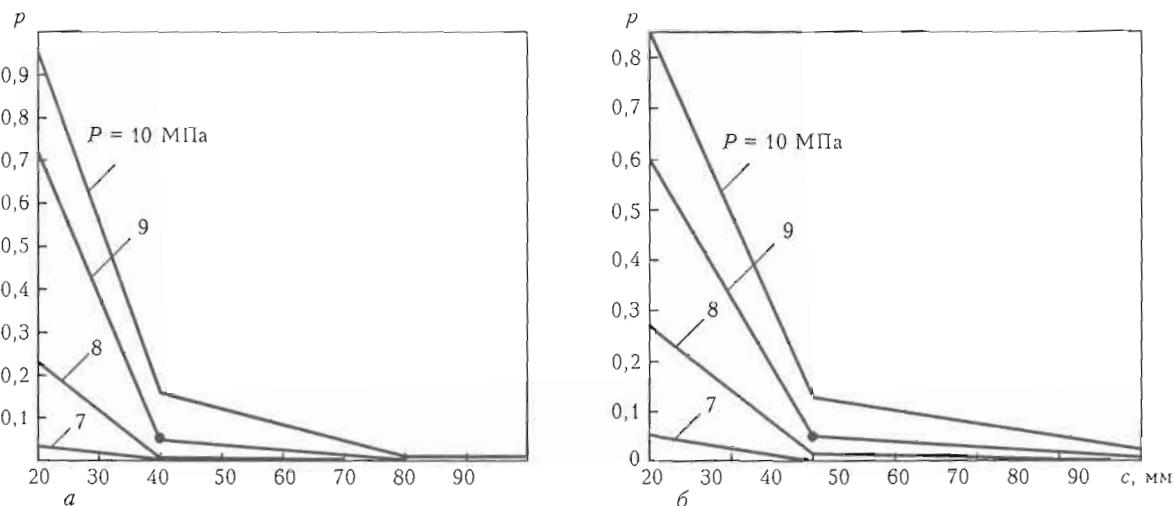


Рис. 9. Влияние ширины дефекта  $c$  на вероятность разрушения в трубе  $1420 \times 20$  мм при  $\sigma_t = 440$  МПа для различных  $P$  и  $s = 66$  мм: а —  $a = 14$  мм,  $B = 420$  МПа; б —  $a = 10$  мм,  $B = 830$  МПа

Данные на рис. 8, а, б для более мелких дефектов ( $a = 10$  мм) по сравнению с данными на рис. 7 для глубоких дефектов ( $a = 14$  мм) характеризуются меньшей стесненностью деформирования, более низкими напряжениями и, соответственно, меньшими вероятностями отказа. Это определяется не только более низкими напряжениями, но и значением  $B$  при постоянных  $A = 500$  МПа и  $\eta = 4,0$ . Так, на рис. 7 для  $a = 14$  мм  $B = 420$  МПа, а на рис. 8 для  $a = 10$  мм  $B = 830$  МПа на основании указанного выше выбора, опирающегося на данные рекомендации [4].

Определенный интерес представляют данные, приведенные на рис. 9, 10, иллюстрирующие влияние размера  $c$  на вероятность разрушения по используемой модели для глубокого утонения  $a = 14$  мм при постоянном значении  $s = 66$  мм. Эти данные хорошо согласуются с опытными данными, приведенными в [4] и других работах, о незначительном влиянии размера  $c$  дефекта утонения при

достаточно больших  $s$  и  $c$  на сопротивляемость разрушению. Новыми по сравнению с этим положение являются данные, типа приведенных на рис. 9 при  $c < 20$  мм (сопоставимых с толщиной стенки трубы). В этом случае канавочный дефект утонения приближается к трещине и соответственно возрастает концентрация напряжений, что отражается в величине вероятности отказа на рис. 9.

### Выводы

1. При расчетной оценке риска разрушения в зоне дефектов утонения современных магистральных газо- и нефтепроводов заслуживает внимания использование более общих подходов в описании как деформирования, так и разрушения, основанных на отказе от таких допущений, как прямые нормали и плоское напряженное состояние при деформировании зоны утонения и наличии одной локальной критической точки с экстремальными (детерминированными) условиями разрушения.

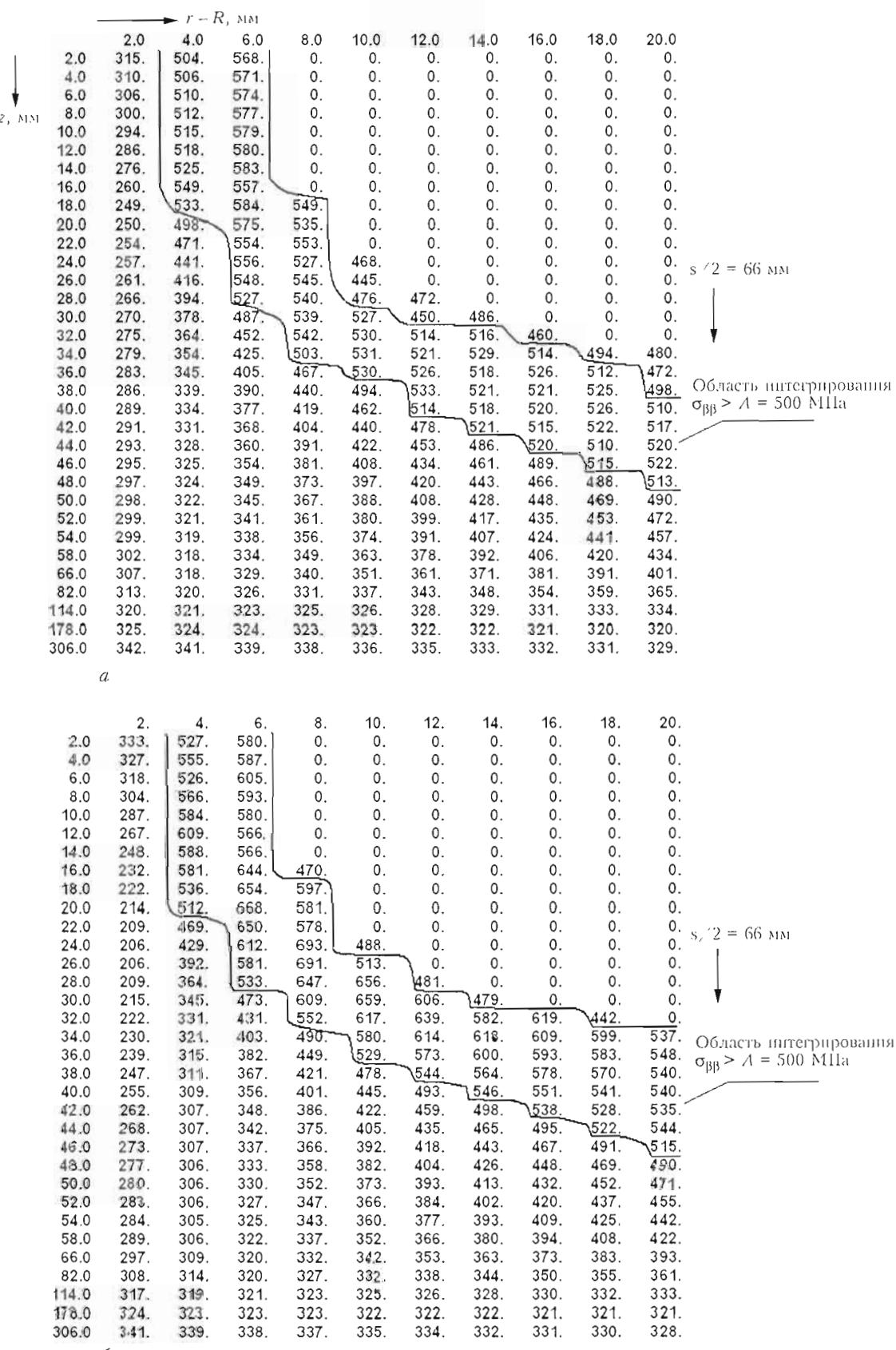


Рис. 10. Распределение окружных напряжений  $\sigma_{\beta\beta}$  в плоскости  $\beta = \beta_{kp}$  при  $P_{kp} = 10 \text{ МПа}$ ,  $\sigma_t = 440 \text{ МПа}$ ,  $a = 14 \text{ мм}$ ,  $s = 66 \text{ мм}$ ,  $c = 40$  (a) и  $20$  (b) мм

2. Предложенный метод расчета, свободный от указанных выше допущений, позволил выявить влияние, связанное с особенностями внутреннего или внешнего дефекта утонения, а также с поведением материала в интервале деформирования от начала пластического течения до разрушения.
1. *ВБН В.3.1-00013471-07:2007*: Магістральні трубопроводи. Методи ремонту дефектних ділянок. — Київ: Мін-во нафти та енергетики України, 2007. — 112 с.
  2. *ВРД 39-1.10-004-99*: Методические рекомендации по количественной оценке состояния магистральных газопроводов с коррозионными дефектами, их ранжированию по степени опасности и определению остаточного ресурса. — М.; СПб: Спецнефтегаз, 2000. — 52 с.
  3. *ВРД 39-1.10-001-99*: Руководство по анализу результатов внутритрубной инспекции и оценке опасности дефектов. — М.: ВНИИГАЗ, 2000. — 52 с.
  4. *Fitness-for-service: API Recommended Practice 579*. — Washington: API Publ. and Distr., 2000. — 625 p.
  5. *Махненко В.И.* Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. — Киев: Наук. думка, 2006. — 618 с.
  6. *Махненко В.И., Велико Ivanenko Е.А., Олейник О.И.* Выбор технологии устранения дефектов в магистральном трубопроводе без вывода его из эксплуатации // Автомат. сварка. — 2008. — № 6. — С. 12–18.
  7. *Махненко В.И., Велико Ivanenko Е.А., Олейник О.И.* Характеристики сопротивления разрушению материала трубопровода в зоне дефектов, риск отказа // Там же. — 2008. — № 7. — С. 5–14.
  8. *Махненко В.И., Шекера В.М., Оноприенко Е.М.* Определение параметров упрощенной диаграммы статической коррозионной трещиностойкости трубных сталей при почвенной коррозии // Там же. — 2008. — № 10. — С. 31–35.
  9. *Махненко В.И., Шекера В.М., Велико Ivanenko Е.А. и др.* Анализ условий возникновения коррозионных трещин в зоне кольцевых соединений // Там же. — 2009. — № 5. — С. 5–11.

# РАСЧЕТНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РИСКА ОТКАЗА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ СПЕКТРА СЛУЧАЙНЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ НАГРУЗОК

**Махненко В.И., Романова И.Ю.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Рассмотрена методика прогнозирования риска отказа сварных соединений из сталей ферритно-перлитного класса в условиях многоцикловой усталости на основе вероятностного подхода на этапе инициирования и подраствания до усталостной трещины критических размеров. Предложена модель вероятности инициирования усталостной трещины для известных классов сварных соединений по классификации МИС.

Усталостные разрушения сварных соединений и узлов являются наиболее распространенными ( $\approx 75\%$ ), поскольку при переменных циклических нагрузках в полной мере проявляются несовершенства в зоне сварных соединений, связанные с неоднородностью микроструктуры и механических свойств (физической неоднородностью), а также с геометрической неоднородностью и остаточными напряжениями. Этой проблеме уделяется большое внимание в различных исследовательских центрах мира [1–3]. Особенно заслуживают внимания обобщения, выполненные в МИС [4], по наиболее значительному направлению в этой области — инженерным методам расчета многоцикловой усталости различных сварных соединений как на стадии зарождения усталостной трещины, так и на стадии ее роста до критических размеров, соответствующих дальнейшему спонтанному разрушению. Надежность таких расчетов обеспечивается на уровне 95 % соответст-

вующими рекомендациями по предельным значениям допускаемых размахов напряжений и коэффициентов безопасности (факторов безопасности) [4].

Тем не менее, зачастую возникает необходимость получения вероятностных характеристик риска отказа сварных соединений для конкретных условий нагружения [5]. В определенной степени для этого можно использовать уже опубликованные экспериментальные данные по вероятности разрушения различных типов сварных соединений, связав эти данные с рекомендациями [4]. Поиск соответствующих опубликованных данных (неопубликованные в настоящее время стоят очень дорого) привел к руководству [5] 1987 г. шведской фирмы «Svenskt Stål» по проектированию (расчету на прочность) сварных узлов из высокопрочных (EHS) и абразивностойких (AR) сталей для шахтного, лесопильного оборудования, а также экскаваторов, самосвалов и т. п. Стали, особенно EHS, и сварные соединения в [5] вполне соответствуют указанным в [4], но при этом используется другая классификация, согласно которой класс соединения определяется отношением  $K_x = \frac{315}{\sigma_r}$  (где  $\sigma_r$  — максимальное напряжение при коэффициенте асимметрии цикла  $R = 0$ ;  $\Delta\sigma$  — размах номинальных напряжений), то есть  $\sigma_r \approx \Delta\sigma$ . На рис. 1 и в табл. 1 приведены значения  $\sigma_r = \Delta\sigma$  при  $R = 0$  для различных вероятностей отказа  $Q_B$ , отношений  $K_x$  и долговечностей  $N$ , что соответствует

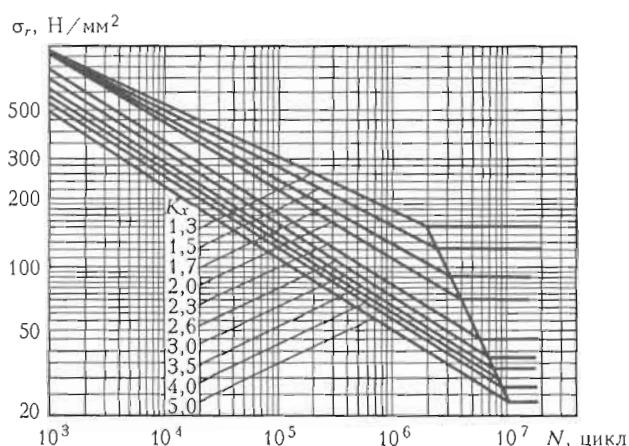


Рис. 1. Экспериментальные данные о сопротивлении усталости сварных соединений различных классов для вероятности  $Q_B = 10^{-5}$  [5]

$$\sigma_r = FATf_2(R)f_4(Q_B), \quad (1)$$

Таблица 1. Значения  $\sigma_r$ , МПа, в зависимости от  $K_x$ ,  $N$  и  $Q_B$  [5]

| $K_x$          | 1,3             | 1,5 | 1,7 | 2,0 | 2,3 | 2,6 | 3,0 | 3,5 | 4,0 | 5,0 |
|----------------|-----------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $N$ , цикл     | $Q_B = 10^{-2}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| $10^3$         | 900             | 900 | 900 | 900 | 900 | 900 | 900 | 800 | 720 | 600 |
| $10^4$         | 690             | 680 | 620 | 580 | 540 | 460 | 420 | 370 | 340 | 280 |
| $10^5$         | 400             | 350 | 325 | 290 | 245 | 220 | 195 | 175 | 160 | 135 |
| $6 \cdot 10^5$ | 260             | 220 | 195 | 170 | 138 | 120 | 110 | 100 | 87  | 74  |
| $10^6$         | 220             | 190 | 168 | 142 | 115 | 103 | 92  | 83  | 75  | 62  |
| $2 \cdot 10^6$ | 185             | 160 | 138 | 115 | 93  | 80  | 73  | 65  | 58  | 48  |
|                | $Q_B = 10^{-3}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| $10^3$         | 900             | 900 | 900 | 900 | 900 | 856 | 781 | 705 | 655 | 554 |
| $10^4$         | 636             | 598 | 559 | 529 | 450 | 398 | 362 | 327 | 304 | 257 |
| $10^5$         | 357             | 321 | 289 | 258 | 209 | 184 | 168 | 152 | 141 | 119 |
| $6 \cdot 10^5$ | 228             | 197 | 176 | 147 | 115 | 101 | 93  | 84  | 78  | 66  |
| $10^6$         | 201             | 172 | 149 | 125 | 97  | 86  | 78  | 71  | 66  | 55  |
| $2 \cdot 10^6$ | 169             | 143 | 123 | 101 | 77  | 68  | 62  | 56  | 52  | 44  |
|                | $Q_B = 10^{-4}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| $10^3$         | 900             | 900 | 900 | 900 | 900 | 800 | 710 | 650 | 600 | 520 |
| $10^4$         | 600             | 560 | 520 | 490 | 410 | 360 | 340 | 300 | 280 | 240 |
| $10^5$         | 340             | 300 | 270 | 240 | 190 | 170 | 158 | 140 | 130 | 112 |
| $6 \cdot 10^5$ | 215             | 185 | 160 | 137 | 107 | 95  | 87  | 78  | 70  | 63  |
| $10^6$         | 185             | 160 | 140 | 115 | 87  | 80  | 73  | 65  | 58  | 53  |
| $2 \cdot 10^6$ | 160             | 135 | 114 | 94  | 70  | 64  | 57  | 52  | 47  | 42  |
|                | $Q_B = 10^{-5}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| $10^3$         | 900             | 900 | 900 | 900 | 781 | 692 | 642 | 592 | 554 | 491 |
| $10^4$         | 557             | 514 | 481 | 450 | 363 | 322 | 298 | 275 | 257 | 228 |
| $10^5$         | 312             | 276 | 249 | 219 | 168 | 149 | 138 | 128 | 119 | 106 |
| $6 \cdot 10^5$ | 199             | 170 | 150 | 125 | 93  | 82  | 76  | 70  | 66  | 58  |
| $10^6$         | 176             | 148 | 129 | 107 | 78  | 69  | 64  | 59  | 55  | 49  |
| $2 \cdot 10^6$ | 148             | 123 | 106 | 86  | 62  | 55  | 51  | 47  | 44  | 39  |

$FAT$  по [4];  $FAT$  – минимальный размах номинальных напряжений.

Для описания величины  $Q_B$  предлагается использовать трехпараметрический закон Вейбулла в виде

$$Q_B = \left( \frac{\Delta\sigma - A}{B} \right)^\eta \text{ при } \Delta\sigma \geq A; \\ Q_B = 0 \text{ при } \Delta\sigma < A,$$
(2)

где  $A$ ,  $B$ ,  $\eta$  – параметры этого закона, зависящие от  $K_x$  (или  $FAT$ ) и  $N$ . Их можно определить, используя данные табл. 1. В результате достаточно хорошее согласование получено при  $\eta = 4,0$  и зависимостью  $A$  и  $B$  от долговечности  $N$  и  $FAT$  (рис. 2).

Покажем степень согласованности расчета  $Q_B$  по (2) с экспериментальными данными табл. 1, используя указанную выше зависимость между  $K_x$  и  $FAT$  в виде

$$FAT(K_x) = \sigma_r(K_x, Q_B = 5 \cdot 10^{-2}, N = 2 \cdot 10^6) / 1,2. \quad (3)$$

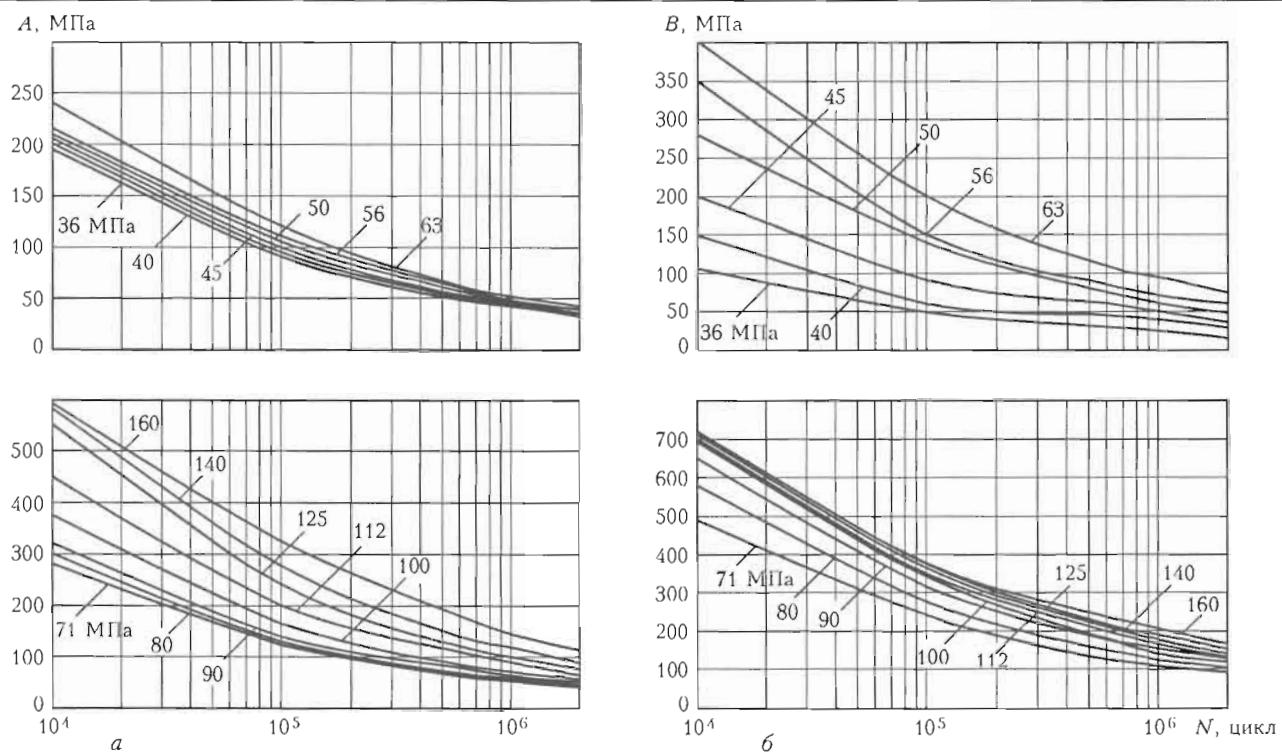
Соответствующие результаты приведены в табл. 2, которые показывают, что экспериментальные данные по [5] для  $\sigma_r$  из табл. 1 и расчетные данные по

(2) при разных параметрах  $A$  и  $B$  для  $Q_B = 10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$  достаточно хорошо согласуются.

Особый интерес представляет вопрос, как расчет по допускаемой вероятности разрушения согласуется с расчетом при заданном факторе безопасности  $\gamma_m = 1,0-1,4$ , рекомендуемом в [4]. В табл. 3 приведены такие данные для сварных соединений с различными  $K_x$  по [5] и соответствующим  $FAT$  по [4] для долговечности  $N = 2 \cdot 10^6$  циклов при коэффициенте асимметрии цикла  $R = 0$ .

Видно, что относительно небольшое изменение  $\gamma_m$  приводит к резкому изменению  $Q_B$ , т. е. при разумных рисках отказа в пределах  $Q_B = 10^{-4}$  необходимость в  $\gamma_m$  больше 1,64 невелика. Соответственно, при  $\gamma_m = 1,4$  вероятность отказа для рассматриваемых условий находится на уровне  $10^{-3}$ .

Здесь следует отметить, что в большинстве случаев вероятность  $Q_B$  определяет риск зарождения усталостной макротрешины, после чего наступает период ее роста до критических размеров и перехода к условиям спонтанного разрушения. Таким образом, рекомендуемые в [4] значения  $\gamma_m$  в пределах 1,0–1,4 соответствуют вероятности возникно-

Рис. 2. Зависимость параметров уравнения Вейбулла  $A$  (а) и  $B$  (б) от долговечности  $N$  и  $FAT$  сварного соединения

вения усталостной трещины на уровне  $Q_B = 5 \cdot (10^{-2} - 10^{-3})$ , что в зависимости от тяжести ожидаемых последствий [4] является вполне обоснованным.

Возможность получения количественных характеристик относительно вероятности зарождения усталостных трещин для отдельных сварных соеди-

Таблица 2. Сопоставление экспериментальных значений  $\sigma_r$ , МПа, из табл. 1 [5] с рассчитанными по (3) для  $N = 2 \cdot 10^6$  циклов при средних значениях параметров  $A_{ср}$  и  $B_{ср}$ 

| $K_x$           | 1,3 | 1,5 | 1,7 | 2,0 | 2,3 | 2,6 | 3,0 | 3,5 | 4,0 | 5,0 |
|-----------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $Q_B = 10^{-2}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| [5]             | 185 | 160 | 138 | 115 | 93  | 80  | 73  | 65  | 58  | 48  |
| (3)             | 192 | 166 | 141 | 120 | 95  | 84  | 75  | 67  | 60  | 50  |
| $Q_B = 10^{-3}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| [5]             | 169 | 143 | 123 | 101 | 77  | 68  | 62  | 56  | 52  | 44  |
| (3)             | 170 | 145 | 124 | 102 | 78  | 70  | 63  | 57  | 52  | 44  |
| $Q_B = 10^{-4}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| [5]             | 160 | 135 | 114 | 94  | 70  | 64  | 57  | 52  | 47  | 42  |
| (3)             | 158 | 133 | 113 | 93  | 69  | 62  | 56  | 51  | 47  | 41  |
| $Q_B = 10^{-5}$ |     |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| [5]             | 148 | 123 | 106 | 86  | 62  | 55  | 51  | 47  | 44  | 39  |
| (3)             | 151 | 126 | 108 | 87  | 63  | 57  | 52  | 48  | 45  | 40  |

Таблица 3. Фактор безопасности  $\gamma_m$  для  $N = 2 \cdot 10^6$  циклов при  $R = 0$ 

| $K_x$ | $FAT$ , МПа | $Q_B = 5 \cdot 10^{-2}$ |            | $Q_B = 10^{-2}$      |            | $Q_B = 10^{-3}$      |            | $Q_B = 10^{-4}$      |            | $Q_B = 10^{-5}$      |            |
|-------|-------------|-------------------------|------------|----------------------|------------|----------------------|------------|----------------------|------------|----------------------|------------|
|       |             | $\Delta\sigma$ , МПа    | $\gamma_m$ | $\Delta\sigma$ , МПа | $\gamma_m$ | $\Delta\sigma$ , МПа | $\gamma_m$ | $\Delta\sigma$ , МПа | $\gamma_m$ | $\Delta\sigma$ , МПа | $\gamma_m$ |
| 1,7   | 135         | 161,9                   | 1,0        | 138                  | 1,17       | 123                  | 1,32       | 114                  | 1,42       | 106                  | 1,53       |
| 2,0   | 116         | 139,5                   | 1,0        | 115                  | 1,21       | 101                  | 1,38       | 94                   | 1,48       | 86                   | 1,62       |
| 2,3   | 95          | 114,6                   | 1,0        | 93                   | 1,23       | 77                   | 1,49       | 70                   | 1,64       | 62                   | 1,85       |
| 2,6   | 84          | 100,6                   | 1,0        | 80                   | 1,26       | 68                   | 1,48       | 64                   | 1,58       | 55                   | 1,83       |
| 3,0   | 74          | 89,0                    | 1,0        | 73                   | 1,22       | 62                   | 1,43       | 57                   | 1,56       | 51                   | 1,74       |
| 3,5   | 65          | 78,0                    | 1,0        | 65                   | 1,20       | 56                   | 1,39       | 52                   | 1,50       | 47                   | 1,66       |
| 4,0   | 58          | 68,7                    | 1,0        | 58                   | 1,18       | 52                   | 1,32       | 47                   | 1,46       | 44                   | 1,56       |
| 5,0   | 46          | 55,6                    | 1,0        | 48                   | 1,16       | 44                   | 1,26       | 42                   | 1,32       | 39                   | 1,42       |

Таблица 4. Примеры расчета долговечности узлов с 15-ю сварными соединениями

| $N = 2 \cdot 10^6$ циклов         |        |        |   |                      |                      |                      |
|-----------------------------------|--------|--------|---|----------------------|----------------------|----------------------|
| FAT, МПа                          | A, МПа | B, МПа | n | $\Delta\sigma$ , МПа | Q(1)                 | Q(n)                 |
| 71                                | 44     | 88     | 5 | 70                   | $7,59 \cdot 10^{-3}$ | $3,79 \cdot 10^{-2}$ |
| 63                                | 42     | 73     | 5 | 60                   | $3,68 \cdot 10^{-3}$ | $1,84 \cdot 10^{-2}$ |
| 45                                | 36     | 36     | 2 | 50                   | $2,26 \cdot 10^{-2}$ | $4,52 \cdot 10^{-2}$ |
| 36                                | 32     | 15     | 3 | 40                   | $7,77 \cdot 10^{-2}$ | $2,33 \cdot 10^{-1}$ |
| $\Sigma Q_B = 2,84 \cdot 10^{-1}$ |        |        |   |                      |                      |                      |
| $N = 10^6$ циклов                 |        |        |   |                      |                      |                      |
| 71                                | 55     | 120    | 5 | 70                   | $2,44 \cdot 10^{-4}$ | $1,22 \cdot 10^{-3}$ |
| 63                                | 52     | 95     | 5 | 70                   | $1,29 \cdot 10^{-3}$ | $6,44 \cdot 10^{-3}$ |
| 45                                | 46     | 49     | 2 | 60                   | $6,64 \cdot 10^{-3}$ | $1,33 \cdot 10^{-2}$ |
| 36                                | 43     | 25     | 3 | 45                   | $4,09 \cdot 10^{-5}$ | $1,23 \cdot 10^{-4}$ |
| $\Sigma Q_B = 2,10 \cdot 10^{-2}$ |        |        |   |                      |                      |                      |
| $N = 6 \cdot 10^5$ циклов         |        |        |   |                      |                      |                      |
| 71                                | 65     | 125    | 5 | 80                   | $2,07 \cdot 10^{-4}$ | $1,03 \cdot 10^{-3}$ |
| 63                                | 62     | 108    | 5 | 80                   | $7,71 \cdot 10^{-4}$ | $3,85 \cdot 10^{-3}$ |
| 45                                | 53     | 64     | 2 | 70                   | $4,96 \cdot 10^{-3}$ | $9,93 \cdot 10^{-3}$ |
| 36                                | 48     | 35     | 3 | 60                   | $1,37 \cdot 10^{-2}$ | $4,12 \cdot 10^{-2}$ |
| $\Sigma Q_B = 5,44 \cdot 10^{-2}$ |        |        |   |                      |                      |                      |
| $N = 10^5$ циклов                 |        |        |   |                      |                      |                      |
| 71                                | 125    | 240    | 5 | 140                  | $1,52 \cdot 10^{-5}$ | $7,63 \cdot 10^{-5}$ |
| 63                                | 120    | 200    | 5 | 140                  | $9,99 \cdot 10^{-5}$ | $5,00 \cdot 10^{-4}$ |
| 45                                | 100    | 90     | 2 | 110                  | $1,52 \cdot 10^{-4}$ | $3,05 \cdot 10^{-4}$ |
| 36                                | 90     | 50     | 3 | 100                  | $1,60 \cdot 10^{-3}$ | $4,79 \cdot 10^{-3}$ |
| $\Sigma Q_B = 5,66 \cdot 10^{-3}$ |        |        |   |                      |                      |                      |
| $N = 10^4$ циклов                 |        |        |   |                      |                      |                      |
| 71                                | 280    | 490    | 5 | 310                  | $1,40 \cdot 10^{-5}$ | $7,02 \cdot 10^{-5}$ |
| 63                                | 240    | 400    | 5 | 270                  | $3,16 \cdot 10^{-5}$ | $1,58 \cdot 10^{-4}$ |
| 45                                | 205    | 200    | 2 | 220                  | $3,16 \cdot 10^{-5}$ | $6,33 \cdot 10^{-5}$ |
| 36                                | 195    | 105    | 3 | 210                  | $4,16 \cdot 10^{-4}$ | $1,25 \cdot 10^{-3}$ |
| $\Sigma Q_B = 1,54 \cdot 10^{-3}$ |        |        |   |                      |                      |                      |

нений позволяет более обосновано оценивать вероятность безопасной эксплуатации отдельных узлов с большим количеством сварных соединений разного типа (разные FAT) с различными размахами напряжений (табл. 4).

Используются известные зависимости:

$$Q(n) = 1 - \exp[-nQ(1)]; \quad (4)$$

$$\Sigma Q_B = 1 - \exp[-\Sigma Q(n)],$$

где  $n$  — количество однотипных соединений при заданном FAT;  $Q(1)$  — вероятность отказа одного соединения;  $Q(n)$  — вероятность отказа хотя бы одного из  $n$  однотипных соединений;  $\Sigma Q_B$  — вероятность отказа хотя бы одного из соединений сварного узла.

Из табл. 4 видно, что вероятность  $\Sigma Q_B$  всегда выше вероятности  $Q(n)$ , которая, в свою очередь, выше  $Q(1)$ , т. е. обеспечение безопасности сварного узла только по одному из наиболее слабых соединений без учета характеристик других соединений является далеко не всегда обоснованным подходом.

Для спектра циклического нагружения, при котором задается класс или FAT сварного соединения, размах изменения номинальных напряжений  $\Delta\sigma_j$ , асимметрия цикла нагружения  $R_j$ , количество циклов  $N_j$  для  $j$ -го элемента спектра ( $j = 1, 2, \dots, J$ ), используя гипотезу линейного суммирования повреждаемости от каждого  $j$ -го цикла, получим

$$Q_B^{(j)} = \left( \frac{\Delta\sigma_j - A}{B} \right)^4 \text{ при } \Delta\sigma_j \geq A_j; \quad (5)$$

$$Q_B^{(j)} = 0 \text{ при } \Delta\sigma_j < A_j,$$

где  $A_j$  и  $B_j$  определяются по данным, приведенным на рис. 2 для соответствующих FAT и  $N_j$ .

Соответственно от всех  $J$ -элементов спектра согласно (4)

$$\Sigma Q_B = 1 - \exp \left[ - \sum_{j=1}^J Q_B^{(j)} \right]. \quad (6)$$

Это выражение дает возможность определить вероятность отказа по зарождению усталостной трещины для спектра циклического нагружения. В си-

лу основной гипотезы эта зависимость не учитывает очередность приложения элементов спектра нагрузки, что важно при случайном порядке нагружения. Рассмотрим это применительно к поверхностной (полуэллиптической) трещине (рис. 3), когда ее геометрические размеры  $a$  и  $c$  за  $\Delta N$  циклов изменяются: нагрузки увеличиваются в соответствии с уравнением [4]:

$$\frac{dJ}{dN} = C_0 \Delta K_1^m(l), \text{ если } \Delta K_1^l > \Delta K_{th}(R); \\ \frac{dJ}{dN} = 0, \text{ если } \Delta K_1^l > \Delta K_{th}(R); \quad l = a, c, \quad (7)$$

где  $\Delta K_1^l$  – размах изменения коэффициента интенсивности напряжений  $K_1(l)$  соответственно в вершине трещины, имеющей размеры  $c$  и  $a$  (см. рис. 3);

$$\Delta K_1^l = K_1^{\max}(l) - K_1^{\min}(l); \quad (8)$$

$$R = K_1^{\min}/K_1^{\max}; \quad (9)$$

$C_0$  и  $m$  – экспериментальные характеристики материала в зоне трещины [4];  $\Delta K_{th}(R)$  – пороговое значение величины  $K_1(l)$ , полученное экспериментально [4].

Значения  $K_1^{\max}(l)$  и  $K_1^{\min}(l)$  определяются по известным из работы [4] зависимостям с учетом размеров трещин  $l$  и заданных элементов спектра нагрузки  $\Delta\sigma_j$  (рис. 4), а также нерелаксированных остаточных напряжений  $\sigma_{res}$  в зоне трещины.

Численное интегрирование уравнений (7)–(9) при заданных начальных размерах трещины  $l_0 = a_0$ ,  $c_0$  позволяет определить  $K(N)$  в зависимости от  $N$  до критических размеров  $l_{kp}$  трещины, при которых наступает период ее спонтанного роста, определяемый условием

$$Y = -K_r + f(L_r) < 0, \quad (10)$$

где  $K_r = \frac{K_1^{\max}(l_0)}{K_{lc}}$ ;  $L_r = \frac{\sigma_{ref}}{\sigma_r} \leq L_r^{\max} = \frac{\sigma_t + \sigma_b}{2\sigma_t}$ ;  $K_{lc}$  – вязкость разрушения материала в зоне трещины;  $\sigma_t$  – предел текучести;  $\sigma_b$  – временное сопротивление материала в зоне трещины;  $\sigma_{ref} = \sigma_{ref}(l)$  –

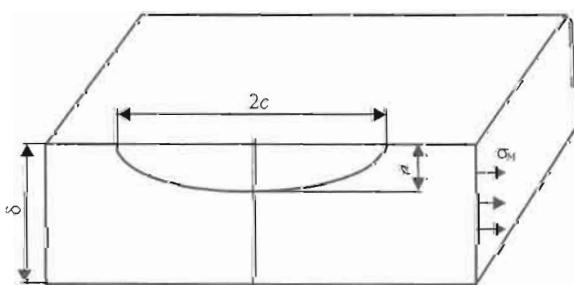


Рис. 3. Схема поверхностной полуэллиптической трещины в элементе конструкции толщиной  $\delta$  при мембранных напряжениях  $\sigma_m$

напряжения в зоне трещины при нагрузке  $P_j^{\max}(N)$ , ответственные за механизм пластической неустойчивости [4].

При  $L_r > L_r^{\max}$  в (10) принимается  $f(L_r) = 0$ , что соответствует разрушению по механизму пластической неустойчивости.

Зависимость  $f(L_r)$  при  $L_r \leq L_r^{\max}$  обычно аппроксимируется уравнением [4]

$$f(L_r) = (1 - 0,14L_r^2)[0,3 + 0,7 \exp(-0,65L_r^6)]. \quad (11)$$

Уравнения (7)–(11) описывают долговечность роста усталостной трещины ( $a_0 \times 2c_0$ ) при детерминированной последовательности приложения элементов спектра циклической нагрузки (см. рис. 4). Для учета случайного характера приложения такой нагрузки в работе предлагается использовать метод Монте-Карло [6], в соответствии с которым на каждом шаге прослеживания элемента спектра  $j$  выбирается с помощью датчика случайных чисел  $0 \leq \Phi \leq 1$  и таблицы соответствия между  $j$  и  $\Phi$ . Получаемые в результате критические значения  $l_{kp} = a_{kp}$ ,  $c_{kp}$  и  $N_{kp}$  являются случайными величинами. Повторяя процесс прослеживания  $Z$  раз, получаем выборку значений  $N_{kp}$ , для которой находим среднее значение долговечности  $N_{kp}(Z)$ . При достаточной презентабельности выборки  $(N_{kp}(Z)) \approx \text{const}$  при увеличении  $Z$  рассчитываются вероятностные кривые отказа  $P_{ot}(N_{kp})$ .

Рассмотрим конкретный пример применения изложенного подхода. На рис. 5 показана схема одностороннего стыкового шва усиления продольной балки грузового вагона-платформы, выполненного из стали 09Г2С. Постулируется, что возможны отдельные непровары в корне шва в виде поверхностных трещин размерами  $a_0 \times 2c_0$ . Продольные напряжения, связанные с вертикальной нагрузкой (изгибом рамы)  $\sigma_{st}$ , действуют поперек шва. Согласно [7] в зависимости от скорости движения вагона-платформы можно определить амплитуду динамических (циклических) напряжений, используя расчетный коэффициент динамичности  $K_{dj}$  ( $j = 1-10$ ), т. е.

$$\sigma_a = 0,5 K_{dj} \sigma_{st}. \quad (12)$$

В табл. 5 приведены по [7] значения  $K_{dj}$ , полученные в зависимости от скорости движения вагона-платформы  $w_j$ , а также доли  $p_j$  в общем количестве циклов нагружения при его движении с данной скоростью, что позволяет для базовой долговечности  $N_0$  определить количество циклов нагружения  $\Delta N_j$  при размахе мембранных напряжений в зоне стыка  $\Delta\sigma_j = 2K_{dj}\sigma_{st}$ .

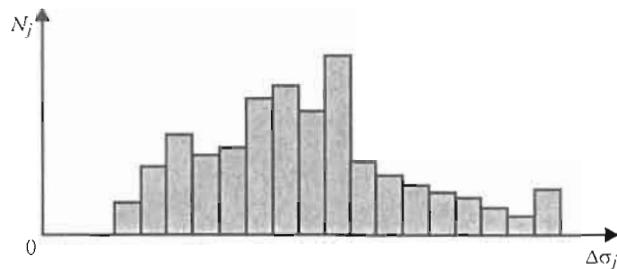


Рис. 4. Схема спектра циклического нагружения  $N_j$  при заданном размахе нагрузки  $\Delta\sigma$ ,

В расчетах использовали зависимости (7)–(12) при

$$\begin{aligned} m &= 3, \quad C_0 = 5 \cdot 10^{-13} \left[ \frac{\text{мм}}{(\text{МПа}\sqrt{\text{мм}})^m} \right], \\ K_l^{\max} &= \sigma_{\max} \frac{\sqrt{\pi l}}{Q} F_l, \quad Q = \left[ 1 + 1,464 \left( \frac{a}{c} \right)^{1,65} \right]^{0.5}, \\ F_l &= \left[ M_1 + M_2 \left( \frac{a}{\delta} \right)^2 + M_3 \left( \frac{a}{\delta} \right)^4 \right] q_l, \quad (13) \\ q_a &= 1,0, \quad q_c = 1,1 + 0,35 \left( \frac{a}{\delta} \right)^2, \end{aligned}$$

$$M_1 = 1,13 - 0,09 \frac{a}{\delta}, \quad M_2 = -0,54 + \frac{0,89}{0,2 + \left( \frac{a}{c} \right)}, \quad (14)$$

$$M_3 = 0,5 + \frac{1}{0,65 + \left( \frac{a}{c} \right)} + 14 \left( 1 - \frac{a}{c} \right)^{24} \text{ при } \frac{a}{c} < 1,0.$$

Значения  $K_l^{\min}$  рассчитывается по (13), но вместо  $\sigma_{\max}$  подставляется  $\sigma_{\min}$ . Значение  $\Delta K_{th}$  в (7) для углеродистых и низколегированных сталей в зоне сварных соединений по [4] определяется зависимостями

$$\Delta K_{th} = 190 - 144R, \text{ но не менее } 62 \text{ МПа}\cdot\text{мм}^{1/2}; \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ref} &= \sigma_{\max} \frac{\delta}{\sigma - a}; \quad \sigma_t = 300 \text{ МПа}; \quad L_r^{\max} = 1,33; \\ \delta &= 15 \text{ мм}; \quad K_{lc} = 2210 \text{ МПа}\cdot\text{мм}^{1/2}. \quad (16) \end{aligned}$$

На рис. 6, а приведены результаты детерминированного расчета долговечности роста постулируемой трещины ( $a_0 = 1$  мм,  $c_0 = 3$  мм) до крити-

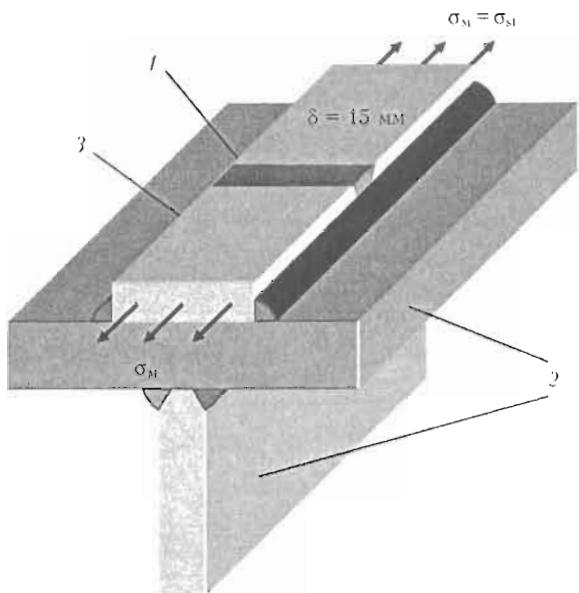


Рис. 5. Схема продольной связи рамы (2) вагона-платформы с усилением в виде накладной полосы (3) с односторонним стыковым швом (1)

ческих размеров, определяемых условиями (10), (11), при последовательном приложении циклической нагрузки (см. табл. 5) от  $j = 1-10$  и  $10^{-1}$  пропорциональном присутствии в шаге прослеживания  $\Delta N_w = 1000$  циклов всех  $j$ -х элементов спектра, т. е. в количестве  $\Delta N_w^j = 1000 \frac{\Delta N_j}{N_\delta}$ , а также результаты расчета по методу Монте-Карло при вероятности отказа  $P_{\text{от}} = 0,05$ . Аналогичные данные, но для более глубокой исходной трещины ( $a_0 \times 2c_0 = 2 \times 6$  мм), приведены на рис. 6, б. Из них видно, что наиболее консервативные результаты по долговечности отказа соответствуют детерминированному расчету последовательно от наибольшей нагрузки. Расчет по методу Монте-Карло при  $P_{\text{от}} = 0,05$  менее консервативен. Расчеты при последовательности от меньшей нагрузки к наибольшей сопряжены с риском завышения долговечности. То же, но в меньшей степени, имеет место при пропорциональном присутствии всех элементов спектра нагрузки на каждом шаге прослеживания. Метод Монте-Карло наиболее полно учитывает случайность в приложе-

Таблица 5. Расчетные значения  $K_{dj}$  в зависимости от скорости  $w_j$  и количество циклов нагружения  $\Delta N_j$  в общей долговечности  $N_\delta = 10^7$  циклов, нормированное в [5]

| $j$ | $w_j, \text{ м/с}$ | $K_{dj}$ | $P_j$ | $\Delta N_j \cdot 10^{-5}, \text{ цикл}$ | $j$ | $w_j, \text{ м/с}$ | $K_{dj}$ | $P_j$ | $\Delta N_j \cdot 10^{-5}, \text{ цикл}$ |
|-----|--------------------|----------|-------|--|-----|--------------------|----------|-------|--|
| 1   | 6,25               | 0,0625   | 0,03  | 3  | 6   | 23,75              | 0,3600   | 0,19  | 19                                       |
| 2   | 13,75              | 0,1375   | 0,07  | 7  | 7   | 26,25              | 0,4200   | 0,16  | 16                                       |
| 3   | 16,25              | 0,1800   | 0,09  | 9  | 8   | 28,75              | 0,4800   | 0,10  | 10                                       |
| 4   | 18,75              | 0,2400   | 0,12  | 12                                       | 9   | 31,25              | 0,5400   | 0,06  | 6  |
| 5   | 21,25              | 0,3000   | 0,16  | 16                                       | 10  | 33,75              | 0,6000   | 0,02  | 2  |

Примечание.  $\Delta N_j = P_j N_\delta$ .

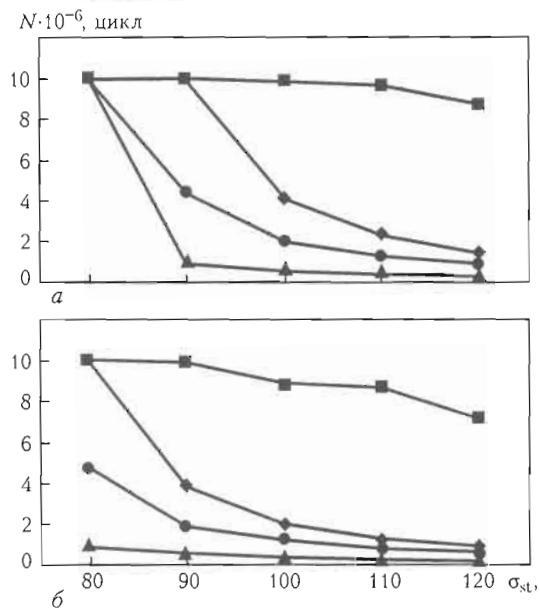


Рис. 6. Результаты расчетов долговечности для постулируемой трещины ( $a_0 \times 2c_0 = 1 \times 6$  мм) (а) и более глубокой исходной трещины ( $a_0 \times 2c_0 = 2 \times 6$  мм) (б) при различных значениях нагрузки  $\sigma_{st}$ , полученных с помощью детерминированного расчета и методом Монте-Карло ( $P_{ot} = 0,05$ ): ◆ — пропорциональное приложение нагрузки; ■, ▲ — последовательное приложение циклической нагрузки с  $j = 1$  и  $j = 10$  соответственно; ● — метод Монте-Карло

нии элементов спектра нагрузок, позволяя получить вероятностные характеристики отказа, связанные со случайным приложением циклической нагрузки.

Таким образом, имея данные о вероятности инициирования усталостной трещины для спектра нагрузок (6) и вероятность  $P_{ot}$  подрастания усталостной трещины до критических размеров за  $N_p$  циклов (рис. 7, б), можно определить вероятность отказа за  $N = N_u + N_p$  циклов в виде

$$Q = (\Sigma Q_B)P_{ot}. \quad (17)$$

## Выводы

1. Сопротивление усталостному разрушению сварного соединения является достаточно стохастической величиной. В этой связи рекомендации МИС [4], базирующиеся на статистической обработке экспериментальных данных с гарантированной вероятностью отказа  $5 \cdot 10^{-2}$ , в сочетании с рекомендациями по фактору безопасности  $\gamma_m = 1,0 - 1,4$  являются в настоящее время достаточно обоснованными по схеме наиболее слабого звена для сварных конструкций при многоцикловой усталости.

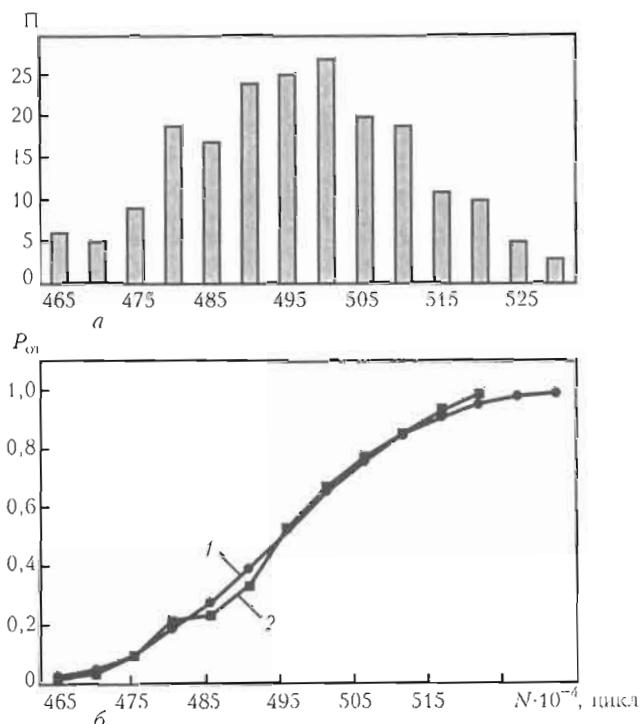


Рис. 7. Частотность  $\Pi(N)$  (а) и вероятность отказа  $P_{ot}(N)$  (б) для трещинообразного дефекта с  $a_0 = 2$  мм,  $c_0 = 3$  мм при  $\sigma_{st} = 80$  МПа: а — 200 случайных вариантов; б — 200 (1) и 50 (2) случайных вариантов

2. Известен целый ряд работ отдельных авторитетных организаций, касающихся получения вероятностных характеристик сопротивления усталости на основе соответствующих экспериментальных исследований. Сочетание таких данных с рекомендациями МИС для многоцикловой усталости сварных конструкций из ферритно-перлитных (ферритно-бейнитных) конструкционных сталей соответствует, как показано в данной работе, расширению расчетных возможностей оценки безопасности за счет использования вероятностных подходов.

1. ISO SD 16708: Petroleum and natural gas industrial pipeline system. Reliability // Based limit state methods, 2000.
2. Когаев В.П. Расчеты на прочность при напряжениях, неизменных во времени. — М.: Машиностроение, 1977. — 230 с.
3. Мэддоукс С.Д. Усталостная прочность поперечныхстыковых сварных швов, выполненных с одной стороны // Сварка и резка. — 2008. — № 1.
4. Recommendation for fatigue design of welded joints and components: IIW Doc. XIII-1539-96/XV-845-96.
5. Design with EHS and AR plate. — Oxelosund: Svenskt Stål, 1987.
6. Соболь И.М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973. — 311 с.
7. Нормы расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колеи 1520 мм (несамоходных). — М.: ГосНИИВВНИИЖТ, 1996. — 300 с.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ СТРЕСС-КОРРОЗИОННЫХ ТРЕЩИН В ЗОНЕ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

**Махненко О.В.<sup>1</sup>, Кравец В.П.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>Ровненская АЭС, Кузнецковск, Украина

Описан достаточно характерный случай стресс-коррозионного повреждения, который был обнаружен в зоне сварного соединения № 111-2 парогенераторов 3-го энергоблока Ровенской АЭС во время очередного ППР осенью 2009 г. Отличительной особенностью таких повреждений по сравнению с имеющимися на аналогичных блоках ВВЭР-1000 является их появление на «холодном», а не на «горячем» коллекторе (сварное соединение № 111-1), а также достаточно большая протяженность вдоль сварного шва на относительно небольшой глубине. Анализ факто-графических диаграмм повреждений на основе ультразвуковых обследований и расчетные исследования напряженного состояния и кинетики потенциального роста обнаруженных повреждений позволили обосновать допустимость эксплуатации парогенераторов на срок до очередного среднего ремонта, что имело большое значение для энергетического обеспечения страны в осенне-зимний период 2009–2010 гг.

Стресс-коррозионные разрушения наиболее опасны для современных конструкций, работающих при высоких напряжениях и контакте с агрессивной средой. Это магистральные газо- и нефтепроводы, оборудование атомной энергетики, водный транспорт и т. п. Статистика показывает, что примерно 7 % современных стальных конструкций ежегодно требуют замены из-за коррозионных повреждений, из которых особого внимания требуют стресс-коррозионные трещины.

Процесс появления и развития таких дефектов обычно делят на три стадии.

Первая стадия — зарождение дефектов в зоне высоких растягивающих напряжений и действия коррозионной среды. Эта стадия обычно носит многоочаговый характер. Зарождение микротрещин и их слияние в одну или несколько магистральных трещин (рис. 1) на этой стадии определяет электрохимический механизм. Большое значение имеет неоднородность микроструктуры, обусловленная химическим составом стали и термодеформационным технологическим воздействием при изготовлении и монтаже конструкции.

В настоящее время отсутствуют математические модели для описания этой первой стадии стресс-коррозионного разрушения. Имеются стандартные методики для оценки склонности к зарождению стресс-коррозионного разрушения путем испытания образцов при жестком нагружении (с заданной скоростью деформирования), результаты которого

приемлемы для сравнения материалов, но не позволяют строить количественные модели для реальных условий нагружения конструкций длительного срока эксплуатации. Здесь определенным оправданием является достаточно продолжительный период развития первой стадии, что при налаженной периодической технической диагностике ответственной конструкции позволяет существующими средствами контроля обнаружить подобные дефекты еще на стадии формирования магистральных стресс-коррозионных трещин.

Вторая стадия — это рост магистральных стресс-коррозионных трещин до критических размеров, когда происходит спонтанное разрушение, т. е. третья стадия проявления рассматриваемых

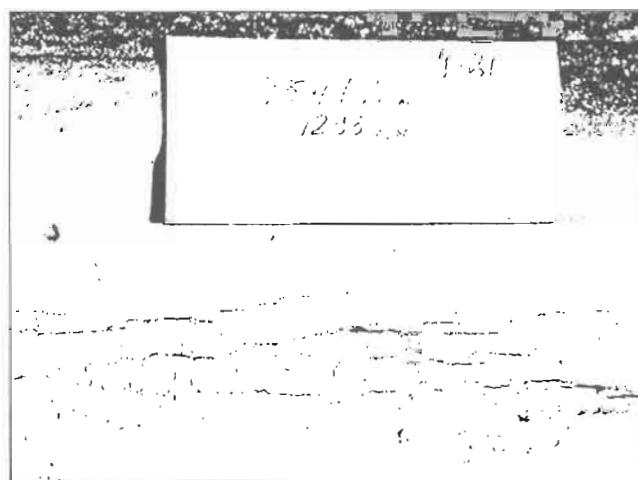


Рис. 1. Скопление стресс-коррозионных трещин на внешней поверхности трубы магистрального трубопровода

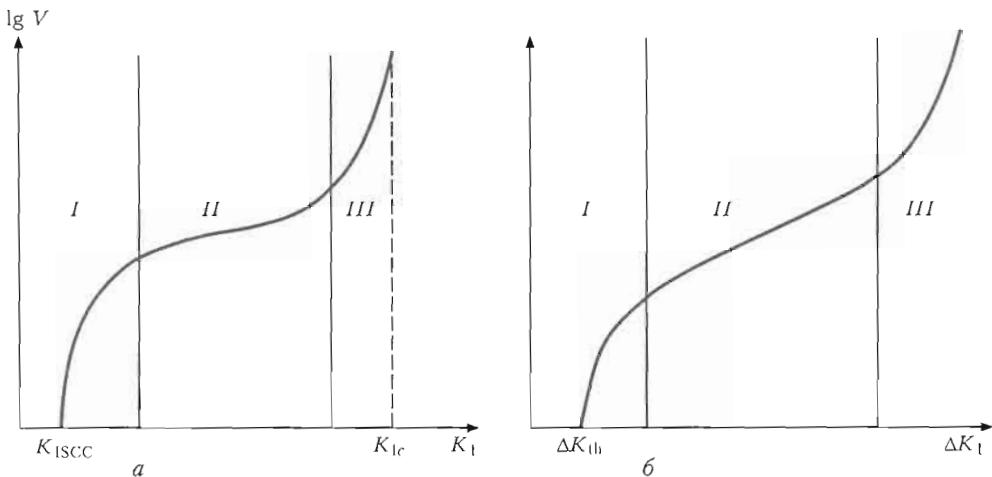


Рис. 2. Диаграмма статической (а) и циклической (б) коррозионной трещиностойкости

стресс-коррозионных дефектов типа трещин. Для второй и третьей стадий в настоящее время существуют и достаточно успешно применяются математические модели, основанные на современной механике разрушения твердых тел с трещинами.

В этих моделях используются экспериментальные данные о сопротивлении материала в данной коррозионной среде росту трещин и спонтанному разрушению в виде соответствующих диаграмм статической коррозионной трещиностойкости (рис. 2, а) при статическом нагружении или диаграмм циклической коррозионной трещиностойкости (рис. 2, б) при циклическом нагружении [1, 2].

Из этих данных следует, что скорость роста трещины в конкретной точке контура определяется в зависимости от значения коэффициента интенсивности  $K_I$  в этой точке трещины для случая статического нагружения и размаха коэффициента интенсивности  $\Delta K_I = K_I^{\max} - K_I^{\min}$  для случая циклического нагружения при заданной величине отношения  $K_I^{\min}/K_I^{\max}$  в цикле.

На основе указанных данных можно для конкретно обнаруженной коррозионной трещины расчетным путем определить значения  $K_I$  (или  $\Delta K_I$ ), а затем прогнозировать ее развитие вплоть до критических размеров, определяемых условием спонтанного роста трещины [1, 3], т. е., например, по двухпараметрическому критерию [1]:

$$K_r \geq f(L_r) \text{ при } L_r \leq L_r^{\max}; K_r = 0 \text{ при } L_r > L_r^{\max}, \quad (1)$$

$$\text{где } K_r = K_I/K_{Ic}, L_r = \sigma_{ref}/\sigma_r, L_r^{\max} \approx \frac{\sigma_b + \sigma_t}{\sigma_t}.$$

В Украине 13 энергоблоков ВВЭР-1000 российского производства оснащено парогенераторами ПГВ-1000 М (по 4 на каждом блоке). Парогенератор ПГВ-1000 М имеет два коллектора («горячий» и «холодный»), по которым подводится («горячий») и отводится («холодный») теплоноситель из первого контура по трубопроводу ДУ 850 (рис. 3). Коллекторы соединены между собой теплообменными трубками, по которым теплоноситель первого контура, циркулируя, нагревает питательную воду

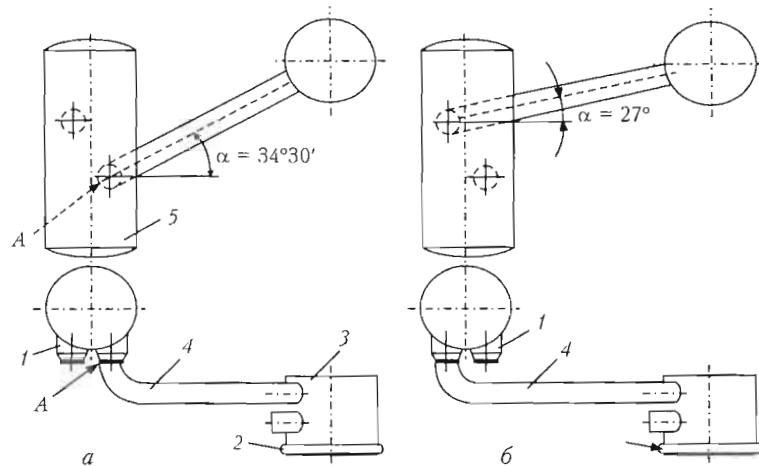


Рис. 3. Схемы подсоединения к парогенератору «горячей» ветки ГЦТ для блоков «малой» (а) и «большой» (б) серии (вид сверху и сбоку): 1 – патрубок «холодной» ветки; 2 – опорный бурт; 3 – КР; 4 – труба «горячей» ветки; 5 – парогенератор; А – место разрушения

второго контура, превращая ее в пар при температуре около 300 °С и давлении 6,4 МПа.

Сварное соединение № 111-1 соединяет «горячий», а № 111-2 — «холодный» коллекторы с корпусом парогенератора через патрубок ДУ 1200 (рис. 4). Такое одностороннеестыковое соединение выполняется в заводских условиях. Однако конструктивные особенности кармана 5, затрудняющие доступ к сварному шву с обратной стороны, обуславливают нестабильное качество обратной поверхности, что в сочетании с концентрацией напряжений в этой зоне (см. точку A на рис. 4) от внутреннего давления в корпусе парогенератора и наличия в этой зоне нерелаксированных технологических остаточных напряжений от сварки и локальной термообработки (высокого отпуска) может приводить к зарождению и развитию коррозионных трещин как вдоль, так и поперек сварного шва. Чаще имеют место продольные трещины по сварному шву № 111.

Такие дефекты были обнаружены в 2001–2002 гг. на парогенераторах 1ПГ-1 и 1ПГ-2 первого блока Южно-Украинской АЭС, в начале 2006 г. на парогенераторе 4ПГ-3 четвертого блока, а в середине 2009 г. на парогенераторе ПГ-1 второго блока Запорожской АЭС. Несколько раньше аналогичные продольные трещины в зоне соединения № 111-1 были обнаружены на парогенераторах ПГВ-1000 М рос-

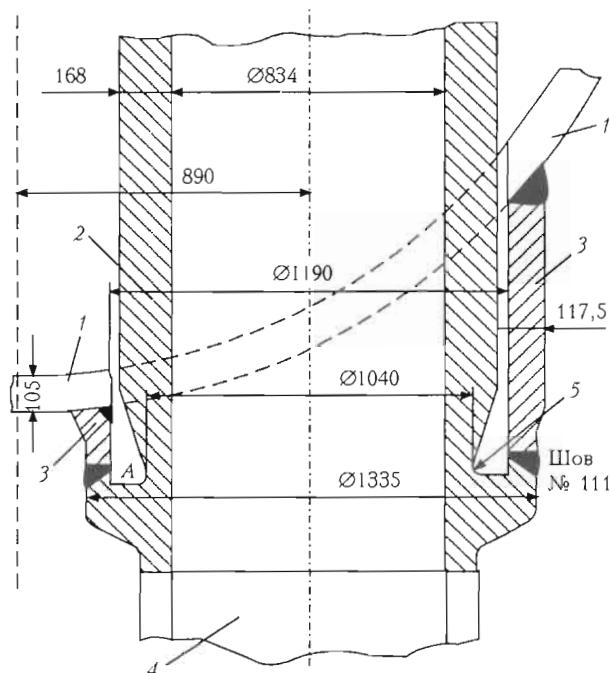


Рис. 4. Схема расположения сварного шва № 111: 1 — корпус парогенератора; 2 — коллектор; 3 — патрубок Ø1200; 4 — трубопровод ДУ 850; 5 — карман ( $R_{\text{кар}} = 20$  мм); A — дефект несплошности

сийских АЭС, что послужило сигналом для ежегодного контроля этих соединений на энергоблоках России и Украины.

На третьем блоке Ровенской АЭС при контроле состояния парогенераторов ПГ-1–ПГ-4 во второй половине 2009 г. в зоне сварных соединений № 111-2

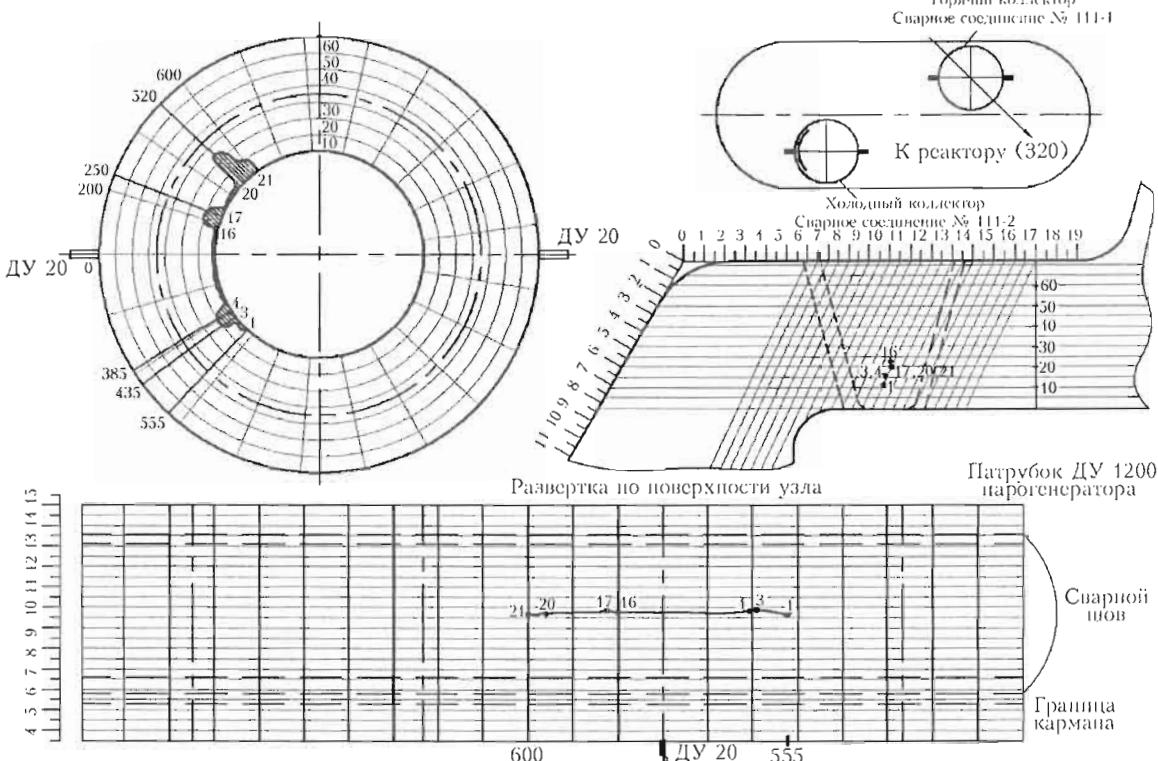


Рис. 5. Картограмма несплошности размером  $a_0 = 25$  мм,  $2c_0 = 1155$  мм для парогенератора ПГ-1 третьего блока Ровенской АЭС, построенная по результатам ультразвукового контроля узла приварки «холодного» коллектора

(«холодный коллектор») были обнаружены несплошности вдоль оси шва. Картограмма несплошности для ПГ-1, размеры которой были определены с помощью ультразвукового контроля как наиболее значительные, приведена на рис. 5. Характерной особенностью этих несплошностей является их многоочаговый характер (3–6 очагов по длине несплошности), что определяет достаточно большую длину выявленных несплошностей вдоль сварного шва. Наиболее вероятным является механизм коррозионного зарождения, роста и слияния этих дефектов под действием эксплуатационных и остаточных напряжений в зоне сварного соединения при наличии соответствующей агрессивной среды в «кармане» узла соединения коллектора с патрубком (см. рис. 4).

**Методика решения задачи.** Используется методика, позволяющая во время эксплуатации прогнозировать кинетику роста характерных размеров ( $a$  — по глубине и  $2c$  — по поверхности) полуэллиптической трещины, имитирующей рассматриваемый дефект. Напряженное состояние в зоне такого дефекта (точка  $A$  на рис. 4) можно представить в виде суммы остаточных напряжений и напряжений, обусловленных давлением в кармане, и температурных напряжений, связанных с переходными режимами. Продолжительность действия последних невелика, поэтому они играют незначительную роль в росте этого коррозионного дефекта. При небольшом количестве возможных циклов нагрева–охлаждения на прогнозируемый период температурные напряжения можно не учитывать.

Остаточные напряжения в зоне соединения связаны в основном с технологией выполнения в заводских условиях сварного шва № 111. Штатная технология предусматривает после сварки локальный отпуск зоны соединения с достаточно длительной (около 8 ч) выдержкой при температуре 650 °C. В работе [4] было показано, что при таком отпуске почти полностью исчезают остаточные сварочные напряжения, но из-за локальности нагрева создаются новые, как показано в табл. 1. Это напряженное состояние характеризуется достаточно высокими окружными  $\sigma_{\theta\theta}$  и относительно невысокими по-перечными  $\sigma_{zz}$  напряжениями, но, тем не менее, играющими довольно значительную роль в поведении рассматриваемого дефекта. Напряжения, связанные с давлением около 6,4 МПа в кармане при давлении в коллекторе 16 МПа, определяли с использованием численной методики метода конечных элементов и компьютерной программы, входящей в систему «Weldpredictions» ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ.

Методика расчета напряжений от внешней нагрузки (давления  $P$ ) на стационарном температурном режиме в стенках кармана основана на соответствующем решении методом конечных элементов краевой задачи теории упругости. Использовали допущение об осевой симметрии. Варьирование длины патрубка (см. рис. 4) показало, что для рассматриваемой геометрии допущение об осевой симметрии не приводит к заметным перераспределениям напряжений по окружности патрубка в зоне сварного соединения № 111 (разница в напряжениях  $\sigma_{zz}(P)$  не превышает 2 %).

В табл. 2 приведены результаты расчета напряжений  $\sigma_{zz}(P)$  при рабочем давлении  $P = 6,4$  МПа. С учетом показанной на рис. 4 галтели ( $R = 20$  мм) и осевой силы  $P = \pi R^2 (1190)^2$  Н максимальные напряжения  $\sigma_{zz}$  в зоне дефекта в 4-миллиметровом поверхностном слое находятся в пределах 60–80 МПа. Без учета галтели максимальные напряжения  $\sigma_{zz}$  в углу соединения донышка и стенки кармана могут достигать и более высоких значений. Достоверность полученных данных проверялась сопоставлением полученного численного решения с аналитическим решением для цилиндрической оболочки в зоне краевого эффекта [4]. Получено хорошее согласование расчетных результатов в зоне дефекта (см. табл. 2), т. е. для сечений  $z = \text{const}$  на расстоянии от донышка кармана  $\Delta z > 22$  мм.

Продумывая остаточные и рабочие напряжения в  $z = \text{const}$ , соответствующем плоскости трещины (см. табл. 1, 2), получим эпюру суммарных напряжений  $\sigma_{zz}(r)$  в плоскости трещины, показанную на рис. 6.

По этой эпюре максимальные напряжения  $\sigma_{zz}$  на внутренней поверхности стенки кармана вблизи сварного шва составляют около 136 МПа, а на внешней поверхности примерно –46 МПа.

Мембранные усилие  $N$  и момент  $M$  для этой эпюры вычисляли по следующим зависимостям:

$$N = \int_{r_{cp} - \delta/2}^{r_{cp} + \delta/2} \sigma_{zz}(r) \frac{r}{R_{cp}} dr; \\ M = \int_{r_{cp} - \delta/2}^{r_{cp} + \delta/2} \sigma_{zz}(r) \frac{r}{R_{cp}} (r - R_{cp}) dr, \quad (2)$$

где  $R_{cp} = \frac{1335 + 1190}{4} = 631,25$  мм, т. е.  $N = 2447$  МПа·мм;  $M = 72334$  МПа·мм<sup>2</sup>.

Для напряжений  $\sigma_{zz}$  без учета остаточных напряжений зависимости (2) дают  $N^P = 1775$  МПа·мм и  $M^P = 15174$  МПа·мм<sup>2</sup>.

Таблица 1. Остаточные напряжения  $\sigma_{\beta\beta}$  и  $\sigma_{zz}$  в зоне сварного соединения № 111

| $Z, \text{мм}$            | $\sigma_{\beta\beta}, \text{МПа}$ |        |        |        |        |        |        | $r, \text{мм}$ |
|---------------------------|-----------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|----------------|
|                           | 597.00                            | 607.00 | 617.00 | 627.00 | 637.00 | 647.00 | 657.00 |                |
| 5.000                     | 86.85                             | 86.16  | 79.91  | 69.22  | 56.83  | 45.29  | 36.04  | 29.33          |
| 15.000                    | 78.68                             | 73.50  | 67.96  | 61.79  | 55.16  | 48.58  | 42.70  | 38.36          |
| 25.000                    | 68.66                             | 64.57  | 62.28  | 60.81  | 58.88  | 55.92  | 52.38  | 49.80          |
| 35.000                    | 60.43                             | 59.21  | 60.62  | 62.98  | 64.64  | 64.71  | 63.52  | 62.49          |
| 45.000                    | 54.47                             | 56.44  | 61.17  | 66.49  | 70.96  | 73.82  | 75.29  | 76.35          |
| 55.000                    | 50.49                             | 55.20  | 62.84  | 70.49  | 77.27  | 82.77  | 87.32  | 91.32          |
| 65.000                    | 48.13                             | 54.79  | 65.22  | 74.84  | 83.40  | 91.44  | 99.35  | 107.16         |
| 75.000                    | 47.85                             | 55.10  | 68.98  | 79.36  | 89.29  | 99.98  | 111.13 | 123.36         |
| 85.000                    | 49.83                             | 65.62  | 74.51  | 84.07  | 95.50  | 108.96 | 122.86 | 138.84         |
| 95.000                    | 130.20                            | 99.19  | 86.20  | 91.58  | 103.41 | 119.35 | 135.39 | 151.88         |
| 105.000                   | 149.72                            | 130.69 | 126.18 | 123.01 | 125.53 | 134.43 | 149.64 | 165.11         |
| 115.000                   | 186.77                            | 180.50 | 171.04 | 165.63 | 160.97 | 161.55 | 170.41 | 183.02         |
| 125.000                   | 220.56                            | 218.10 | 212.87 | 209.39 | 202.83 | 197.88 | 197.18 | 194.71         |
| 135.000                   | 225.94                            | 224.91 | 222.37 | 214.19 | 210.05 | 204.41 | 200.93 | 196.45         |
| 145.000                   | 168.58                            | 156.43 | 149.18 | 153.81 | 160.58 | 171.71 | 182.66 | 194.74         |
| 155.000                   | 157.85                            | 145.07 | 145.82 | 154.03 | 164.00 | 175.81 | 191.44 | 202.23         |
| 165.000                   | 149.33                            | 139.96 | 139.98 | 145.89 | 158.92 | 178.75 | 197.80 | 212.97         |
| 175.000                   | 140.76                            | 132.79 | 132.63 | 141.22 | 157.36 | 179.27 | 203.90 | 220.17         |
| 185.000                   | 129.27                            | 121.76 | 123.57 | 132.08 | 148.67 | 173.68 | 206.78 | 229.28         |
| 195.000                   | 115.26                            | 108.45 | 107.98 | 113.02 | 126.15 | 151.31 | 198.05 | 249.03         |
| 205.000                   | 100.57                            | 93.09  | 87.86  | 85.61  | 86.63  | 89.35  | 86.97  | 47.65          |
| 215.000                   | 86.60                             | 77.67  | 69.64  | 61.95  | 53.59  | 40.48  | 14.86  | -48.71         |
| 225.000                   | 73.60                             | 63.97  | 53.83  | 42.38  | 28.19  | 8.36   | -24.61 | -63.10         |
| 235.000                   | 62.82                             | 52.91  | 41.57  | 28.06  | 11.29  | -10.67 | -37.26 | -68.46         |
| 245.000                   | 55.26                             | 45.35  | 33.47  | 19.13  | 1.78   | -18.47 | -41.81 | -69.35         |
| 255.000                   | 51.64                             | 41.86  | 29.84  | 15.47  | -1.39  | -20.33 | -41.67 | -66.95         |
| 265.000                   | 52.50                             | 42.84  | 30.93  | 16.66  | 0.27   | -17.83 | -38.00 | -61.50         |
| 275.000                   | 57.95                             | 48.35  | 36.39  | 22.10  | 5.83   | -12.13 | -31.81 | -54.00         |
| 285.000                   | 68.16                             | 58.42  | 46.21  | 31.63  | 14.85  | -3.83  | -23.83 | -45.07         |
| 295.000                   | 83.11                             | 73.00  | 60.38  | 45.24  | 27.06  | 6.80   | -14.46 | -35.42         |
| 305.000                   | 102.56                            | 92.08  | 79.19  | 62.15  | 42.36  | 20.35  | -2.92  | -25.70         |
| 315.000                   | 126.93                            | 116.79 | 103.69 | 87.15  | 67.68  | 46.29  | 24.70  | 3.41           |
| $\sigma_{zz}, \text{МПа}$ |                                   |        |        |        |        |        |        |                |
| 5.000                     | 0.00                              | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00           |
| 15.000                    | 0.00                              | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00   | 0.00           |
| 25.000                    | -1.95                             | -2.22  | -1.82  | -1.44  | -1.13  | -0.94  | -0.74  | 1.08           |
| 35.000                    | -4.00                             | -4.55  | -3.61  | -2.82  | -2.36  | -2.13  | -1.65  | 0.45           |
| 45.000                    | -5.28                             | -5.54  | -4.11  | -3.38  | -3.36  | -3.60  | -3.51  | -2.53          |
| 55.000                    | -4.79                             | -4.29  | -2.67  | -2.92  | -4.16  | -5.59  | -6.68  | -8.01          |
| 65.000                    | -0.98                             | 0.10   | 0.79   | -1.75  | -5.09  | -8.22  | -11.22 | -15.72         |
| 75.000                    | 9.25                              | 8.48   | 5.54   | -0.74  | -6.46  | -11.37 | -17.05 | -25.03         |
| 85.000                    | 32.00                             | 20.30  | 9.06   | -0.62  | -8.14  | -14.73 | -23.57 | -35.33         |
| 95.000                    | 77.13                             | 25.73  | 10.57  | -0.15  | -9.62  | -17.85 | -29.56 | -46.46         |
| 105.000                   | 77.15                             | 38.92  | 16.74  | 2.45   | -10.52 | -21.20 | -35.35 | -56.82         |
| 115.000                   | 72.34                             | 55.81  | 24.91  | 6.80   | -14.09 | -30.21 | -42.14 | -60.70         |
| 125.000                   | 75.02                             | 58.64  | 31.26  | 7.83   | -12.88 | -30.98 | -44.28 | -70.82         |
| 135.000                   | 71.89                             | 59.03  | 39.01  | 12.81  | -8.29  | -30.50 | -50.93 | -78.54         |
| 145.000                   | 71.18                             | 62.12  | 34.91  | 18.29  | -4.80  | -29.46 | -57.14 | -80.27         |
| 155.000                   | 73.07                             | 55.38  | 37.69  | 19.15  | -3.37  | -30.38 | -56.17 | -80.64         |
| 165.000                   | 70.90                             | 51.62  | 37.78  | 20.00  | -2.80  | -28.33 | -56.96 | -77.92         |
| 175.000                   | 70.13                             | 47.18  | 31.88  | 17.42  | 0.28   | -24.37 | -53.05 | -75.94         |
| 185.000                   | 64.36                             | 41.92  | 28.38  | 15.90  | 2.36   | -18.57 | -48.92 | -73.00         |
| 195.000                   | 54.66                             | 37.11  | 24.34  | 13.21  | 3.03   | -10.10 | -36.41 | -74.85         |
| 205.000                   | 45.79                             | 31.68  | 19.44  | 8.44   | -0.92  | -7.59  | -7.82  | -79.78         |
| 215.000                   | 38.92                             | 26.40  | 16.02  | 7.04   | -0.66  | -10.18 | -32.65 | -37.64         |
| 225.000                   | 31.55                             | 20.91  | 11.88  | 3.72   | -4.71  | -15.71 | -28.52 | -9.33          |
| 235.000                   | 23.90                             | 14.94  | 7.02   | -0.47  | -8.05  | -15.34 | -14.46 | 2.01           |
| 245.000                   | 16.37                             | 9.09   | 2.42   | -3.70  | -8.89  | -10.27 | -4.54  | 7.53           |
| 255.000                   | 9.65                              | 4.00   | -1.18  | -5.41  | -7.62  | -5.51  | 1.66   | 10.68          |
| 265.000                   | 4.36                              | 0.13   | -3.49  | -5.86  | -5.90  | -2.12  | 5.18   | 12.71          |
| 275.000                   | 0.80                              | -2.26  | -4.58  | -5.58  | -4.41  | -0.18  | 6.75   | 13.79          |
| 285.000                   | -0.86                             | -3.35  | -4.65  | -4.79  | -3.33  | 0.42   | 6.62   | 13.80          |
| 295.000                   | -0.97                             | -3.38  | -3.77  | -3.57  | -2.58  | 0.04   | 4.96   | 12.38          |
| 305.000                   | -0.25                             | -2.56  | -2.11  | -2.30  | -1.91  | -0.55  | 2.49   | 8.50           |
| 315.000                   | 0.30                              | -0.76  | -1.01  | -1.10  | -1.00  | -0.35  | 1.30   | -0.28          |

Шов  
№ 111

Таблица 2. Напряжения  $\sigma_{zz}$  от рабочего давления 6,4 МПа в зоне дефекта

С помощью эпюры  $\sigma_{zz}(r)$  на рис. 6 и рекомендаций [5] рассчитывали коэффициенты интенсивности напряжений  $K_l$  в точках  $D$  и  $G$ , соответствующих вершине трещины на поверхности и по глубине рассматриваемого дефекта типа трещины по мере ее роста, начиная с исходного состояния, когда  $a = a_0$  и  $c = c_0$ . В соответствии с рекомендациями [5] использовались следующие зависимости.

При  $a/c < 1,0$  и  $a/\delta < 0,7$

$$K_i = S_i I_i \sqrt{a/1000} \text{ МПа}\cdot\text{м}^{1/2} \quad (i = D, G), \quad (3)$$

где

$$I_i = \frac{I_i}{\sqrt{\pi} \gamma_i} = \frac{[1 - (0,89 - 0,57\sqrt{a/c})^3(a/\delta)^{1,5}]^{3,25}}{[1 + 1,464 \left(\frac{a}{c}\right)]^{0,5}}; \quad (3)$$

$$\gamma_D = \left[1 + 0,32 \left(\frac{a}{\delta}\right)^2\right] \left[1,23 - 0,09 \frac{a}{c}\right] \sqrt{a/c};$$

$$\gamma_G = 1,12 - 0,08 \frac{a}{c}.$$

Эквивалентные напряжения  $S_i$  определяются по формулам [5]

$$S_G = \sum_{j=0}^{20} \left( C_j + \frac{a}{c} D_j + \lambda E_j \right) \sigma_{zz}(j), \quad (4)$$

$$S_D = \sum_{j=0}^{20} F_j \sigma_{zz}(j).$$

Здесь  $\sigma_{zz}(j)$  — суммарные напряжения  $\sigma_{zz}$  по эпюре на рис. 6 на глубине  $\frac{a}{20} j$  ( $j = 0, 1, 2, \dots, 20$ );  $C_j, D_j, E_j$  и  $F_j$  — табулированные весовые функции [2, 5];  $\lambda = \frac{a}{\delta} \left[ 1,0 - 1,9 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,75} + 0,9 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,5} \right]$ .

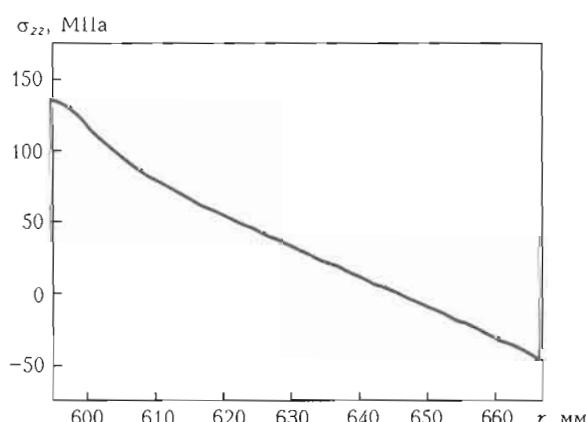


Рис. 6. Суммарные напряжения  $\sigma_{zz}$  в плоскости трещины

Для глубоких трещин, когда  $\frac{a}{\delta} > 0,7$  и  $0,2 \leq \frac{a}{c} \leq 1,0$ , согласно [5] использовали зависимость (3) при

$$I_i = \left[ M_1 + M_2 \left(\frac{a}{\delta}\right)^2 + M_3 \left(\frac{a}{\delta}\right)^4 \right] \times$$

$$\times \frac{g_i \sqrt{\pi}}{\left[ 1 + 1,464 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,65} \right]^{0,5}} \quad (i = G, D);$$

$$M_1 = 1,13 - 0,09 \frac{a}{c}; \quad M_2 = -0,54 + \frac{0,89}{0,2 + \frac{a}{c}}; \quad (5)$$

$$M_3 = 0,5 - \frac{1}{0,65 + \frac{a}{c}} + 14 \left(1 - \frac{a}{c}\right)^{24};$$

$$g_G = 1,0; \quad g_D = \left[ 1,10 + 0,35 \left(\frac{a}{\delta}\right)^2 \right] \sqrt{a/c}.$$

Значения  $S_i$  в этом случае можно рассчитать через  $N$  и  $M$ :

$$S_i = \sigma_m + H_i \sigma_b \quad (i = G, D), \quad (6)$$

где

$$\sigma_m = \frac{N}{\delta}; \quad \sigma_b = \frac{6M}{\delta^2}; \quad H_D = 1 - 0,34 \frac{a}{\delta} - 0,11 \left(\frac{a}{c}\right) \left(\frac{a}{\delta}\right);$$

$$H_G = 1 - \left(1,22 + 0,12 \frac{a}{c}\right) \frac{a}{\delta} +$$

$$+ \left[ 0,55 - 1,05 \left(\frac{a}{c}\right)^{0,75} + 0,47 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,5} \right] \left(\frac{a}{\delta}\right)^2.$$

Критерий спонтанного хрупковязкого разрушения принимаем по [1] в виде

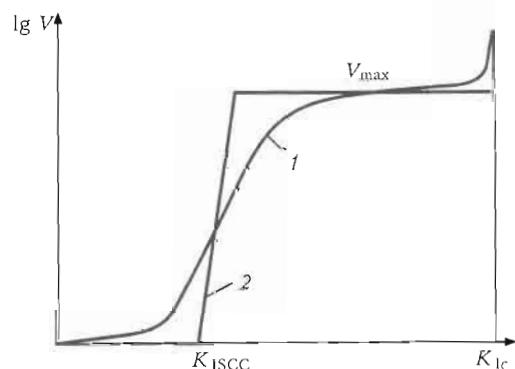


Рис. 7. Диаграммы статической коррозионной трещиностойкости конструкционного материала: 1 — диаграмма  $\lg V - K_l$ , построенная по экспериментальным данным; 2 — идеализированная диаграмма

Таблица 3. Результаты расчета развития трещинообразной несплошности с исходными размерами  $a = 6$  мм,  $2c = 1155$  мм при  $K_{ISCC} = 10 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{1/2}$  для парогенератора ПГ-1

| Время, год | Размеры дефекта, мм |         | $K_I$ , $\text{МПа}\cdot\text{м}^{1/2}$ |       | $\sigma_{ref}$ , $\text{МПа}$ | $n$  |
|------------|---------------------|---------|---|-------|-------------------------------|------|
|            | $a$                 | $2c$    | $K_G$                                   | $K_D$ |                               |      |
| 0          | 6                   | 1155    | 18,81                                   | 2,17  | 30,88                         | 7    |
| 0,05       | 7,76                | 1155    | 21,27                                   | 2,84  | 31,04                         | 6,26 |
| 0,09       | 9,52                | 1155    | 22,92                                   | 3,51  | 31,21                         | 5,84 |
| 0,13       | 11,28               | 1155    | 24,43                                   | 4,19  | 31,39                         | 5,50 |
| 0,17       | 13,04               | 1155    | 25,85                                   | 4,90  | 31,57                         | 5,21 |
| 0,21       | 14,80               | 1155    | 27,76                                   | 5,67  | 31,76                         | 4,87 |
| 0,25       | 16,56               | 1155    | 29,06                                   | 6,44  | 31,96                         | 4,66 |
| 0,29       | 18,32               | 1155    | 30,35                                   | 7,23  | 32,16                         | 4,46 |
| 0,33       | 20,08               | 1155    | 31,63                                   | 8,06  | 32,37                         | 4,29 |
| 0,37       | 21,84               | 1155    | 33,47                                   | 8,99  | 32,60                         | 4,06 |
| 0,41       | 23,60               | 1155    | 34,72                                   | 9,90  | 32,83                         | 3,92 |
| 0,45       | 25,36               | 1157,64 | 35,96                                   | 10,85 | 33,07                         | 3,78 |
| 0,49       | 27,12               | 1161,16 | 37,21                                   | 11,84 | 33,33                         | 3,66 |
| 0,53       | 28,88               | 1164,68 | 39,13                                   | 12,97 | 33,60                         | 3,48 |
| 0,57       | 30,64               | 1168,20 | 40,42                                   | 14,08 | 33,89                         | 3,37 |
| 0,61       | 32,40               | 1171,72 | 41,73                                   | 15,26 | 34,19                         | 3,27 |
| 0,65       | 34,16               | 1175,24 | 43,05                                   | 16,50 | 34,51                         | 3,17 |
| 0,69       | 35,92               | 1178,76 | 45,12                                   | 17,92 | 34,84                         | 3,03 |
| 0,73       | 37,68               | 1182,28 | 46,49                                   | 19,32 | 35,19                         | 2,94 |
| 0,77       | 39,44               | 1185,80 | 47,85                                   | 20,80 | 35,56                         | 2,86 |
| 0,81       | 41,20               | 1189,32 | 49,24                                   | 22,37 | 35,95                         | 2,78 |
| 0,85       | 42,96               | 1192,84 | 51,53                                   | 24,17 | 36,37                         | 2,66 |
| 0,89       | 44,72               | 1196,36 | 53                                      | 25,94 | 36,81                         | 2,58 |
| 0,93       | 46,48               | 1199,88 | 54,46                                   | 27,81 | 37,28                         | 2,51 |
| 0,97       | 48,24               | 1203,40 | 55,95                                   | 29,79 | 37,78                         | 2,45 |
| 1,01       | 50                  | 1206,92 | 58,48                                   | 32,10 | 38,31                         | 2,34 |
| 1,05       | 51,76               | 1210,44 | 61,30                                   | 35,11 | 38,88                         | 2,24 |
| 1,09       | 53,52               | 1213,96 | 62,16                                   | 37,13 | 39,49                         | 2,20 |
| 1,13       | 55,28               | 1217,48 | 62,91                                   | 39,18 | 40,14                         | 2,18 |
| 1,17       | 57,04               | 1221    | 63,51                                   | 41,26 | 40,84                         | 2,16 |
| 1,21       | 58,80               | 1224,52 | 65,23                                   | 43,62 | 41,60                         | 2,10 |
| 1,25       | 60,56               | 1228,04 | 65,58                                   | 45,73 | 42,42                         | 2,09 |
| 1,29       | 62,32               | 1231,56 | 65,80                                   | 47,88 | 43,31                         | 2,08 |
| 1,33       | 64,08               | 1235,08 | 65,86                                   | 50,01 | 44,27                         | 2,08 |
| 1,37       | 65,84               | 1238,60 | 67,13                                   | 52,44 | 45,32                         | 2,04 |
| 1,41       | 67,60               | 1242,12 | 66,80                                   | 54,55 | 46,47                         | 2,05 |
| 1,45       | 69,36               | 1245,64 | 66,47                                   | 56,65 | 47,74                         | 2,06 |

Таблица 4. Результаты расчета развития трещинообразной несплошности с исходными размерами  $a = 25$  мм,  $2c = 1155$  мм при  $K_{ISCC} = 10$  МПа·м $^{1/2}$  для парогенератора ПГ-1

| Время, год | Размеры дефекта, мм |         | $K_I$ , МПа·м $^{1/2}$ |       | $\sigma_{ref}$ , МПа | $n$  |
|------------|---------------------|---------|------------------------|-------|----------------------|------|
|            | $a$                 | $2c$    | $K_G$                  | $K_D$ |                      |      |
| 0          | 25                  | 1155    | 36,49                  | 10,51 | 33,62                | 3,73 |
| 0,05       | 26,76               | 1158,52 | 37,79                  | 11,50 | 33,87                | 3,61 |
| 0,09       | 28,52               | 1162,04 | 39,09                  | 12,53 | 34,14                | 3,49 |
| 0,13       | 30,28               | 1165,56 | 40,41                  | 13,62 | 34,43                | 3,37 |
| 0,17       | 32,04               | 1169,08 | 41,71                  | 14,78 | 34,72                | 3,27 |
| 0,21       | 33,80               | 1172,60 | 43,76                  | 16,09 | 35,04                | 3,12 |
| 0,25       | 35,56               | 1176,12 | 45,12                  | 17,39 | 35,36                | 3,03 |
| 0,29       | 37,32               | 1179,64 | 46,50                  | 18,76 | 35,71                | 2,94 |
| 0,33       | 39,08               | 1183,16 | 47,89                  | 20,22 | 36,08                | 2,85 |
| 0,37       | 40,84               | 1186,68 | 50,12                  | 21,88 | 36,47                | 2,73 |
| 0,41       | 42,60               | 1190,20 | 51,57                  | 23,52 | 36,88                | 2,65 |
| 0,45       | 44,36               | 1193,72 | 53,03                  | 25,26 | 37,32                | 2,58 |
| 0,49       | 46,12               | 1197,24 | 54,50                  | 27,11 | 37,78                | 2,51 |
| 0,53       | 47,88               | 1200,76 | 56,97                  | 29,24 | 38,27                | 2,40 |
| 0,57       | 49,64               | 1204,28 | 58,51                  | 31,33 | 38,80                | 2,34 |
| 0,61       | 51,40               | 1207,80 | 61,44                  | 34,37 | 39,36                | 2,23 |
| 0,65       | 53,16               | 1211,32 | 62,34                  | 36,39 | 39,96                | 2,20 |
| 0,69       | 54,92               | 1214,84 | 64,29                  | 38,67 | 40,61                | 2,13 |
| 0,73       | 56,68               | 1218,36 | 64,97                  | 40,77 | 41,30                | 2,11 |
| 0,77       | 58,44               | 1221,88 | 65,48                  | 42,88 | 42,04                | 2,09 |
| 0,81       | 60,20               | 1225,40 | 65,88                  | 45,02 | 42,85                | 2,08 |
| 0,85       | 61,96               | 1228,92 | 67,44                  | 47,44 | 43,72                | 2,03 |
| 0,89       | 63,72               | 1232,44 | 67,50                  | 49,59 | 44,67                | 2,03 |
| 0,93       | 65,48               | 1235,96 | 67,41                  | 51,73 | 45,70                | 2,03 |
| 0,97       | 67,24               | 1239,48 | 67,17                  | 53,87 | 46,83                | 2,04 |
| 1,01       | 69                  | 1243    | 68,23                  | 56,30 | 48,07                | 2,01 |

$$K_r = (1 - 0,14L_r^2)[0,3 + 0,7 \exp(-0,65L_r^6)] \quad (7)$$

при  $L_r < L_r^{\max} = \frac{\sigma_t + \sigma_a}{2\sigma_t}$ ;  $K_r = 0$  при  $L_r > L_r^{\max}$ ,

где  $K_r = K_I / K_{Ic}$ ;  $L_r = \sigma_{ref} / \sigma_t$ ;  $K_{Ic}$ ,  $\sigma_b$ ,  $\sigma_t$  — расчетные значения критической величины  $K_I - K_{Ic}$ , предела прочности и предела текучести материала в вершинах  $G$  и  $D$  трещинообразной несплошности;  $\sigma_{ref}$  — реферативное напряжение, соответствующее наступлению пластической неустойчивости для рассматриваемого дефекта.

Согласно [6]  $\sigma_{ref}$  определяется без учета остаточных напряжений по зависимостям

$$\sigma_{ref} = \frac{\sigma_b + [\sigma_b^2 + 9(Z\sigma_m)^2]^{0.5}}{3},$$

$$Z = \left[ \frac{2\alpha}{\pi} - \frac{a}{\delta} \theta \left( 2 - 2 \frac{\delta}{R_1} + \frac{a}{R_0} \right) \right]^{-1}; \quad (8)$$

$$\alpha = \arccos(A \sin \theta); \quad \theta = \frac{\pi c}{4(R_{cp} + \delta/2)};$$

$$A = \chi \left[ \frac{(1-\tau)(2-2\tau+\chi\tau) + (1-\tau+\chi\tau)^2}{2[1+(2-\tau)(1-\tau)]} \right]$$

$\chi = \frac{a}{\delta}$ ;  $\tau = \frac{\delta}{R_0}$ ;  $\sigma_m$ ,  $\sigma_b$  определяются по напряжениям  $\sigma_{zz}(r)$  только от давления  $P$ .

Развитие коррозионной трещины по времени  $t$  определяется путем последовательного прослеживания изменения начальных размеров  $c_0$  и  $a_0$  на основе зависимости скорости  $v$  от  $K_I$  в точках  $D$  и  $G$  соответственно.

Зависимость  $V(K_I)$  принималась по диаграмме статической коррозионной трещиностойкости материала (рис. 7), где условно выделены две зоны: первая  $K_I < K_{ISCC}$  – зона роста трещины в основном по механизму анодного растворения; вторая  $K_I > K_{ISCC}$  – зона роста в основном по механизму водородного окрупчивания. Эта упрощенная диаграмма определяется кривой 2, которую можно приблизенно описать в виде

$$V = 0 \text{ при } K_I < K_{ISCC}; \quad V = V_{\max} \text{ при } K_I > K_{ISCC}.$$

**Результаты прогноза.** На основе изложенной методики был выполнен прогноз при следующих характеристиках стали 10ГН2МФА, соответствующих температуре 280 °C:  $\sigma_t = 420$  МПа,  $\sigma_b = 540$  МПа,  $K_{Ic} = 148$  МПа·м $^{1/2}$ ,  $K_{ISCC} = 10$  МПа·м $^{1/2}$ ,  $v_{\max} = 44$  мм/год. Эти данные приняты в качестве нормативных, обоснование их имеется в работе [3].

Исходные данные для расчета через нормативные значения соответствующих значений  $\sigma_t$ ,  $\sigma_b$  и  $K_{Ic}$  приняты в виде

$$\sigma_t^p = \frac{\sigma_t}{n}, \quad \sigma_b^p = \frac{\sigma_b}{n}, \quad K_{Ic}^p = \frac{K_{Ic}}{n}.$$

Здесь коэффициент безопасности  $n$  при спонтанном росте трещины определяется при указанных выше нормативных значениях из критериального уравнения

$$K_I n = (1 - 0,14 L_r^2 n^2) [0,3 + 0,7 \exp(-0,65 L_r^6 n^6)]. \quad (9)$$

В табл. 3 и 4 приведены результаты прогноза развития по времени постулируемой трещинообразной несплошности (ее размеры и положение см. на

рис. 5). Из этих данных видно, что глубина дефекта и коэффициент безопасности  $n$  в течение одного года эксплуатации находятся в пределах допускаемых значений, а именно:  $a < 70$  мм при  $\delta = 72,5$  мм, а  $n > 2,0$  согласно рекомендации МАГАТЭ [3] для нормальных условий эксплуатации. Приведенные в таблицах данные отличаются исходными значениями  $a_0$  и показывают, что изменение  $a_0$  в пределах 6,0–25,0 мм снижает значение  $n$  через один год эксплуатации от 2,34 до 2,01.

Здесь следует отметить, что эти данные о сроках безопасной эксплуатации являются весьма консервативными, поскольку постулируется, что выявленные на картограммах несплошности являются коррозионными трещинами. Однако опыт показывает, что в ряде случаев постулируемые как трещины несплошности оказываются утонениями канавочного типа, у которых степень остроты в вершине заметно уступает условному радиусу притупления (меньше 0,05 мм) трещин. Для утонений канавочного типа скорость коррозионного роста обычно не превышает 1–2 мм/год, т. к. основным механизмом здесь является анодное растворение металла (в расчете принято  $v_{\max} = 44$  мм/год при  $K_{ISCC} > 10$  МПа·м $^{1/2}$ ).

1. Milne L., Ainsworth R.A., Dowling A.R. et al. Assessment of the integrity of structure containing defects: CEGB R6, Rev. 3. – May 1986.
2. MPK-CXP-2000 (РДЭО 0353-02): Методика определения ресурса корпусов атомных реакторов ВВЭР в процессе эксплуатации. – СПб; М., 2000. – 52 с.
3. Махненко В.И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – Киев: Наук. думка, 2006. – 618 с.
4. Определение напряженного состояния и оценка работоспособности сварного соединения № 111-1 парогенератора № 3 энергоблока № 4 ЗАЭС по результатам ультразвукового контроля в период ППР-2005: Отчет по НИР, выполненной по договору ЗАЭС с УкрЦНИИТМАШ. – Киев, 2006. – 29 с.
5. MP-125-01-90: Расчет коэффициентов интенсивности напряжений и коэффициентов ослабления сечений для дефектов в сварных соединениях. – Киев, 1990. – 55 с.
6. Zahoor F. Ductile Fracture Handbook. – Polo Alto: Electric Power Res. Inst., 1989. – 259 p.

# ASSESSMENT OF REINFORCING CONSTRUCTIONS EFFECTIVENESS AT THE REPAIR OF MAIN PIPELINES WITH SURFACE CORROSION DEFECTS

***Milenin A.S.***

*E.O. Paton Electric Welding Institute, NASU, Kiev, Ukraine*

The use of reinforcing welded constructions such as pipe sleeves is accepted way for in-service repair of pipelines with surface corrosion defects of sufficient size. The effectiveness of the pipe sleeve could be assessed with the use of mathematical and computer modeling of the stress-strain state of the complex cylindrical construction under internal pressure. Among the factors determined the diminishing of the main pipeline failure risk in the place of reinforced construction position, except of technological ones (e.g. working and repair pressure, geometry of the pipeline with defect, etc.), there are nonregular characteristics (surface roughness, untrue geometry of sleeve) which should be also taken into account. Within the limits of the given work the numerical investigation of these parameters influence on the effectiveness of in-service repair of corroded main pipeline with the use of welded reinforcing pipe sleeve has been carried out.

The technical diagnostics of critical welded constructions and units is important technological procedure that of need to ensure their life time and safe exploitation. In case of long term operation constructions, spatially or temporally varying external influence, diagnostics of their state is multilevel process that includes preliminary analysis of the considered construction working conditions, revealing of defects, assessment of their permissibility under actual operational parameters, estimation of the defected part safe exploitation period [1–3]. On the basis of such procedure the decision about the most effective technique of repair (if of need) could be possessed, and the role of mathematical and computer modeling in assessment of every stage of diagnostic procedure, decision making and repair planning is leading.

Overland main pipelines are long-running critical welded constructions of sufficient extent and work under high internal pressure [4]. Because of the fact that major part of pipeline is buried, the corrosive action of soil leads to pipe coating degradation and, in turn, to formation of the defects of corrosion type, first of all, local metal losses (Figure 1). In case of defect considerable expansion, it could be of necessity to repair defected part of pipeline. Today tendency of main pipeline repair approaches is the use of in-service repair technologies, mainly of which are based on welding [5, 6]. Particularly, if the defect is not very deep, it could be overlaid with welding. Contrariwise, if corrosion damage depth implicates impermissibly high burn-through risk, various reinforcing

constructions could be used for to redistribute high stresses in the region of the surface defect, to prevent further corrosive environment influence (for external defects) and to eliminate the leakage.

The most commonly used reinforcing construction type for the problem under consideration is welded pipe sleeve (Figure 2), that consists of two semicylindrical parts welded together with longitudinal weld and connected to pipe with circumferential welds. The efficiency of defected pipeline part reinforcing with pipe sleeve depends on variety of deterministic and stochastically distributed parameters such as size and position of dangerous defect, size, exact form and material of structures used, contact area shape, technological characteristics of pipeline



**Figure 1.** Example of corrosion metal losses on the main pipeline surface

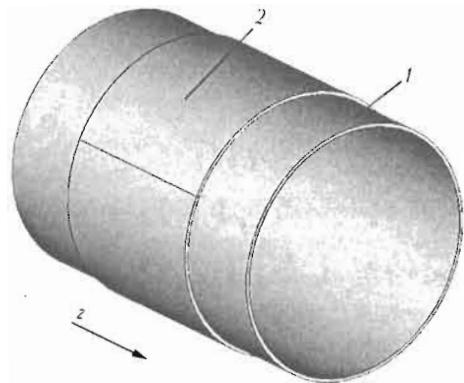


Figure 2. Geometrical scheme of pipe sleeve positioned on the defected pipe: 1 – pipeline part with uncovered surface corrosion defect; 2 – pipe sleeve with two semicylindrical part connected with welded joint

exploitation and pipe sleeve installation. For investigation of the effectiveness of reinforcing of pipeline with surface corrosion defects, corresponded numerical methodology has been developed.

**Methodology of investigation.** The main requirements which should be satisfied with the methodology under development are as follows: consistency with established standards and technological recommendations; integral consideration of all defected part of pipeline; flexibility from a point of view of further investigations, particularly, risk analysis; taking into account the stochastically distributed parameters; minimal conservativeness. The approach, that allows us to satisfy these demands, is probabilistic one. Thus, the efficiency of reinforcement *EPB* could be naturally determined as

$$EPB = 1 - \frac{P_i}{P_z}, \quad (1)$$

where  $P_i$  and  $P_z$  is the accident risk at the defected pipeline with and without pipe sleeve, respectively.

The probability of failure of constructions of non-uniform stress-strain state is used to be assessed with the help of Weibull distribution description [7]. For cylindrical constructions with surface geometrical anomalies under internal pressure next relationship could be used:

$$P_i = 1 - \exp \left[ - \int_S \left( \frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^m \frac{dS}{S_0} \right], \quad (\sigma_1 > A), \quad (2)$$

where  $\sigma_1$  is the first principal stress;  $S$  is the area of axial cross section in the thinnest part of geometrical anomaly under study;  $S_0$  is the structure parameter of the material;  $m, A, B$  are the coefficients of Weibull distribution.

Here, integration is carried out over the most dangerous area that somewhat heighten the assessment conservatively, but this description is justified for considered problem because tangential component of

stress tensor is at least twice higher than others and destruction is expected in this cross section.

Important stage of the given methodology is Weibull distribution coefficients definition that determines the failure probability quantitative assessment accuracy. Within the limits of this investigation the next approach has been proposed: from the set of local metal losses typical sizes, maximum allowable ones should be chosen and the probability of the failure of pipe with such defects is accepted to be less or equal to 0.05. For estimation of surface corrosion defects permissibility standard API 579 has been used where permissible defect determines with the next relationship [8]:

$$\delta_{\min} = \delta_p R_i, \quad (3)$$

where  $\delta_{\min}$  is the minimal pipe wall thickness in the region of geometrical anomaly;  $\delta_p$  is the minimum allowable thickness of the pipe wall under current technological parameters of exploitation;  $R_i$  is the function of local metal loss size;

$$R_i = \begin{cases} 0.2, & \text{if } \lambda = \frac{1.285s}{\sqrt{D\delta_p}} \leq 0.3475; \\ \left( 0.9 - \frac{0.9}{\sqrt{1.0 + 0.48\lambda^2}} \right) \left( 1.0 - \frac{0.9}{\sqrt{1.0 + 0.48\lambda^2}} \right)^{-1}, & \text{if } \lambda > 0.3475. \end{cases} \quad (4)$$

For to understand the influence of local metal loss shape on the effectiveness next types of defects have been considered: semielliptical (Figure 3, a) that defines typical single local metal loss of small size, conical (Figure 3, b) that describes several small similar defects near each other as on local metal loss, and cylindrical (Figure 3, c) that concerns the complex mechanical and corrosion damage or local metal loss after sufficient scraping. All these defect types are also studied depending on their position on internal or external surface of pipeline.

**Results and discussion.** Typical mechanical properties of the pipeline steel and geometrical characteristics of the pipeline and pipe sleeve are as follows: yield strength of material  $\sigma_{0.2} = 440$  MPa; Young modulus  $E = 200$  GPa; Poisson's ratio  $\nu = 0.3$ ; pipe wall thickness  $d = 20$  mm; pipe inner diameter  $D = 1420$  mm; internal working pressure  $P_w = 8.5$  MPa, and pipe sleeve thickness  $d_s = 20$  mm.

Stress-strain state of in the region of metal losses has been calculated with ANSYS software package and allowed us to estimate the Weibull distribution coefficients for considered case:  $S_0 = 0.4 \text{ mm}^2$ ;  $m = 4$ ,  $A = 500$  MPa,  $B = 670$  MPa.

Because the effectiveness of pipe sleeve depends on the contact area shape, it of importance to know the evolution of the pipeline surface with the growth of the local metal loss depth. In Figure 4 the depend-

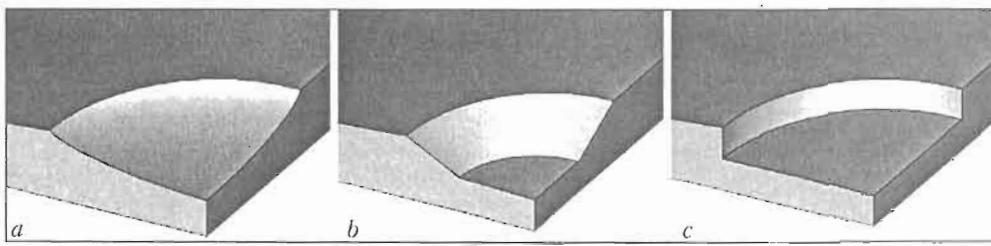


Figure 3. Schemes of the surface defect shapes under consideration: *a* — semielliptical; *b* — conical; *c* — cylindrical

encies of the surface bulging  $dh$  (difference between typical displacement in the region of the defect and at the periphery) on the metal loss shape, position and depth. It could be seen that the scenarios of defected pipeline surface evolution is sufficiently dependent on mentioned parameters for the high defect depth. It also could be concluded that the state of stresses and strains of pipe with surface geometrical anomaly should be analyzed only from the position of 3D description.

Technological procedure of in-service reinforcing of main pipeline defected part with pipe sleeve consists of next successive steps:

- digging the defected pipeline part up, protective isolation removing, pipe surface cleaning and smoothing;
- decrease of the pipeline working pressure  $P_w \rightarrow P_r$ ;
- positioning of semicylindrical parts of pipe sleeve in the region of the surface geometrical anomaly, tightening, welding of two parts with longitudinal weld and sleeve to pipe with circumferential weld;
- increase of the pipeline working pressure  $P_r \rightarrow P_w$ ;
- new isolation, burying.

With help of developed numerical technique of quantitative assessment of pipeline reinforcing effectiveness with pipe sleeve, the influence of next parameters of repair on procedure effectiveness has been investigated:

- internal pressure at repair work  $P_r$ ;
- pipe sleeve wall thickness  $d_s$ ;

- pipe sleeve cylindrical form deviation  $\delta D$ ;
- pipe sleeve inner surface roughness.

The size of model defects of all types are as follows: axial of 100 mm, tangential of 100 mm, and radial of 17 mm. The depth of corrosion damage has been taken very sufficient for to reveal main characteristic tendencies more obviously.

One of the most important parameter of repair procedure is internal pressure that should be lower than exploitation one, but not to prevent to transport the product with pipeline productively. Figure 5 demonstrates the dependence of EPB on  $P_r$ . It could be seen that the use pipe sleeve for reinforcing of defected pipeline is very effective for major part of considered defects, especially for internal ones, that could be explained with the way of surface deformation of the defected region (see Figure 4). The only exception is the cylindrical outer defect, where the effectiveness of such repair is pure. It is explained with the fact that the thinnest area of such defect is not exposed to the surface contact with pipe sleeve, as a result membrane stresses in this area are not changed. On the contrary, for semielliptical and conical outer defects the redistribution of stresses because of reinforcing takes place all over the defected region (even without direct contact) because of the slope from the defect edge to its bottom.

Pipe sleeve wall thickness  $d_s$  is also important parameter of reinforcement procedure: increase of wall thickness allows redistributing tangential stresses more effectively, but hinder the technology of its

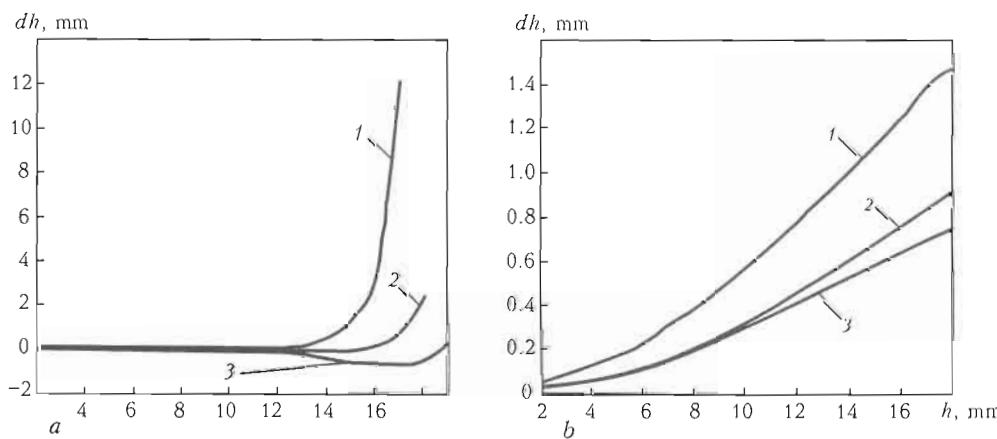


Figure 4. Dependence of defected area bulging on the defect depth: *a* — internal; *b* — external; 1 — cylindrical; 2 — conical; 3 — elliptical defect (here and in Figures 6–8)

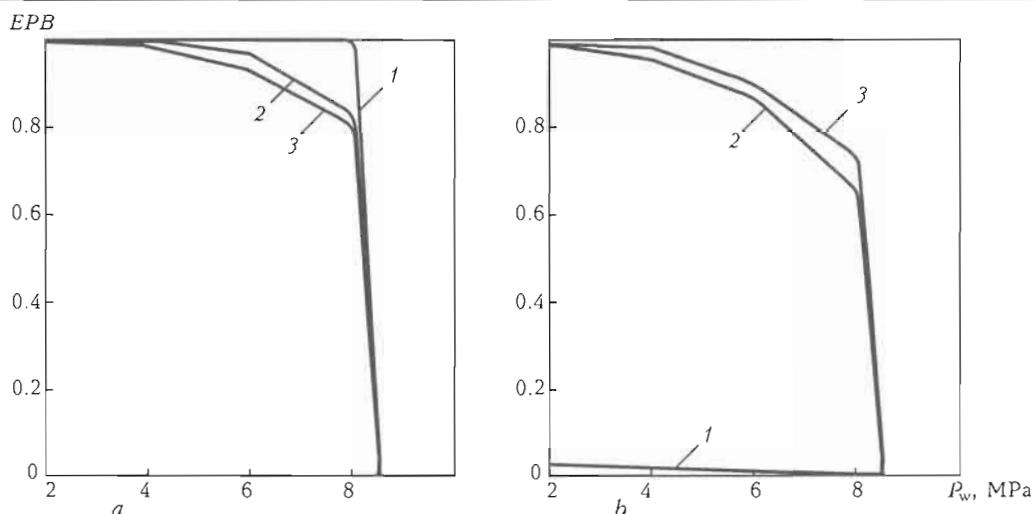


Figure 5. Dependence of pipe sleeve efficiency on the internal pipeline pressure at repair technological procedure

installation. Figure 6 illustrates the calculation results of numerical investigation of this parameter influence on in-service repair effectiveness. As for internal defects the use of pipe sleeve of thickness equal or larger than pipeline wall allows the probability of failure sufficiently to be decreased. External defects

(with the exception of cylindrical one) requires even thinner pipe sleeve for the same effect.

Above mentioned results are obtained on the assumption of pipe sleeve ideal cylindrical shape. But in real its shape is somewhat distorted, that could be caused with deformations of pipe sleeve as a shell (when cross

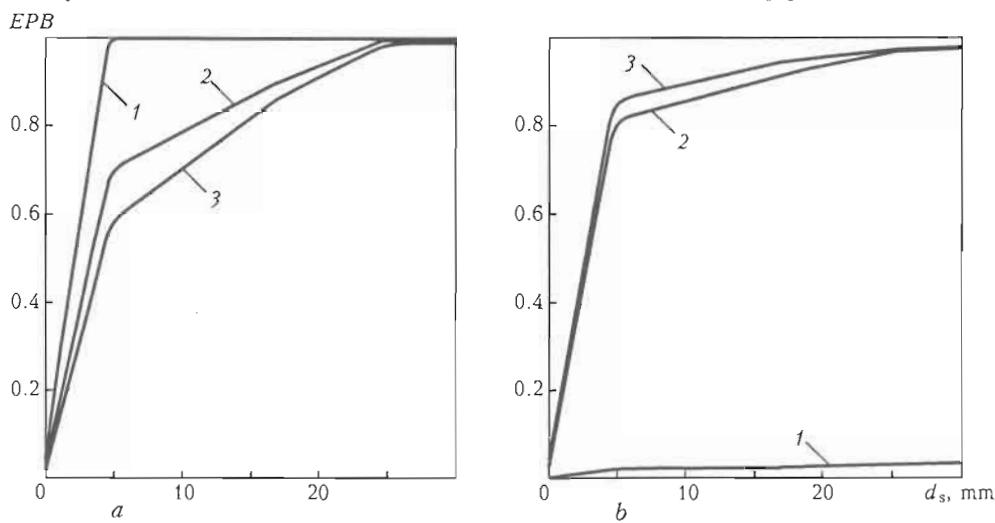


Figure 6. Dependence of pipe sleeve efficiency on its wall thickness

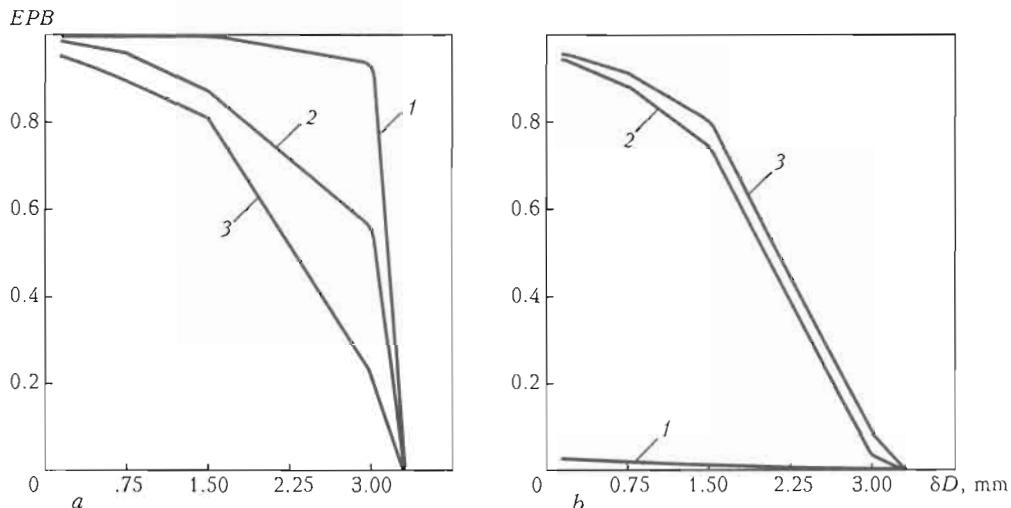


Figure 7. Dependence of pipe sleeve efficiency on its cylindrical shape deviation

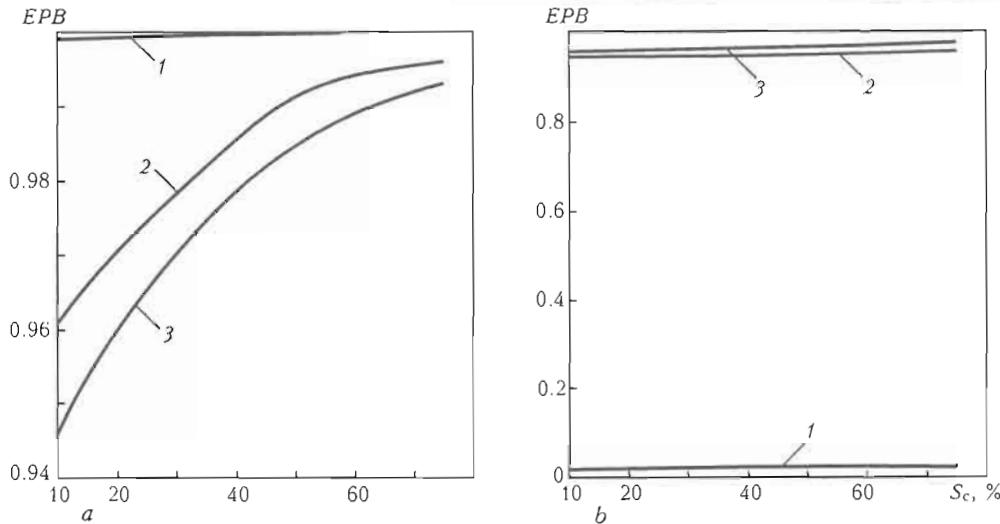


Figure 8. Dependence of pipe sleeve efficiency on contact area value

section of this construction is not circular annulus, but elliptical one) or with natural roughness of its inner surface (as a result the contact area is lower and contact points are stochastically distributed).

Dependence of pipe sleeve efficiency on its cylindrical shape deviation (difference between major semiaxis of pipe sleeve inner surface and radius of pipe outer surface; minor semiaxis are assumed to be equal) is given in Figure 7. According to this data, comparatively small deflection of pipe sleeve from ideal shape leads to sufficient decrease of repair efficiency. So, one of the main technological problem at pipe sleeve installation is to ensure good contact all over the pipeline outer surface, that guarantees high efficiency of repair.

Contact surface roughness is difficult to avoid at pipe sleeve production and the influence of surface quality on effectiveness of reinforcing also should be studied. As it could be seen from Figures 8 and 9, the value of contact area  $S_c$  and the distribution of contact spots over the surface have low effect on technological procedure under consideration. That's why it could be concluded that pipeline with surface anomaly should be treated as 3D-deformed body because of dissimilarity of its construction toughness, whereas the pipe sleeve deformation behavior corresponds to typical shell.

## CONCLUSIONS

1. Numerical procedure for corroded pipeline reinforcing procedure effectiveness assessment has been developed. The use of probabilistic approach allowed us to implement the flexible methodology and to consider different aspects of repair including stochastic ones.

2. The stress-strain state of pipeline with surface defects of different types (semielliptical, conical, cylindrical) has been analyzed.

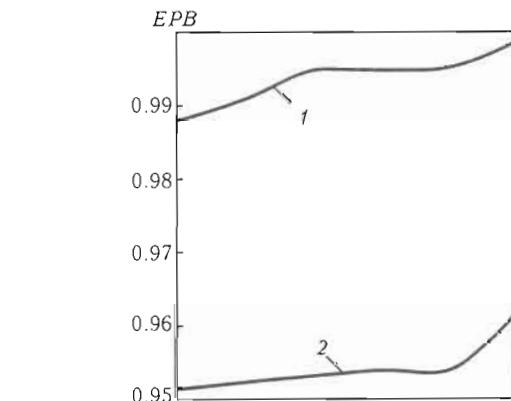


Figure 9. Pipe sleeve efficiency versus stochastically distributed contact area for elliptical defect on inner (1) and outer (2) surface of pipeline

3. The influence of such technological parameters as working pressure in pipeline, pipe sleeve wall thickness, its cylindrical shape deviation and surface roughness on reinforcing efficiency has been quantitatively assessed.

1. Bjornoy, O.H., Marley, M.J. (2001) Assessment of corroded pipelines: Past, present and future. In: *Proc. of 11th Int. Offshore and Polar Engineering Conf.* (Stavanger, Norway, June 17–22, 2001), Vol. 1, 93–101.
2. VRS 39-1.10-001-99: Intratubal inspection results analysis and defect danger assessment guide. Moscow: VNIIGAZ, 2000.
3. Makhnenko, V.I., Velikoivanenko, E.A., Olejnik, O.I. (2008) Risk analysis as a method for formalizing decision making on unscheduled repair of welded structure. *The Paton Welding J.*, 5, 2–7.
4. Aliev, R.A., Belousov, V.D., Nemudrov, A.G. et al. (1988) *Pipeline transport of oil and gas*. Moscow: Nedra.
5. VBN B.3.1-00013471-07:2007: Oil-trunk pipeline. Defected parts repair methods. Kyiv: Ministry of fuel and energetic of Ukraine, 2007.
6. But, V.S., Galeev, M.N., Shvedchikova, L.A. (1990) Determination of pipe wall bearing capacity in arc welding of structural elements of gas pipeline under pressure. In: *Coll. of papers on Diagnostics, Reliability, Technical Maintenance and Repair of Oil-Trunk Pipeline*. Ufa: VNIISPT-Neft, 105–111.
7. Weibull, W. (1951) A statistical distribution function of wide applicability. *J. Appl. Mechanics*, Sept., 293–297.
8. (2000) *Fitness-for-service*: API Recommended Practice 579. 1st ed. Washington: API Publ. and Distrib.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В ШЛАКОВОЙ ВАННЕ ПРИ ЭШЛ С ПРИПЛАВЛЕНИЕМ

**Мужиченко А.Ф., Полещук М.А., Шевцов В.Л.**

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Путем математического моделирования получено распределение объемных источников тепла в шлаковой ванне при электрошлаковом литье с приплавлением. Задача рассмотрена в трехмерной постановке, определены граничные условия, достигнуто хорошее согласование экспериментальных и расчетных значений электрического тока, проходящего через приплавляемые элементы.

Институт электросварки им. Е.О. Патона разработал технологию изготовления заготовок сложной формы методом электрошлакового литья с приплавлением (ЭШЛП). Отличительной особенностью этого метода является то, что в процессе ЭШЛ выплавляется только часть заготовки с одновременным приплавлением к ней заранее изготовленных элементов [1].

При ЭШЛП шунтирование рабочего тока происходит через шлаковую ванну в приплавляемые детали. От величины этого тока зависит глубина провара приплавляемого элемента, поэтому при ЭШЛП во многих случаях очень важно обеспечить возможность управления током для гарантии качественного приплавления элементов без чрезмерного провара.

Разновидностью метода ЭШЛП является выплавка корпусов задвижек с фланцами на концах

патрубков. Такие задвижки применяются при добыче нефти и природного газа фонтанным методом. На многих украинских месторождениях они работают при давлении добываемого продукта до 70 МПа. Заготовка корпуса фланцевой задвижки представляет собой сложную пространственную фигуру, которую можно отобразить в цилиндрической системе координат  $(z, r, \theta)$  с началом, расположенным на пересечении продольных осей корпуса и патрубков (рис. 1).

Процесс ЭШЛП заготовки корпуса фланцевой задвижки протекает в три стадии (рис. 2). Первая и третья (рис. 2, а и в) представляют собой электрошлаковое литье цилиндрического слитка сплошного сечения по монофилярной схеме. Собственно процесс приплавления происходит на второй стадии (рис. 2, б), на которой по мере плавления расходуемого электрода шлаковая и металлическая ван-

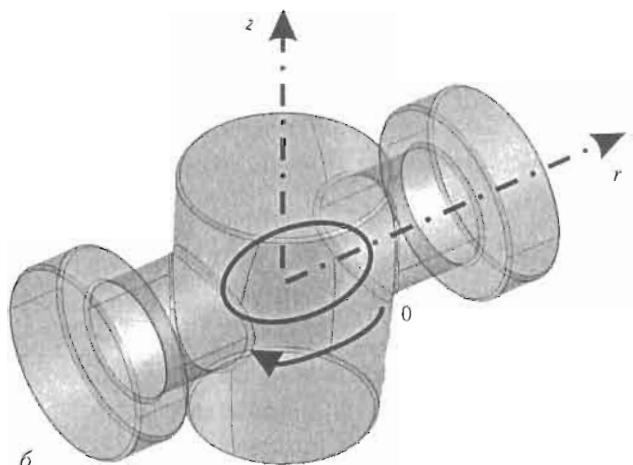
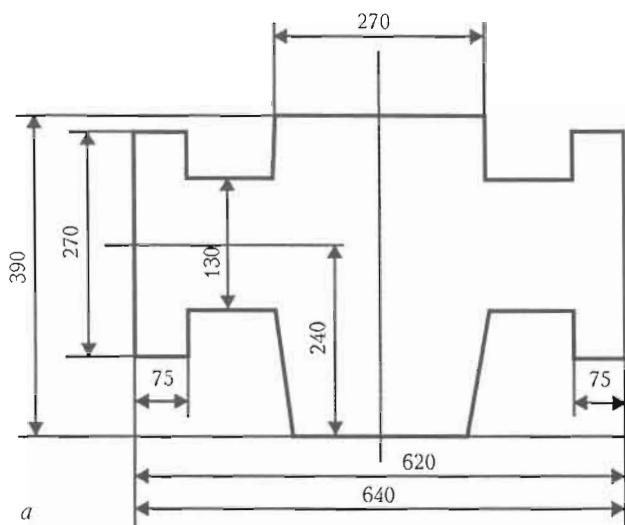


Рис. 1. Эскиз (а) и изометрия (б) заготовки корпуса фланцевой задвижки с условным проходом 80 мм

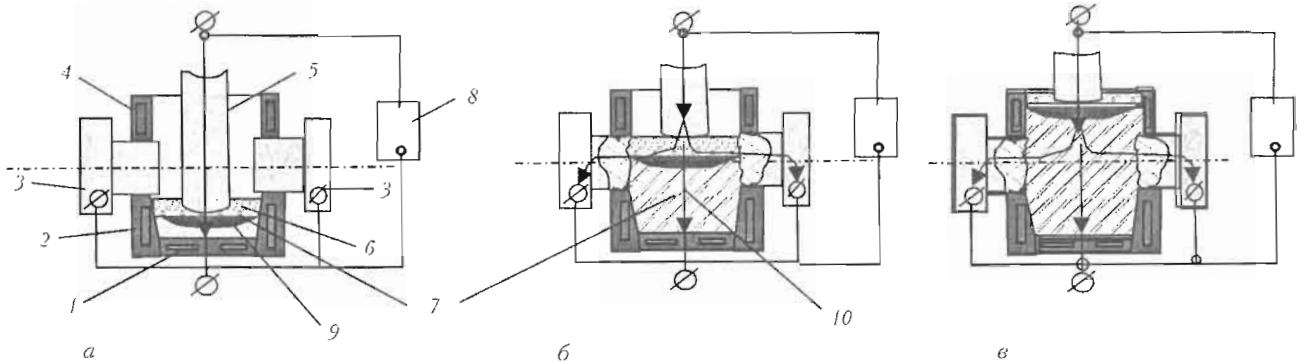


Рис. 2. Схема процесса ЭШЛП заготовки фланцевой задвижки: а — начальная стадия; б — стадия приплавления; в — завершающая стадия; 1 — поддон; 2 — нижняя часть кристаллизатора; 3 — патрубки с фланцами; 4 — верхняя часть кристаллизатора; 5 — расходуемый электрод; 6 — шлаковая ванна; 7 — металлическая ванна; 8 — источник питания; 9 — выплавленная часть заготовки

ны перемещаются вверх вдоль торцов патрубков и происходит их приплавление к литой части заготовки. Именно в этот момент приплавляемые патрубки по сути представляют собой дополнительные шунтирующие электроды, которые существенным образом изменяют картину распределения джоулевых источников тепла в шлаковой ванне.

При разработке технологии ЭШЛП заготовок фланцевых задвижек основное внимание уделялось качественному приплавлению патрубков без трещин и несплавлений и получению в зонах приплавления требуемых свойств металла [2, 3]. Предварительные эксперименты показали, что качественное приплавление заранее изготовленных патрубков во многом определяется особенностями тепловыделения в шлаковой ванне.

Исследование тепловыделения в шлаковой ванне было проведено нами с помощью математического моделирования. Подобные задачи рассматривались многими исследователями, начиная с первых лет применения математических методов моделирования для исследования электрошлаковых процессов [4–7], однако эти задачи ранее рассматривались только в двумерной осесимметричной постановке или сводились к ней. Решаемая нами задача в области приплавления патрубков становится трехмерной. Благодаря наличию в заготовке двух плоскостей симметрии при  $\theta = 0\text{--}180^\circ$  ( $\Gamma_{c1}$  вдоль оси патрубка) и  $\theta = 90$  и  $270^\circ$  ( $\Gamma_{c2}$  поперек оси патрубка) математическое моделирование процессов проводилось только в одной четверти заготовки.

Предварительно при построении математической модели электрических и тепловых процессов в шлаковой ванне при ЭШЛП необходимо построить трехмерную конечноэлементную модель плавильного пространства. Для этого геометрическую модель заготовки втягиваем в нашу расчетную программу в трехмерном формате IGS из конструкторской программы Autocad. Этот формат позволяет передать как объемы заготовки и шлаковой ванны,

так и ограничивающие их поверхности, линии и ключевые точки. При решении поставленной задачи мы можем подробно рассматривать только центральную часть заготовки, ограниченную плавильным пространством кристаллизатора, с обращенными внутрь его торцами приплавляемых патрубков. Остальные части будем рассматривать с меньшей детализацией.

Для расчета плотности токов в шлаковой ванне нами используется модель электрических процессов, сформулированная в виде поля потенциалов:

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \varphi) = 0. \quad (1)$$

По полученным результатам рассчитываем объемную плотность источников тепла, выделяемого в шлаковой ванне:

$$q = \sigma |\operatorname{grad} \varphi|^2, \quad (2)$$

где  $\sigma = \sigma(t)$  — удельная электропроводность шлака, зависящая от температуры и обратная удельному электрическому сопротивлению,  $\Omega^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$ ;  $\varphi$  — потенциал электрического поля, В;  $q$  — объемная плотность источников тепла,  $\text{Вт}/\text{мм}^3$ .

Решение уравнений (1) и (2) будем искать в области шлаковой ванны, ограниченной сверху торцом расходуемого электрода ( $\Gamma_e$ ) и свободной поверхностью шлаковой ванны ( $\Gamma_w$ ), снизу — зеркалом расплавленного металла ( $\Gamma_m$ ), с боков — стенкой кристаллизатора, покрытой гарнисажем ( $\Gamma_g$ ), и оплавляемым торцом патрубка ( $\Gamma_p$ ), а также двумя плоскостями симметрии ( $\Gamma_{c1}$  вдоль оси патрубка) и ( $\Gamma_{c2}$  поперек оси патрубка) (рис. 3).

Изменение удельного электрического сопротивления шлака АНФ-6 в интервале температур 1200–1600 °C взято из работы [8], в качестве начальных условий нами использованы результаты распределения температуры в шлаковой ванне, полученные в работе [9].

Задачу решаем в квазистационарной постановке для различных положений зеркала металлической

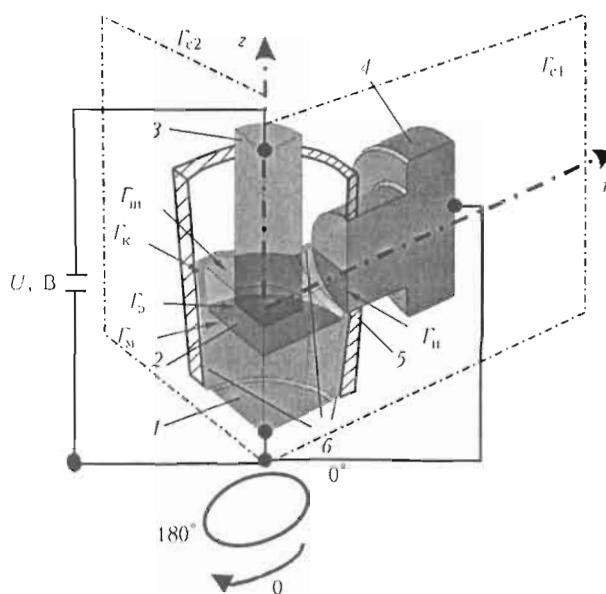


Рис. 3. Схема граничных условий, принятых при решении задачи: 1 — выплавленная часть заготовки; 2 — шлаковая ванна; 3 — расходуемый электрод; 4 — приплавляемый патрубок; 5 — кристаллизатор; 6 — гарнисаж (остальные обозначения см. в тексте)

ванны относительно продольной оси приплавляемого патрубка. Граничные условия представлены в таблице.

Кроме того, для проверки адекватности разработанной модели реальному процессу проведен расчет интегральных значений токов на границах патрубков, расходуемого электрода и металлической ванны для различных моментов ЭШЛП. Расчетные

$H$ , мм

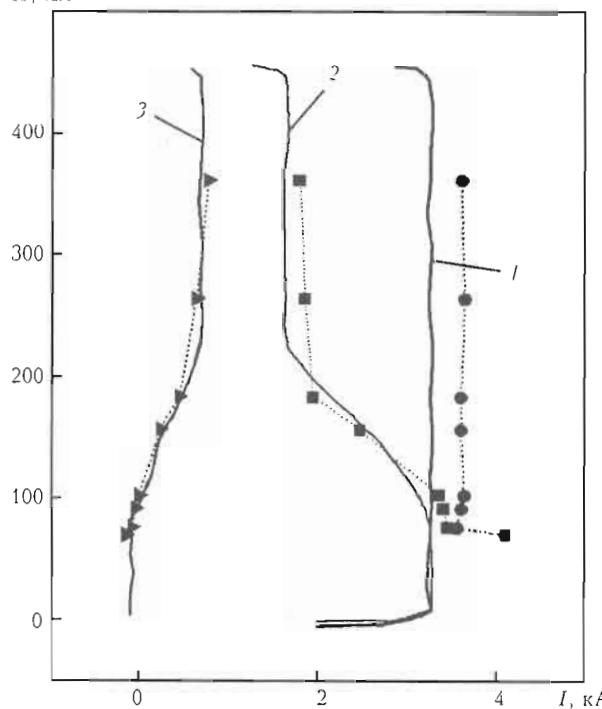


Рис. 4. Распределение тока расходуемого электрода (1), поддона (2) и патрубка (3) в зависимости от высоты заготовки корпуса задвижки  $H$  (соответственно ●, ■, ▲ — расчетные значения)

Границные условия для расчета распределения объемных источников тепла

| Граница                    | Параметры на границе   |  |                       |
|----------------------------|--|--|-----------------------|
|                            | $\phi, \text{ В}$  | $\sigma, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$ | $T_e, ^\circ\text{C}$ |
| $\Gamma_a$                 | $\phi = U$   | $\sigma_m(T)$                                  | 1510                  |
| $\Gamma_w$                 | $\frac{\partial \phi}{\partial Y} = 0$   | $\sigma_w(T)$                                  | 1600                  |
| $\Gamma_m$                 | $\phi = U_0$   | $\sigma_m(T)$                                  | 1550                  |
| $\Gamma_k$                 |  | $\sigma = \infty$                              | 1200                  |
| $\Gamma_n$                 | $\phi = U_0$   | $\sigma_n(T)$                                  | 1510                  |
| $\Gamma_{c1}, \Gamma_{c2}$ | $\frac{\partial I}{\partial n} = 0, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0,$<br>где $n$ — нормаль к<br>плоскости симметрии | $\sigma_m(T),$<br>$\sigma_w(T)$                | $T_w, T_m$            |

значения токов использовали для сравнения с экспериментальными данными, полученными в соответствующий момент ЭШЛП.

С целью проверки правильности задания граничных условий и принятых допущений была проведена опытная выплавка заготовки корпуса задвижки с условным проходом 80 мм. С помощью многоканального самописца и трансформаторов тока, установленных в соответствующих цепях, непрерывно регистрировалось значение тока, протекающего через расходуемый электрод, выплавляемую заготовку и приплавляемые патрубки в течение всей плавки. При этом ток расходуемого электрода и напряжение источника питания поддерживали постоянными (3,2 кА и 57 В соответственно) при глубине ванны шлака АНФ-6 75 мм. Положение зеркала металлической ванны относительно поддона определяли расчетным путем по времени сплавления меток на расходуемом электроде.

Результаты измерений показаны на рис. 4 сплошными кривыми, штриховыми — ток на элементах, значения которого получены расчетным путем с помощью математической модели на семи различных уровнях зеркала металлической ванны. Этот рисунок иллюстрирует хорошую корреляцию между расчетными и экспериментальными данными, что подтверждает соответствие разработанной математической модели распределения объемных источников тепла в шлаковой ванне реальному процессу при ЭШЛП.

На рис. 5 показано распределение плотности тока и объемной плотности источников тепла в шлаковой ванне в различные моменты ЭШЛП заготовок корпусов фланцевых задвижек с условным проходом 80 мм. При расчете глубина ванны шлака АНФ-6 принята равной 75 мм, диаметр расходуемого электрода 130 мм, диаметр приплавляемых пат-

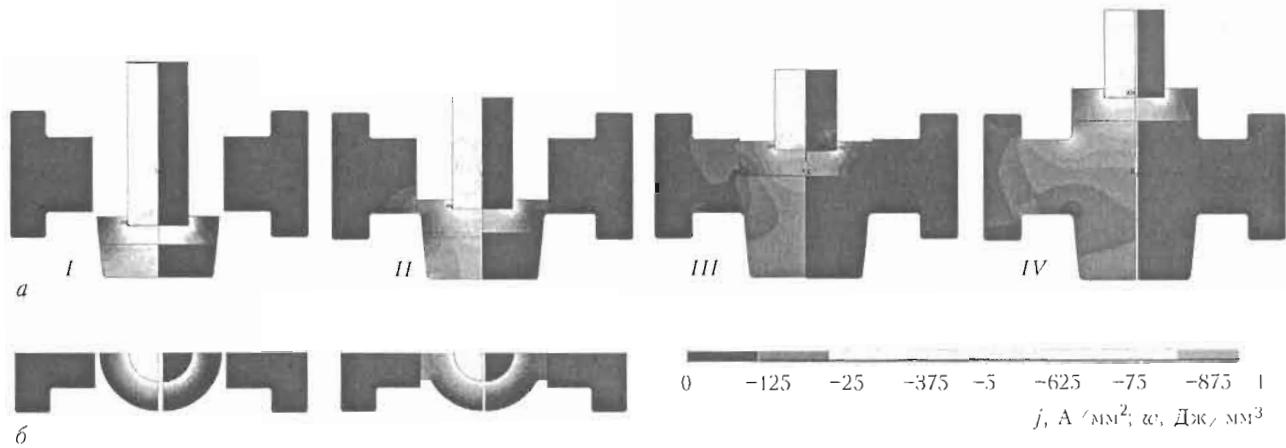


Рис. 5. Уровень шлака (a), распределение (б) удельных токов (слева) и удельных источников тепла (справа) при различных положениях зеркала металлической ванны (сечения по плоскости  $\Gamma_c$ ) и расстояниях от зеркала до оси патрубка  $Z = -170$  (I),  $-80$  (II),  $0$  (III) и  $120$  (IV) мм

рубков 160 мм, рабочий ток 3,2 кА, напряжение на расходуемом электроде  $U = 40$  В. Распределение тока и объемных источников тепла определялось при 4-х различных положениях зеркала металлической ванны относительно оси патрубка.

Как видно из рисунков, пока уровень шлака не достиг патрубка (положение I), распределение тока и объемных источников тепла аналогично имеющим место при выплавке цилиндрического слитка [4, 5]. Картина распределения тока и выделения теплоты в объеме шлака существенным образом изменяется после того, как уровень шлаковой ванны дошел до торца приплавляемого патрубка (II). Вблизи торца патрубка появляется новая зона интенсивного тепловыделения, отличающаяся от зоны у стенки кристаллизатора. Картина тепловыделения становится похожей на наблюдавшуюся при бифилярной плавке [6]. В шлаковой ванне как бы появляется дополнительный квазирасходуемый электрод, шунтирую-

щий рабочий ток. Когда зеркало металлической ванны достигнет торца приплавляемого патрубка, интенсивность дополнительных источников тепла в шлаке снижается (положение III), после окончания процесса приплавления (IV) картина распределения тока и выделения тепла становится аналогичной положению I. Таким образом, если патрубки электрически соединить с поддоном, то в шлаковой ванне вблизи оплавляемого торца появится зона интенсивного тепловыделения, благодаря которому торец патрубка интенсивно прогревается и образует качественное соединение с выплавляемой частью заготовки.

Математическое моделирование показывает, что при примерно одинаковой мощности, выделяемой в шлаковой ванне, с уменьшением диаметра патрубка плотность джоулевых источников тепла вблизи его оплавляемого торца возрастает (рис. 6). Это явление приводит к более значительному увеличению проплавления патрубка задвижки ДУ 50 по сравнению с ДУ 80 [3].

Была рассчитана зависимость изменения плотности джоулевых источников тепла  $q$  вблизи оплав-

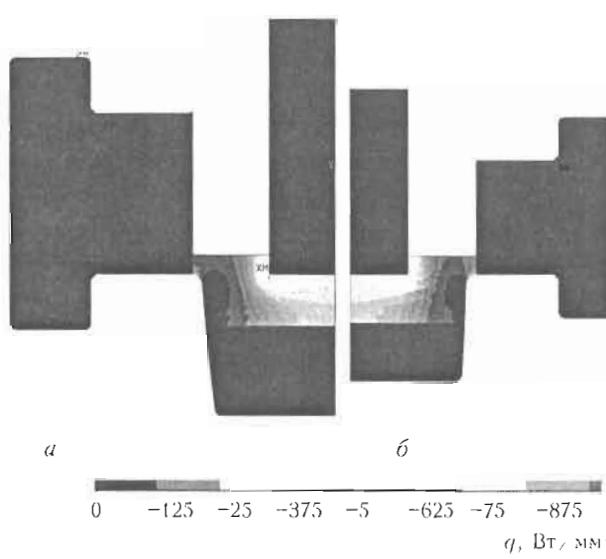


Рис. 6. Распределение плотности джоулевых источников тепла в шлаковой ванне при ЭШДП заготовок корпусов задвижек ДУ  $80 \times 70$  (а) и  $50 \times 70$  (б)

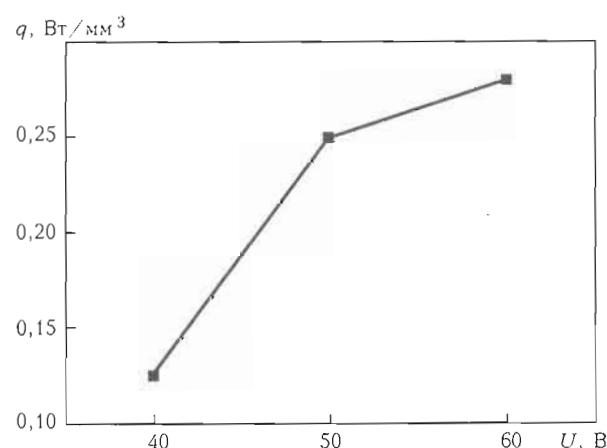


Рис. 7. Зависимость плотности джоулевых источников тепла от напряжения на шлаковой ванне возле патрубков

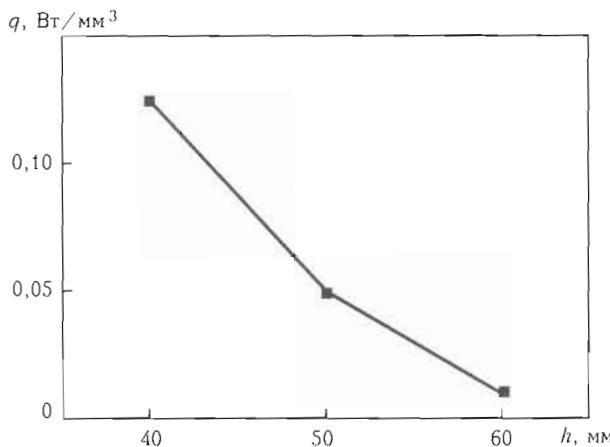


Рис. 8. Зависимость плотности джоулевых источников тепла от высоты шлаковой ванны возле патрубков

ляемых торцов патрубков от напряжения  $U$  (рис. 7) и высоты шлаковой ванны  $h$  (рис. 8). Представленные зависимости позволяют выбирать электрический режим ЭШЛП, оптимальный для получения качественного соединения заранее изготовленных патрубков с литой центральной частью корпуса задвижки.

## Выводы

В результате проведенной нами работы создана трехмерная математическая модель распределения токов и джоулевых источников тепла в шлаковой ванне при ЭШЛП и показана ее адекватность. Модель можно применять для выбора технологических

параметров выплавки заготовок корпусов задвижек различных типоразмеров до проведения плавок.

- Жадкевич М.Л., Шевцов В.Л., Пузрин Л.Г. Электрошлаковое литье с приплавлением. Обзор // Совр. электрометаллургия. — 2010. — № 3. — С. 13–17.
- Полещук М.А., Пузрин Л.Г., Шевцов В.Л. и др. Электрошлаковое литье заготовок корпусов фланцевых задвижек с приплавлением патрубков // Там же. — 2009. — № 2. — С. 13–17.
- Полещук М.А., Соломийчук Т.Г., Григоренко Г.М. и др. Исследование области соединения в заготовках корпусов фланцевых задвижек высокого давления, полученных способом ЭШЛ с приплавлением // Там же. — 2009. — № 4. — С. 8–12.
- Макара А.М., Мосендер Н.А., Тарасевич Н.И. и др. Определение интенсивности источников тепла при ведении электрошлакового процесса неплавящимся электродом // Проблемы спецэлектрометаллургии. — 1975. — № 2. — С. 6–10.
- Медовар Б.И., Шевцов В.Л., Саган В.И. и др. Оценка интенсивности джоулевых источников тепла в шлаковой ванне при ЭШП по бифилярной схеме // Математические методы в исследовании процессов специальной электрометаллургии. — Киев: Наук. думка, 1976. — С. 43–54.
- Махненко В.И., Медовар Л.Б., Саенко В.Я. и др. Математическое моделирование процессов укрупнения слитков из высоколегированных сталей и сплавов способом электрошлаковой наплавки жидким металлом в токопроводящем кристаллизаторе // Совр. электрометаллургия. — 2008. — № 4. — С. 30–37.
- Махненко В.И., Демченко В.Ф., Крикент И.В. и др. Расчетная система для исследования токораспределения в шлаковой ванне // Проблемы спецэлектрометаллургии. — 1985. — № 1. — С. 14–19.
- Eric R.H. Slag properties and design issues pertinent to matte smelting electric furnaces // Proc. of VII Int. Conf. on Molten Slags, Fluxes and Salts. — South African Inst. of Mining and Metallurgy, 2004.
- Hara S., Hashimoto H., Ogino H. Electrical conductivity of molten slags for electroslag remelting // Transact. of ISIJ. — 1983. — Vol. 23. — P. 1053–1058.

# MODELLING OF THE TEMPERATURE-DEPENDENT ABSORPTION IN LASER HEATING PROCESS

**Mundt J., Sakkietibutra J. and Vollertsen F.**

Bremer Institut fuer angewandte Strahltechnik GmbH, Bremen, Germany

Numerical simulations are valuable tools for analyzing thermal forming processes. The simulation of the thermal treatment process helps to understand the process itself and can be used for automatic parameter studies. In general, in simulations of thermal forming process using laser radiation the heating sources are implemented by prescribing a local energy value. Thereby, either a constant average empirical value for the absorption coefficient is used or an average temperature-independent value is taken, which is based on experimental thermal plots. For numerical parameter studies, these average values are prejudicial due to the fact that different process parameters create different process temperatures which influence the absorption coefficient. In this article, a method is demonstrated which considers the influence of temperature-dependent surface state on the absorption coefficient. Furthermore, results of different kinds of modelling the absorption coefficient, based on one averaged value and temperature-dependent values, are compared and presented. The simulations are validated on experimental results of a laser forming process on the X5CrNi18-10 stainless steel sheets.

Within the Collaborative Research Center 570 «Distortion engineering» in the project «Thermal induced pre-stressing for distortion minimization», a directed laser irradiation is used to minimize distortions of following process steps by modifying the stressed state in the component. This pre-stressing process requires the knowledge of appropriate process parameters which manipulate the yield stress field in order to minimize the final distortion. The identification of the necessary process parameters can be based on FEM-simulations, which decrease the quantity of time-consuming and cost-intensive experimental studies. Unfortunately, conventional simulations normally should be validated for a small process range due to the lack of knowledge of the process-dependent absorption coefficient  $\alpha$ .

Generally, the input of energy per time unit into the component is dependent on the applied power and the absorptivity. For a laser beam with the power  $P$  it is essentially

$$P = P_R + P_A + P_T, \quad (1)$$

where  $P_R$ ,  $P_T$  and  $P_A$  is, respectively, the reflected, transmitted and absorbed part of the laser beam;  $P_T = 0$  if the workpiece thickness is adequate;  $P_A$  is determined by measuring  $P_R$ . Within an experiment the directed and diffuse reflection of laser beam into the component can be measured [1]. In case of metallic materials, a given wavelength  $P_A$  depends primarily on the following four principal items [2]: optical constants of the material; geometrical conditions of the

surface; chemical state of the surface (for instance, oxide film); and temperature which affects the above three aspects.

Furthermore, in [2] it is described that the temperature dependency of the absorbed power behaves similarly to the electrical resistance. This indicates that similar physical mechanisms are influencing the temperature-dependent absorption. One basic reason for this behaviour is explained by the increasing electron-lattice-frequency during heating in the Drude model.

Figure 1 shows the efficiency of laser irradiation. In this case it is equal to the absorption coefficient  $\alpha$  as a function of the wavelength and the material characteristics [3]. For example, for the laser irradiation

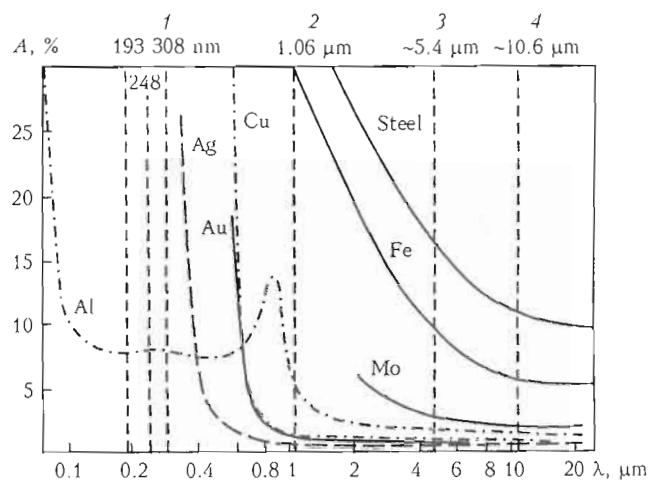


Figure 1. Dependence of absorption coefficient on the eximer (1), Nd:YAG (2), CO (3) and CO<sub>2</sub> (4) laser wavelength and material [3]

of a stainless steel by a Nd:YAG laser this Figure gives an absorption coefficient of approximately 37 %.

In a conventional FEM-model of a laser heat treatment, the absorption coefficient and energy loss (thermal radiation and convection) have to be adjusted and validated using experimental measured temperature profiles. Thus, a constant average value for the absorption coefficient of the power is used. This averaged absorption constant describes only an approximate value and does not consider the dependence on the process parameters and reached temperature.

Nevertheless, it is known that the temperature influences the surface-state and the absorption. Figure 2 shows temperature-dependent absorption curves according to [4]. With the help of the measured temperature-dependent absorption coefficient or reflection curves as well as calculated absorption curves (e.g. according to the Drude model [4]) of the used materials, it is possible to implement the temperature-dependent efficiency into the numerical simulation. If the absorption  $A$  over a restricted temperature gradation is known by  $A = 1 - R$  through the measurement of the reflection coefficient  $R$ , the absorption coefficient over the temperature can be implemented into a simulation software like SYSWELD 2009<sup>®</sup>. For this purpose, the measured values of the temperature-dependent absorption coefficient in this case are approximated by a fitting function. The calculation of the temperatures can be performed using the backwards-difference method. After every calculated time-step, the achieved temperature in every element determines the introduced energy in the next calculated time-step.

For the determination of the absorption coefficient of the high-alloyed steel 1.4301, a temperature-dependent reflection curve, which was measured by Fraunhofer ILT and IPT, was used [5]. The absorption behaviour of the steel X5CrNi18-10 is described as follows: if the absorption coefficient at room tem-

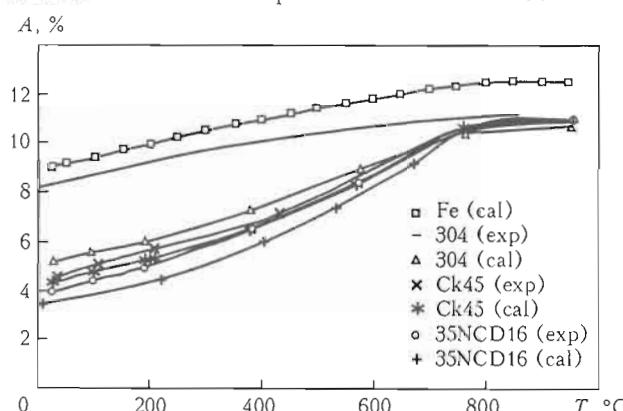


Figure 2. Calculated and measured absorption curves for the classification of dependence between the absorption coefficient and the temperature [4]

perature amounts approximately 40 %, it will rise slightly to 47.5 % up to 500 °C and reaches over 70 % at 1000 °C. At higher temperatures the absorption will increase further.

The following investigation will show the significant influence of the temperature on the absorption coefficient and on the predicted temperatures for a laser heat treatment process of stainless steel sheets. Although in the carried out experiments also the steel X5CrNi18-10 was used the temperature-dependent absorption measured by Emonts [1] can not be used in numerical calculations for validations. One reason is that the surface states of the sheets used in the carried out experiments are different due to different manufacturing process. Another reason is that the applied laser has not the same power distribution.

Therefore, first simulations have process parameters such as the experiments to validate the model with averaged absorption coefficients. The further simulations, in order to show the improvement of temperature predictions by a modelled temperature-dependent absorption coefficient, have approximately the same process parameters which were used by the measuring of the temperature-dependent reflection curve by [5].

**Experiments.** For the experimental investigations the X5CrNi18-10 steel sheets with the dimension 150 × 100 × 5 mm were irradiated along the centre line in longitudinal direction with a defocused laser spot of a 6.4 mm diameter. Figure 3 shows the experimental setup. The specimens were positioned on three ball bearings to have the same thermal boundary conditions on all surfaces. Nd:YAG laser has a wavelength of 1064 nm and was used under normal atmosphere without a shielding gas. The travel speed of the laser spot was 1.3 mm/s. The laser powers 100, 250 and 400 W were chosen to compare the absorption behaviour at different temperatures. The InfraTec

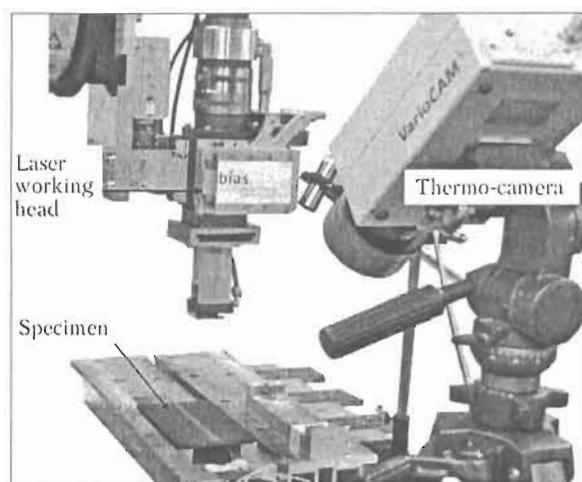


Figure 3. Experimental setup

thermo-camera VarioCAM was utilised to measure the temperature. For the precise measurement of temperature profile the surface (except for a stripe with a width of about 8 mm around the mentioned center line) was coated with graphite. The advantage of such a coating is the well-known emission coefficient of graphite. Due to resolution of camera and distance between the camera and the specimen, an average pixel size of about  $1.1 \times 1.7$  mm on the component was reached.

**Numerical model.** The simulations were performed with the FEM-program SYSWELD 2009<sup>®</sup>. The component is cross-linked with 81,120 nodes and 95,290 linear volume elements. Figure 4 shows the surface of the used mesh. The size of elements which are within and directly next to the irradiated area is  $1.0 \times 0.4$  mm. The elements in the evaluation area rectangular to the longitudinal side of the sheet have the size of  $0.57 \times 0.50$  mm (see Figure 4).

In the simulations for validation of the model the energy input was distributed as a top-hat. In the edge sections (ca. 1.2 mm) the energy is increasing until the middle section (4 mm) with an equal distribution is reached.

In the simulations with a temperature-dependent absorption coefficient and further simulations, an equal distribution was used. The heat loss due to the radiation was implemented by the Stefan–Boltzmann law, and that due to the surface convection was evaluated with a constant thermal transfer coefficient value of  $25 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ . The value for the heat conductivity was taken from [6], and the values of the specific heat capacity are described in [7]. The data for the modelled density were based on study [8]. This parameter is not sensitive for the temperature calculation.

**Results and model validation.** In order to determine and validate the calculated temperatures on the surface, the pixel size on the component represented the area of the specimen in a pixel on the camera image is compared with the finite element mesh. Each three node values in the numerical calculations in the

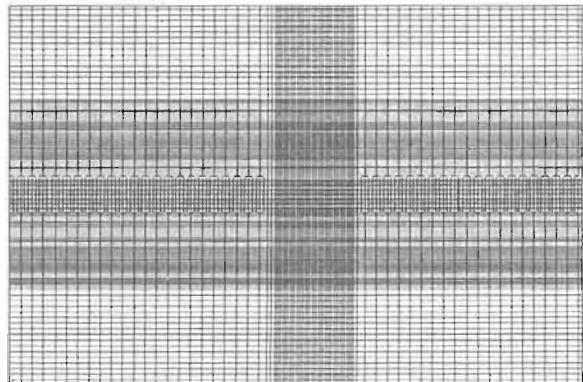


Figure 4. Finite element mesh used

*y*-direction are averaged, so that a distance of 1.5 mm is averaged and the pixel size on the component is well reproduced. (The averaged value of each three nodes yields one reference value for the data from thermal camera measurement.) The centres of these test points are located at 5.5, 8 and 10 mm away from the centreline. The *x*-direction can be neglected due to a hardly quasi-static temperature field. Figure 5 shows the positions of the calculated temperatures

The resulting experimentally measured temperatures in the selected pixels on the camera image for different process parameters are presented in Table 1.

As described above, the maximal temperatures at each of the three nodes are evaluated in the simulation. However, an averaged absorption coefficient must be determined previously. For this purpose, a parameter study with different absorption coefficients was performed. Table 2 lists the different absorption coefficients realized for 100 and 250 W as an example.

An averaged absorption coefficient of 82.5 % was chosen from the calculations for both used laser powers. Figure 6 presents the deviations between the maximal temperatures obtained from the numerical calculations and those experimentally determined, on which bars on the right side show how much greater deviations can appear at a large variation of the output power. If this averaged absorption coefficient is also considered for 400 W, much higher deviation will occur. The error columns occur due to the defective

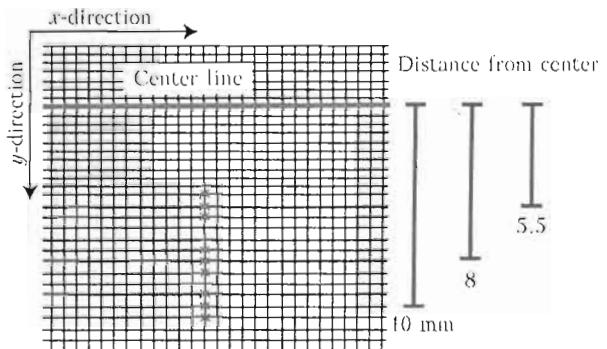


Figure 5. Enlarged view of one part of mesh used in the analysis area

Table 1. Achieved maximal temperature in the thermal camera image at different output power

| <i>P</i> , W | <i>T</i> , °C |         |         |
|--------------|---------------|---------|---------|
|              | Pixel 5       | Pixel 7 | Pixel 9 |
| 400          | 368           | 293     | 238     |
| 250          | 225           | 173     | 143     |
| 100          | 90            | 70      | 59      |

Note. Pixels are numbered at a distance from the center line in the transverse direction of the specimen.

Table 2. Results of the realized simulations with different median absorption coefficients

| P, W | $\alpha$ , % | Temperature, °C, at distance from the centre, mm |       |        |      |        |      |
|------|--------------|--|-------|--------|------|--------|------|
|      |              | 5.5  | +/-   | 8      | +/-  | 10     | +/-  |
| 100  | 50           | 68.33  | 6.33  | 53     | 2    | 46.66  | 1.33 |
| 100  | 75           | 92   | 9     | 69.67  | 3    | 60     | 2    |
| 100  | 82.5         | 99.33  | 10.33 | 74     | 3.33 | 64     | 2.33 |
| 250  | 60           | 162.67   | 17.67 | 118.33 | 6    | 100    | 4    |
| 250  | 82.5         | 214.33   | 23.67 | 154.33 | 8    | 129.33 | 5.33 |
| 250  | 85           | 220.33   | 24    | 154.33 | 8.33 | 132.33 | 5.67 |
| 250  | 90           | 231.33   | 25.33 | 166.33 | 9    | 139.33 | 5.67 |

Note. Deviation +/- occurs due to error of the not precise allocation of camera image pixel to the positions in simulation.

allocation of the camera pixel to the positions on the component. Here, experimental errors due to the precision of the temperature measurement are not included.

The model used for steel X5CrNi18-10 is validated on the basis of experiments according to conventional methods. Calculations with the data of the temperature-dependent absorption coefficient based on work [5] are performed to show the significant influence of temperature on calibrated averaged absorption coefficient. The maximal temperatures for the different power with a temperature-dependent absorption coefficient are presented in Table 3. The distance of the test point refers to the centre line in the transverse direction of the sheets (see Figure 5).

With the help of the maximal temperatures of each single simulation, the averaged absorption coefficients presented in Table 4 were determined. Distinct differences in the values have been already identified, and therefore, it is obvious that a single temperature-dependent absorption coefficient can lead to large deviation.

The graphs in Figure 7 show the resulting maximal temperatures with the averaged absorption coefficients from Table 4 at different output power. Furthermore, the results from the calculations with temperature-dependent absorption coefficients are presented, and the test points were joined with each other,

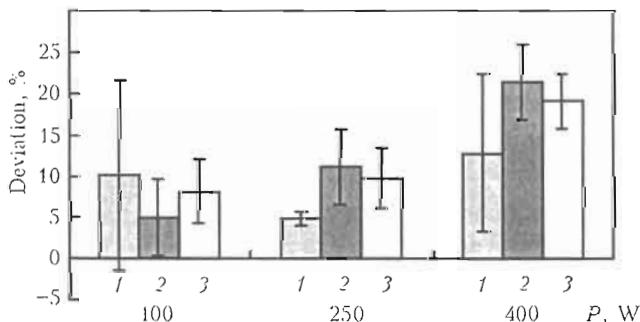


Figure 6. Deviations of numerically calculated maximal temperatures with one median efficiency of 82.5 % from the experimental results: 1 – pixel 5; 2 – 7; 3 – 9

so that the respective deviation in using a median absorption coefficient is illustrated. It can be seen that the single averaged absorption coefficient only for the respective output power conforms sufficiently well to the calculation with temperature-dependent absorption coefficient.

Figure 8 presents the deviations in percentage of the maximal temperatures at the test point 5.5 mm of the respective powers at two fixed median absorption coefficients in comparison to the temperature-dependent absorption coefficient. Both averaged absorption coefficients can lead to greater deviations of the maximal temperatures at larger changes of the output power (see Table 4).

Figure 9 shows the deviation of the temporal gradients of the temperatures at different determined averaged absorption coefficients from the calculation with temperature-dependent absorption coefficient. The gradient at an averaged absorption coefficient of 60 % indicates a very good temporal consistence and

Table 3. Temperature for each single test point at different laser output power with temperature-dependent absorption coefficient

| P, W | Temperature, °C, at distance from the centre, mm |     |     |     |
|------|--|-----|-----|-----|
|      | 0  | 5.5 | 8   | 10  |
| 100  | 230  | 54  | 44  | 40  |
| 250  | 542  | 112 | 86  | 73  |
| 400  | 1012   | 209 | 156 | 131 |
| 550  | 1367   | 300 | 223 | 186 |

Table 4. Mathematically defined absorption coefficient for different laser output power

| P, W | $\alpha$ , % |
|------|--------------|
| 100  | 43           |
| 250  | 47           |
| 400  | 60           |
| 550  | 75           |

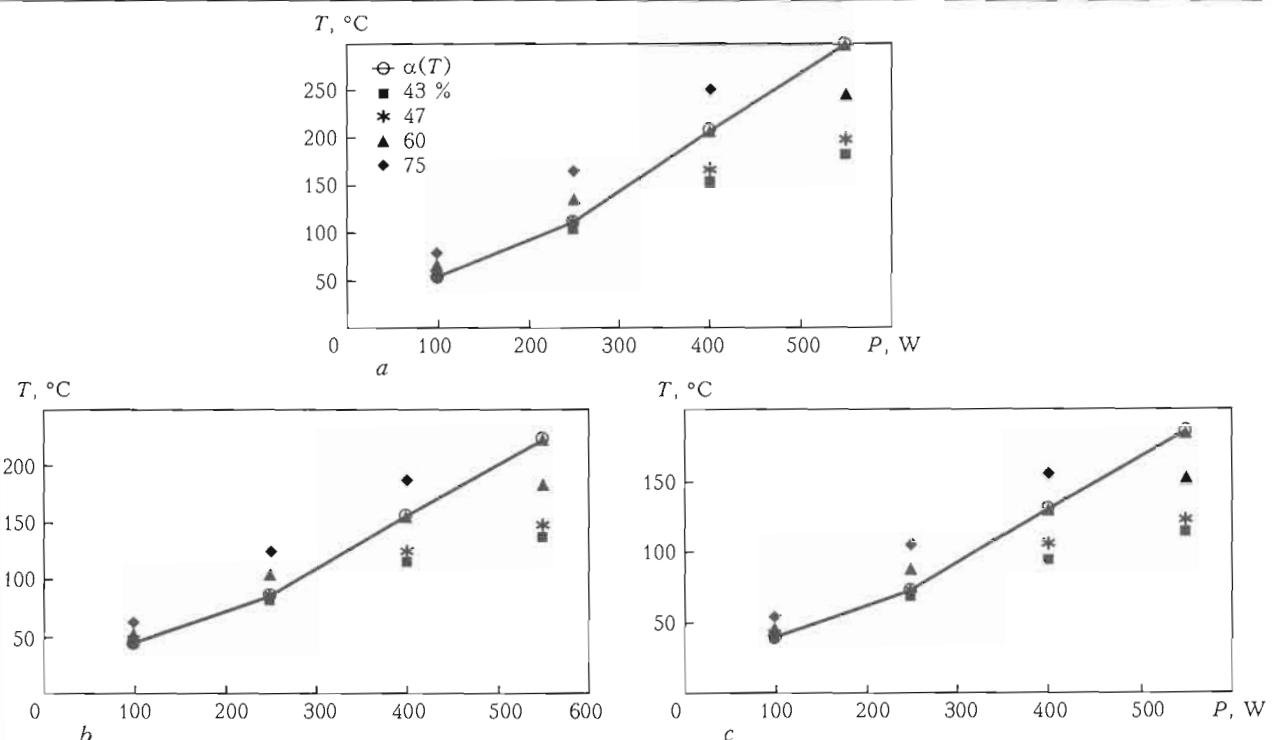


Figure 7. Maximal temperatures at different averaged absorption coefficients in comparison to the calculations with a temperature-dependent absorption coefficient  $\alpha(T)$  for distance from the center of 5.5 (a), 8 (b) and 10 (c) mm

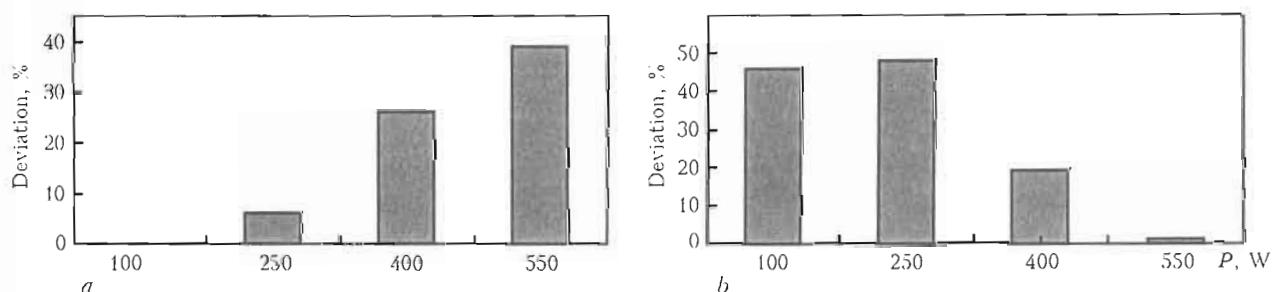


Figure 8. Deviation of maximal temperatures for averaged absorption coefficients of 43 (a) and 75 (b) % compared to the calculations with a temperature-dependent absorption coefficient at the test point 5.5 mm

correspondingly only a maximal deviation of about 4 % which is 2 K in this case.

**Discussion.** The comparison of numerical calculation with averaged absorption coefficient and experimental data shows a sufficient agreement, as long as the output power is not significantly changed. It has been already identified that a large deviation can be observed (see Figure 7) only if a previously determined absorption coefficient is used in the numerical calculation at large changes of the output power. This deviation partially reaches far above 100 K and in general increases strongly with higher output power. The observation of the deviation in percentage also indicates in general that its increases with increasing difference of the output power, where the averaged absorption coefficient was determined, and from that it differs partially (see Figure 8). However, both Figures clearly show that strong difference can occur when using a median absorption coefficient at great changes of output power. It is also demonstrated by

the temperature in terms of time (see Figure 9) but is not expected that there is always a valid linear behaviour because the calculations of the temperature in terms of time is sophisticated. A further aspect, which was observed in the present investigation, is how much stronger influence on the maximal tempe-

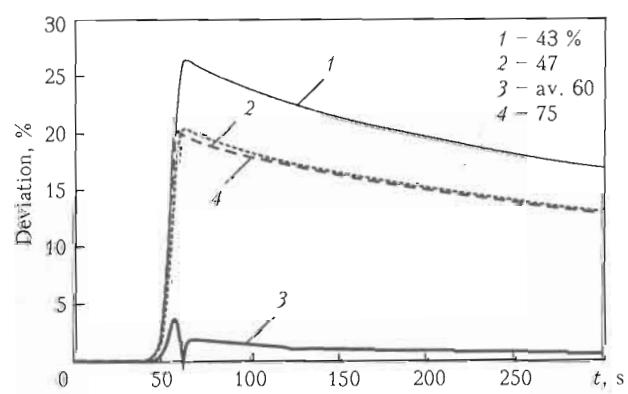


Figure 9. Deviation of temperature in terms of time at the point 5.5 mm for different absorption coefficients at output power of 400 W

rature near the radiation zone has appeared for the integration of a temperature-dependent absorption coefficient into the calculations. Due to the temperature dependence, the local energy coupling in the spot changes, which apparently has an effect on the points in and near the radiation zone.

## CONCLUSION

Using comparisons of maximum temperatures from experiments and simulations of heat treatment through laser radiation on the X5CrNi18-10 steel sheet and further simulations with and without temperature-dependent absorption coefficient show that

- in case of only small variation of laser power it is possible to calculate the temperature field with an averaged absorption coefficient sufficient enough compared to experiments;
- in case of comparatively large laser power variations, for instance, during a widespread parametric study, it is necessary to obtain and to use a number of averaged absorption coefficients or to use a temperature-dependant absorption coefficient;
- option of using a temperature-dependant absorption coefficient is preferable because of discontinuation of the investment of time and resources for the search of averaged absorption coefficients, on the one hand, and elimination of the variable «absorption coefficient» during the modeling of problem, on the other hand;

- while looking for and using a temperature-dependent absorption coefficient, it is essential not only to include the material of sample into considerations but also the condition of its surface as well as further process parameters.

**Acknowledgement.** This article shows approaches and results of the projects «Thermal induced pre-stressing for distortion minimization» and «Modelling of the peak-temperature-dependent residual stress development during laser forming» (VO 530/37-1) which are funded by the German Research Foundation in the Collaborative Research Centre SFB 570 «Distortion engineering». The authors express their gratitude to the DFG. Furthermore, we like to thank Mr. P. Khazan and Mrs. J. Weyhausen for their technical support.

1. Liekmeier, W. (1997) Spektralfotometrische Messungen an optischen Schichten. *Vakuum in Forschung und Praxis*, 3, 197–202.
2. Poprawe, R. (2005) *Laserfertigung fuer die Fertigung*. Berlin: Springer.
3. Beyer, E. (1995) *Schweissen mit dem Laser – Grundlagen*. Aachen: Springer.
4. Dausinger, F. (1995) *Strahlwerkzeug Laser: Energiedenkplung und Prozesseffektivitaet*. Stuttgart: Teubner.
5. Emonts, M. (2010) *Laserunterstuetztes Scherschneiden von hochfesten Blechwerkstoffen*. Aachen: Apprimus.
6. Voss, O. (2001) *Untersuchungen relevanter Einflussgruppen auf die numerische Schweißsimulation*. Aachen: Shaker.
7. Hanitzsch, E. (1987) Messung der spezifischen Wärmekapazität von Stählen nach der Pulsmethode. *Thermochimica Acta*, 119, Issue 1, 203–210.
8. Richter, F. (1983) *Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit*. Mannesmann Forschungsberichte 930. Düsseldorf.

# РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ТЕХНОЛОГИЙ РЕМОНТА СВАРКОЙ МАГИСТРАЛЬНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

**Олейник О.И., Бут В.С.**

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина*

Рассмотрена возможность расчетным путем гармонизировать безотказность выполнения наплавочных ремонтных работ в зоне недопустимого дефекта утонения с минимальным снижением рабочего давления в магистральном трубопроводе для обеспечения эксплуатационных поставок газа (нефти). В основу таких расчетных методов положены рекомендации АРУ по допустимым габаритным размерам утонений в зависимости от давления в трубопроводе в сочетании с расчетно-экспериментальными данными по ослаблению сопротивления силовому нагружению металла, нагреваемого при сварке. Приведены примеры указанной гармонизации.

На настоящее время Украина обладает мощным газотранспортным комплексом, который позволяет стране играть важную роль в процессах перемещения энергоресурсов в мире. Это предопределено выгодным географическим расположением государства между ключевыми газодобывающими регионами России и основными потребителями энергоресурсов в Европе, соединением трубопроводов Украины с магистральными трубопроводами соседних стран, высоким уровнем обслуживания и эксплуатации сети трубопроводов.

По информации НАК «Нафтогаз Украины» длина газопроводов высокого давления составляет 38 тыс. км, из которых 22,2 тыс. км приходится на магистральные. В сравнении с другими странами Украина по общей протяженности газопроводов занимает четвертое место в мире.

Газотранспортная система Украины находится в рабочем состоянии и эксплуатируется в непрерывном режиме на протяжении многих лет. Например, с 1978 г. действует экспортный магистральный газопровод «Оренбург–Западная Граница» («Союз»), в 1983 г. введен в эксплуатацию магистральный газопровод «Уренгой–Помары–Ужгород», в 1988 г. – магистральный газопровод «Прогресс». Сейчас около 70 % газопроводов (по протяженности) находится в эксплуатации более 20-ти лет (рис. 1) и около 40 % из них уже выработали нормативный 33-летний срок службы.

Следствием процессов физического старения трубопроводов является ухудшение технического состояния линейной части магистрального газопровода (ЛЧМГ) и повышение риска возникновения

аварийных ситуаций. Важную роль в поддержании в рабочем состоянии ЛЧМГ и предупреждении аварийных ситуаций играет своевременный ремонт обнаруженных дефектов. Среди большого количества методов ремонта особый интерес представляют методы, не требующие вывода трубопровода (участка) из эксплуатации.

Известен ряд подходов, в том числе с применением сварочных технологий, для решения таких задач [1–3]. Американским институтом нефти (API) разработан специальный стандарт [4] по применению сварки при ремонте отдельных локальных дефектов на действующем трубопроводе. В Украине значительный объем работ в этом направлении выполнен ИЭС им. Е.О. Патона, ИПП им. Г.С. Писаренко, Ивано-Франковским НТУ нефти и газа [1, 2, 5, 6] и другими организациями. Целый ряд разработок, касающихся, например, установки сварных муфт и бандажей на трубу с дефектами, получил признание соответствующих специалистов и широко применяется на практике [3].

Учитывая, что по разным оценкам более 50 % всех выявленных дефектов составляют коррозион-

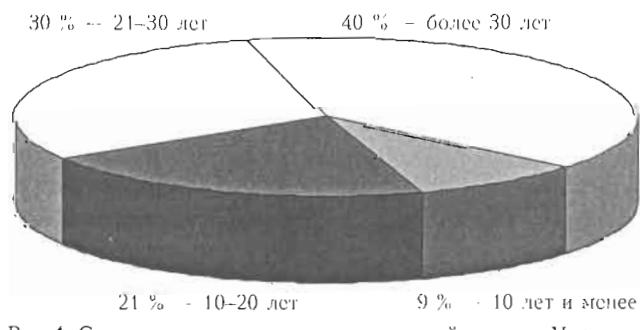


Рис. 1. Сроки эксплуатации газотранспортной системы Украины (% от общей протяженности)

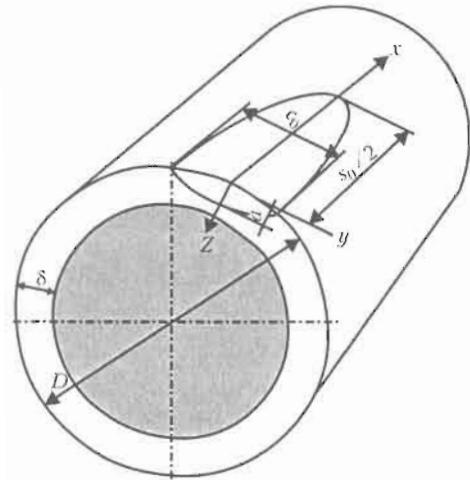


Рис. 2. Схема трубопровода с коррозионно-механическим повреждением в форме эллипсоида размером  $s_0 \times c_0 \times a$  перед наплавкой

но-механические повреждения, их ликвидация путем восстановления стенки трубы наплавкой выглядит привлекательным методом ремонта. При наплавке обеспечивается оперативность устраниния дефектов и возможность снижения стоимости самого ремонта, поскольку его выполнение не требует никаких дополнительных материалов кроме сварочных. Особенно эффективен такой метод ремонта на участках трубопроводов с изгибами, прогибами, взаимным смещением труб вдоль продольной оси, а также при изменении проходного диаметра, когда установка усиливающих конструкционных элементов типа муфт и бандажей затруднена или практически невозможна.

Одним из основных преимуществ таких технологий является обеспечение безопасности сварочных ремонтных работ на трубопроводе под давлением в зависимости от типа дефекта, его формы и размеров за счет недопущения прожога стенки трубы. Коррозионно-механические повреждения (утонения) стенки трубы характеризуются размерами  $s_0 \times c_0 \times a$  (рис. 2), где  $s_0$  — размер по оси трубы;  $c_0$  — по окружности;  $a$  — по толщине стенки. Для оценки риска разрушения в зоне таких дефектов в зависимости от их размеров, геометрических параметров трубопровода, его механических свойств и давления в трубе разработаны различные критерии [7–9]. Среди них особое внимание привлекают предложенные в [7] достаточно простые соотношения, основанные на многочисленных экспериментальных исследованиях и позволяющие с определенной степенью консерватизма судить о допустимости дефектов типа утонения стенки трубопроводов в зависимости от перечисленных выше параметров.

Условие допустимости в трубопроводе коррозионного утонения с размерами  $s(t)$ ,  $c(t)$ ,  $a(t)$  в момент времени  $t$  по [7] представляется в виде

$$Y(t) = \delta - a(t) - [\delta]R_j > 0, \quad (1)$$

где

$$R_j = \delta_{\min}/[\delta] \quad (j = s, c); \quad (1a)$$

$\delta_{\min} = \delta - a$  — минимальная измеренная толщина стенки в зоне дефекта.

Допустимая расчетная толщина стенки трубопровода без дефекта составляет

$$[\delta] = \frac{PD}{2[\sigma]}, \quad (2)$$

где  $P$  — рабочее давление в трубе с наружным диаметром  $D$  из материала с допускаемыми для данных условий работы трубопровода напряжениями  $[\sigma]$ .

Для величины  $R_j$  ( $j = s, c$ ) в [7] предложены следующие зависимости:

$$R_s = \begin{cases} 0,2 \text{ при } \lambda = \frac{1,285s}{\sqrt{D[\delta]}} \leq 0,3475; \\ \left[ 0,9 - \frac{0,9}{\sqrt{1 + 0,48\lambda^2}} \right] \left[ 1,0 - \frac{0,9}{\sqrt{1 + 0,48\lambda^2}} \right]^{-1} \text{ при } \lambda > 0,3475; \end{cases}$$

$$R_c = \begin{cases} 0,2 \text{ при } \frac{c}{D} \leq 0,348; \\ \frac{10,511 \left( \frac{c}{D} \right)^2 - 0,7358}{1,0 + 13,838 \left( \frac{c}{D} \right)^2} \text{ при } \frac{c}{D} > 0,348. \end{cases} \quad (3)$$

На практике при ремонте обнаруженных коррозионно-механических повреждений возникает необходимость прогнозирования условий безопасности в связи с технологическими воздействиями (зачистки, наплавки) в зоне дефекта, в результате которых изменяются геометрические параметры  $s(t)$ ,  $c(t)$ ,  $a(t)$ . Особенно важно оперативно прогнозировать увеличение глубины дефекта  $a(t)$ , связанное с зачисткой поверхности от коррозии (до 1 мм) или нагревом при выполнении соответствующей технологии наплавки [10] (примерное проникновение по глубине изотермы около 1000 °C для стали в зависимости от положения источника нагрева в зоне утонения с учетом изменения размеров  $s(t)$  и  $c(t)$  за счет уже наплавленных участков к моменту времени  $t$ ). Очень важно при этом учесть резерв в обеспечении безопасности за счет снижения давления в магистрали на момент ремонта, при котором не происходит существенного нарушения эксплуатационного режима трубопровода. Другими словами, требуется оценка уровня минимального снижения давления в трубе, обеспечивающего необходимую безопасность, т. е. выполнение условий (1).

Положим, что в момент времени  $t$  заданы размеры дефекта  $s(t)$ ,  $c(t)$  и  $a(t)$  в трубопроводе с геометрическими размерами  $D \times \delta$  из материала с допускаемыми напряжениями  $[\sigma]$  вне области дефекта.

Таблица 1. Результаты расчета  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$  для  $P = 7,5$  МПа

|                     |        |       |        |        |         |        |        |        |
|---------------------|--------|-------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| $\delta_{min}$ , мм | 3,17   | 4,75  | 6,34   | 7,92   | 9,51    | 11,09  | 12,68  | 13,47  |
| $R_s = R_c$         | 0,20   | 0,30  | 0,40   | 0,50   | 0,60    | 0,70   | 0,80   | 0,85   |
| $s_{kp}$ , мм       | 40,56  | 53,93 | 68,72  | 86,82  | 111,74  | 152,78 | 252,13 | 422,50 |
| $c_{kp}$ , мм       | 493,60 | 573   | 678,40 | 832,90 | 1104,40 | 1874   | -      | -      |

Из зависимостей (1)–(3) при  $Y = 0$  следует:

$$\begin{cases} \lambda(R_s) = 1,4434 \left[ 0,81 \left( \frac{1 - R_s}{0,9 - R_s} \right)^2 - 1 \right]^{0,5} & \text{при } R_s > 0,2; \\ \lambda(R_s) = 0,3475 & \text{при } R_s \leq 0,2. \end{cases} \quad (4)$$

Тогда из (3) получаем

$$\begin{cases} s_{kp}(R_s) = \lambda(R_s) \frac{\sqrt{D[\delta]}}{1,285}; \\ c_{kp}(R_s) = D \left[ \frac{R_c + 0,73589}{10,511 - 13,838R_c} \right]^{0,5} & \text{при } R_c \geq 0,2; \\ c_{kp}(R_c) = 0,348D & \text{при } R_c < 0,2, \end{cases} \quad (5)$$

где  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$  – допустимые критические размеры при данных  $R_s$  и  $R_c$ .

Используя (1а) и (2), можно записать

$$R_j = \frac{\delta_{min}}{P} \frac{2[\delta]}{D} (j = s, c). \quad (6)$$

Из (4)–(6) следует, что

- при  $R_j \leq 0,2$  допустимые размеры  $s$  и  $c$  для дефекта утонения не зависят от  $\delta_{min}$  и равны соответственно  $s = 0,27D\sqrt{P}/2[\delta]$ ,  $c = 0,348D$ ;

- при фиксированных  $\delta_{min}$  за счет снижения  $P$  по (6) возможно любое приближение к предельным значениям параметров  $R_s = 0,9$  и  $R_c = 10,511/13,838$ , при которых по (4) и (5)  $s_{kp} \rightarrow \infty$  и  $c_{kp} \rightarrow \infty$ , т. е. такие дефекты утонения становятся «абсолютно допустимыми».

Рассмотрим конкретные примеры.

Труба газопровода размером  $1420 \times 20$  мм изготовлена из стали X70 с  $[\sigma] = 336$  МПа, рабочее давление  $P = 7,5$  МПа,  $[\delta] = 15,85$  мм. Задав ряд значений  $\delta_{min} = 20 - a(t)$ , получим соответствующий

ряд значений  $R_s = R_c$  для  $P = 7,5$  МПа (табл. 1), на основе которых определяем  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$  по (4), (5).

Из результатов, представленных в табл. 1, и судя по кривым  $P$  на рис. 3, а, можно заключить, что для данного примера при рабочих давлениях  $s_{kp}$  на порядок выше, чем  $s_{kp}$  во всем диапазоне значений  $\delta_{min} \geq 3,17$  мм. Значения  $s_{kp}$  сравнительно невелики, особенно при малых значениях  $\delta_{min}$ . В связи с этим снижение рабочего давления при ремонте является достаточно важной процедурой для обеспечения безопасности. Это наглядно демонстрируют данные табл. 2 и кривые  $0,8P = 6$  МПа,  $0,7P = 5,25$  МПа и  $0,6P = 4,5$  МПа, представленные на рис. 3, а.

Из этих данных видно, что при  $\delta_{min} = 3,17 - 5,0$  мм снижение давления не приводит к заметным изменениям значений  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$ . Однако при  $\delta_{min} > 6$  мм снижение рабочего давления на 40 % значительно увеличивает  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$ , что очень важно для практики.

В качестве примера применения таких кривых рассмотрим безопасность заварки утонения, имеющего размеры  $s_0 = s_{kp} = 100$  мм ( $-50 \leq x \leq 50$  мм) и  $c_0 = 60$  мм при  $\delta_{min} = 8,5$  мм после зачистки и механического шлифования (рис. 4 а, б). Заварка выполняется от краев дефекта по окружности на режиме, обеспечивающем проникновение изотермы 1000 °C на глубину  $\xi = 3$  мм (с определенным консерватизмом) при ширине наплавленного валика  $B = 10$  мм. Соответственно в зоне наплавленного валика остаточная условная толщина стенки трубы составит

$$\delta_{ycl} = \delta - a(x) - \xi.$$

Если  $\delta_{ycl} > \delta_{min} = \delta - a_{max} - \xi$ , то предельный размер  $s_{kp}$  (см. рис. 3, а) остается равным  $s_0$  и необходимости в снижении рабочего давления нет.

Таблица 2. Результаты расчета  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$  для давления  $0,8P$ ,  $0,7P$  и  $0,6P$ 

| $\delta_{min}$ , мм                              | 3,17          | 4,75   | 6,34   | 7,92    | 9,51    | 11,09  |
|--|---------------|--------|--------|---------|---------|--------|
| $0,8P = 6,0$ МПа<br>$[\delta]_{0,8P} = 12,7$ мм  | $R_s = R_c$   | 0,25   | 0,375  | 0,50    | 0,625   | 0,75   |
|  | $s_{kp}$ , мм | 42,19  | 57,96  | 77,66   | 86,83   | 168,46 |
|  | $c_{kp}$ , мм | 530,90 | 648,75 | 832,90  | 1213,80 | 661,08 |
| $0,7P = 5,25$ МПа<br>$[\delta]_{0,7P} = 11,1$ мм | $R_s = R_c$   | 0,286  | 0,428  | 0,571   | 0,714   | 0,857  |
|  | $s_{kp}$ , мм | 43,48  | 61,45  | 86,66   | 135     | 398,65 |
|  | $c_{kp}$ , мм | 560,40 | 716    | 1006,20 | 2160    | -      |
| $0,6P = 4,5$ МПа<br>$[\delta]_{0,6P} = 9,5$ мм   | $R_s = R_c$   | 0,333  | 0,50   | 0,667   | 0,833   | -      |
|  | $s_{kp}$ , мм | 45,41  | 67,25  | 105,45  | 263     | -      |
|  | $c_{kp}$ , мм | 604,56 | 832,90 | 1483,10 | -       | -      |

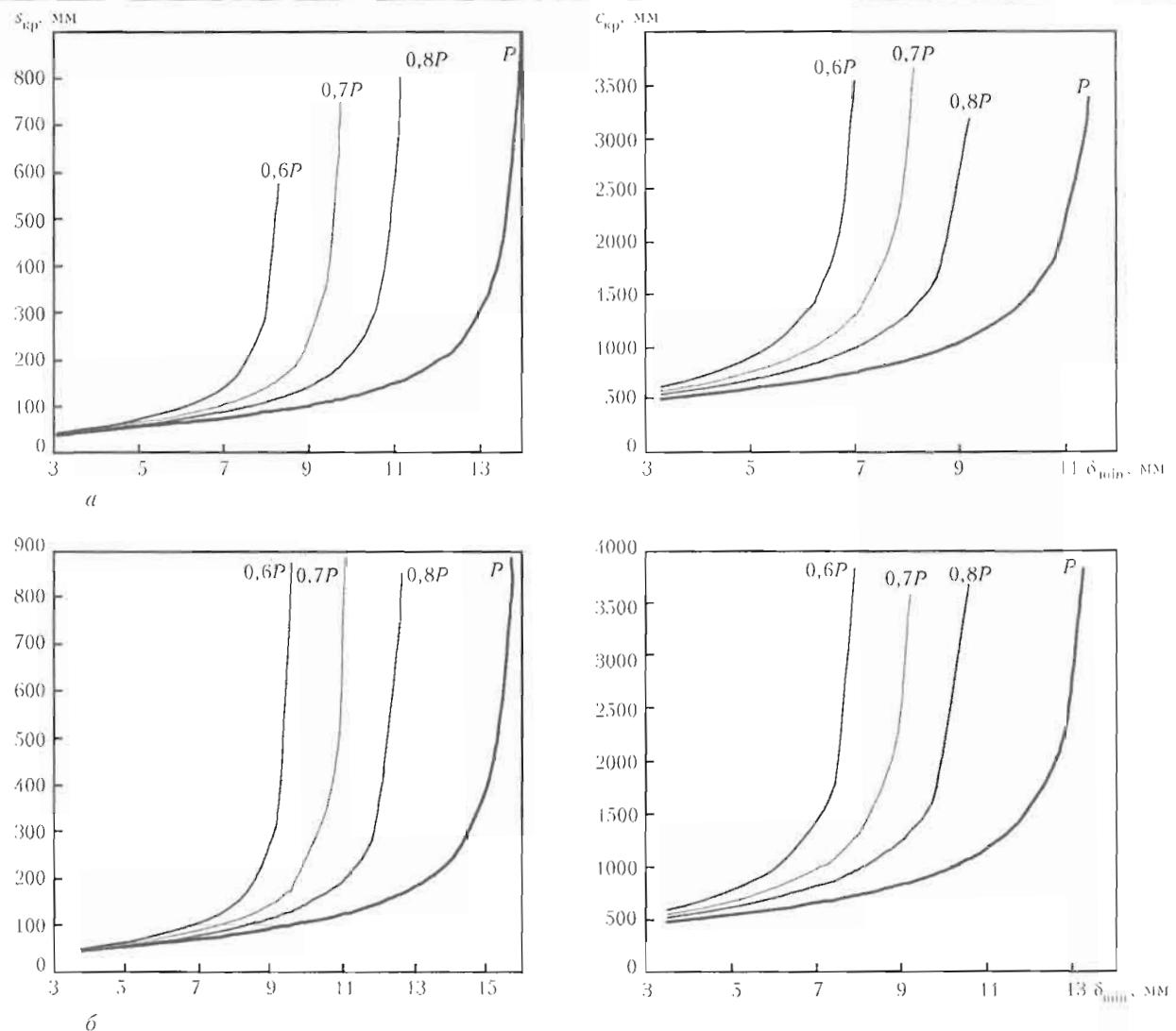


Рис. 3. Зависимость линейных размеров утонения  $s_{kp}$  и  $c_{kp}$  от минимальной толщины стенки трубы  $\delta_{min}$ : а — для трубопровода размером 1420 × 20 мм из стали X70,  $[\sigma] = 336$  МПа,  $P = 7,5$  МПа; б — для трубопровода того же размера из стали X80,  $[\sigma] = 390$  МПа,  $P = 10,2$  МПа

На следующем этапе выполняется наплавка валика по окружности на другом конце дефекта, когда  $s = s_0 - B = 90$  мм. Согласно рис. 3, а при рабочем давлении  $\delta_{min}$  должно быть не меньше 8 мм, но если  $\delta_{min}$  при этом будет больше 11 мм, отпадет необходимость в снижении давления.

В общем случае при наплавке от краев дефекта получим изменение длины  $s_n = s_0 - nB$ , где  $n$  — номер прохода. Соответственно для длины дефекта  $s$ , зная его глубину  $a(x)$ , где  $x$  — координата по оси дефекта  $n$ -го прохода, вычисляем условную глубину дефекта  $a_{ усл } = a(x) + \xi$ , а затем разность  $\delta - a_{ усл }$  сравниваем с допустимым по рис. 3, а соответствующим значением  $\delta_{min}$  для  $s_n$  при давлении  $P$ . По результату такого сравнения принимаем решение о необходимости и уровне снижения давления. В табл. 3 для данного примера приведены значения  $s_n$ ,  $x_n$ ,  $\delta - a_{ усл }$  и  $\delta_{min}(s_n)$  (см. рис. 3, а) для  $n = 1, 2, \dots$  при различных давлениях в трубе.

Для дефекта, имеющего форму эллипсоида, который описывается уравнением

$$a(x) = a_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{s_0}\right)^2 \left(\frac{2y}{c_0}\right)^2},$$

где  $a_0 = \delta - \delta_{min}$ , соответственно по оси  $y = 0$

$$a(x) = (\delta - \delta_{min}) \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{s_0}\right)^2} \quad \text{при } \left(-\frac{s_0}{2} < x < \frac{s_0}{2}\right).$$

Условная глубина дефекта для  $n$ -го прохода составит

$$a_{ усл }^n = 11,5 \sqrt{1 - \left(\frac{2x_n}{s_0}\right)^2} + 3 \text{ мм.}$$

Из данных табл. 3 видно, что для рассматриваемого дефекта и режимов наплавки ( $\xi = 3$  мм) ремонт вполне можно проводить при рабочем давлении 7,5 МПа.

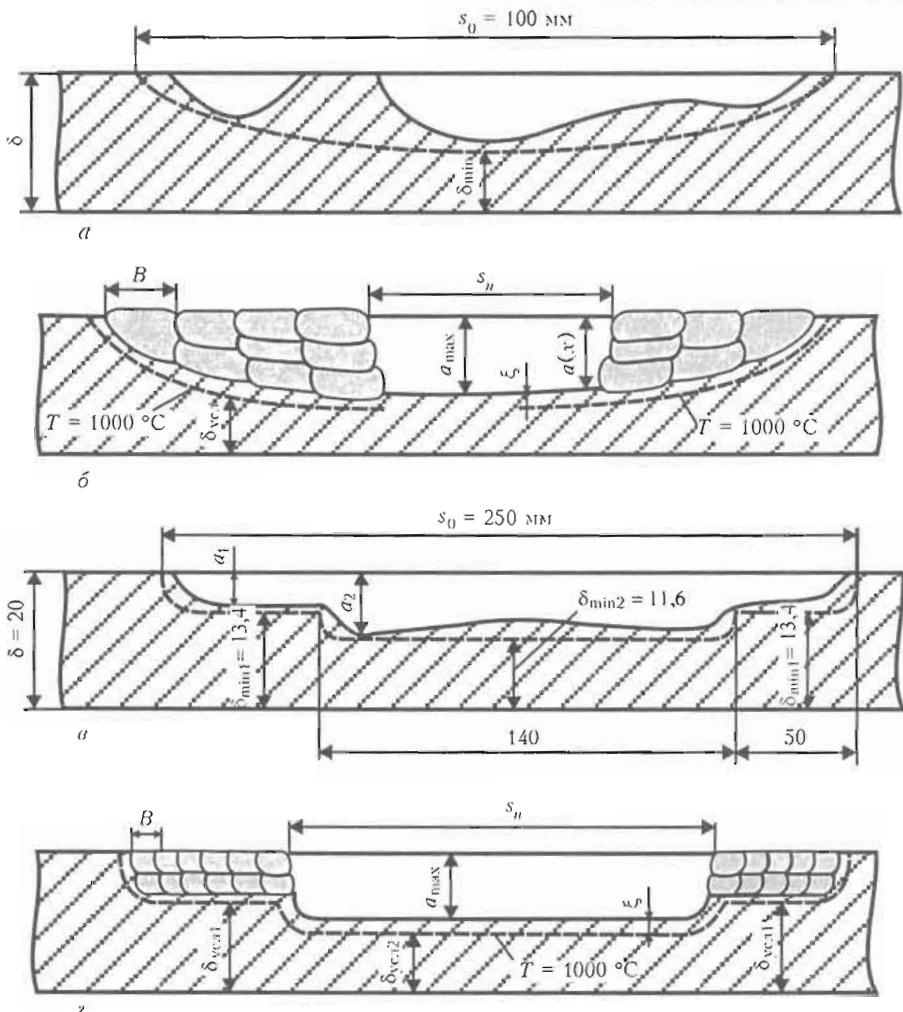


Рис. 4. Заварка коррозионного дефекта эллипсоидной (а) и прямоугольной (в) формы: а, в — исходное состояние и предполагаемая форма выборки металла стенки трубы (штриховые); б, г — схема заварки

Рассмотрим варианты заварки одинаковых по размерам  $s(t)$ ,  $c(t)$  и  $a(t)$  дефектов типа утонения на трубопроводе размером  $1420 \times 20$  мм из стали X70 с уже известными характеристиками и из стали X80 с  $[\sigma] = 390$  МПа для максимального рабочего давления  $P = 10,2$  МПа при  $[\delta] = 18$  мм. В соответствии с формулами (1)–(6) для X80 получена зависимость линейных размеров утонения от минимальной толщины стенки трубы  $\delta_{\min}$  (см. рис. 3, б).

Глубина дефекта в направлении  $x$  меняется ступенчато, при этом  $a_1 \approx 5,6$  мм,  $a_2 \approx 7,4$  мм (см. рис. 4, в, г). После дополнительной механической выборки металла на глубину не более 1 мм  $s_0 = 250$  мм ( $-125 \leq x \leq 125$  мм),  $c_0 = 80$  мм,  $\delta_{\min 1} = 13,4$  мм и  $\delta_{\min 2} = 11,6$  мм. Форма выборки прямоугольная, т. е.  $s_0 = \text{const}$  и  $c_0 = \text{const}$ . Для стали X70 выборка металла шлифованием до размера  $\delta_{\min} = \delta_{\min 2} = 11,6$  мм возможна при давлении около

Таблица 3. Расчет необходимости снижения давления при ремонте наплавкой дефекта типа утонения с  $s_0 = 100$  мм,  $c_0 = 60$  мм,  $\delta_{\min} = 8,5$  мм в трубе размером  $1420 \times 20$  мм из стали X70

| n | $s_n$ , мм | $x_n$ , мм | $a_{УСД}^n$ , мм | $\delta - a_{УСД}^n$ , мм | $\delta_{\min}(s_n)$ , мм, при $P_i$ , МПа |              |               |              |
|---|------------|------------|------------------|---------------------------|--|--------------|---------------|--------------|
|   |            |            |                  |                           | 7,5  | $0,8P = 6,0$ | $0,7P = 5,25$ | $0,6P = 4,5$ |
| 0 | 100        | 50         | 3,0              | 17,0                      | 8,50                                       | 7,60         | 6,80          | 6,15         |
| 1 | 90         | -50        | 3,0              | 17,0                      | 8,25                                       | 7,15         | 6,40          | 5,75         |
| 2 | 80         | 40         | 9,9              | 10,1                      | 7,60                                       | 6,50         | 5,75          | 5,20         |
| 3 | 70         | -40        | 9,9              | 10,1                      | 6,40                                       | 5,55         | 5,00          | 4,75         |
| 4 | 60         | 30         | 12,2             | 7,8                       | 5,75                                       | 5,35         | 4,80          | 4,40         |
| 5 | 50         | -30        | 12,2             | 7,8                       | 4,50                                       | 4,30         | 4,00          | 3,70         |
| 6 | 40         | 20         | 13,7             | 6,3                       | 3,70                                       | 3,35         |               |              |
| 7 | 30         | -20        | 13,7             | 6,3                       | 3,20                                       |              |               |              |

Таблица 4. Расчет необходимости снижения давления при заварке утонения с  $s_0 = 250$  мм,  $c_0 = 80$  мм,  $\delta_{\min 1} = 13,4$  мм,  $\delta_{\min 2} = 11,6$  мм в трубе размером 1420 × 20 мм из сталей X70 и X80

| $n$ | $s_n$ , мм | $\delta_{\text{усл1}}$ , мм | $\delta_{\text{усл2}}$ , мм | $\delta_{\min}(s_n)$ , мм, при $P$ , МПа |      |        |      |        |      |        |     |
|-----|------------|-----------------------------|-----------------------------|--|------|--------|------|--------|------|--------|-----|
|     |            |                             |                             | $P$                                      |      | $0,8P$ |      | $0,7P$ |      | $0,6P$ |     |
|     |            |                             |                             | 10,2                                     | 7,5  | 8,16   | 6,0  | 7,14   | 5,25 | 6,12   | 4,5 |
|     |            |                             |                             | Сталь                                    |      |        |      |        |      |        |     |
|     |            |                             |                             | X80                                      | X70  | X80    | X70  | X80    | X70  | X80    | X70 |
| 0   | 250        | 10,4                        | -                           | 14,30                                    | 12,7 | 11,7   | 10,3 | 10,1   | 9,1  | 8,9    | 7,9 |
| 1   | 240        |                             |                             | 14,15                                    | 12,6 | 11,6   | 10,2 | 10     | 9    | 8,8    | 7,8 |
| 10  | 150        |                             |                             | 12,30                                    | 10,9 | 10,2   | 9,2  | 9,2    | 8,2  | 8,1    | 7,1 |
| 11  | 140        | -                           | 8,6                         | 12                                       | 10,6 | 9,9    | 9    | 8,9    | 8    | 7,9    | 7   |
| 24  | 10         |                             |                             | $< 5$ мм                                 |      |        |      |        |      |        |     |

0,9P (см. рис. 3, а), в то время как для стали X80 требуется снижать давление до 0,8P (см. рис. 3, б).

В соответствии с изложенным выше подходом заварки дефекта в окружном направлении и с учетом изменения его линейных размеров  $s_n$  получим распределение  $\delta_{\min}(s_n)$  в зависимости от значений  $P$  (табл. 4) при  $\xi = 3$  мм и ширине наплавленного валика  $B = 10$  мм для сталей X70 и X80.

Из полученных данных видно, что при ремонте трубы из стали X80 снижать давление до уровня 0,8P недостаточно на этапе выборки металла шлифованием для дальнейшего выполнения сварочных работ. Необходимо, чтобы на участках с  $\delta_{\min 1} = 13,4$  мм оно составляло 0,7P, а при  $\delta_{\min 2} = 11,6$  мм – до 0,6P, поэтому целесообразно сразу понизить давление до 0,6P и провести ремонт утонения. Для трубы из стали X70 необходимо во время ремонта установить давление на уровне 0,7P. Таким образом, повышение класса прочности стали от X70 к X80 связано не только с повышением рабочего давления в трубопроводе, но и требует более значительного снижения давления относительно рабочего при выполнении ремонтных работ.

## Выходы

При ремонте сваркой дефектов типа утонения стенки магистральных трубопроводов в зависимости от размеров и формы утонения с учетом снижения при нагреве сопротивления материала деформированнию безопасность работ можно повысить за счет регулирования давления в трубопроводе. Показано, что размеры утонения далеко не всегда определяют безопасность выполнения наплавочных работ. Форма утонения, в частности, наличие развитого по площади участка в области максимальной глубины дефекта существенно влияет на безопасность выполнения ремонтных наплавочных работ. Тем не менее, всегда существует уровень давления в трубе, ниже которого устранение утонения на-

плавкой является безопасной операцией с точки зрения сохранения целостности трубы. Важно, чтобы этот уровень удовлетворял, хотя бы кратковременно, условиям эксплуатации трубопровода. Для этого целесообразно для типовых размеров и прочности материала магистральных трубопроводов разработать диаграммы допустимости дефектов, по которым для типовых дефектов с развитой площадью в области максимальной их глубины довольно просто определить уровень давления в трубопроводе, оптимальный для безопасности ремонта на соответствующих режимах наплавки сваркой.

- Бут В.С., Василюк В.М., Федоренко Ю.Т. и др. Направления развития технологий ремонта магистральных трубопроводов в условиях эксплуатации // Сб. тр. науч. семинара «Обеспечение эксплуатационной надежности систем трубопроводного транспорта» (Киев, 11 апр. 2006 г.). – Киев, 2006. – С. 31–38.
- Бут В.С., Грецький Ю.Я., Розгонюк В.В. та ін. Обґрунтування нового підходу до виконання зварювальних робіт на трубопроводах під тиском // Нафт. і газова пром-ть. – 2001. – № 4. – С. 33–39.
- Бут В.С., Олійник О.І. Стратегія розвитку технологій ремонту діючих магістральних трубопроводів // Проблеми ресурсу і безпеки експлуатації конструкцій, споруд та машин / За ред. Б.Є. Патона. – Київ: ІЕЗ, 2006. – С. 491–496.
- API Standard 1104: Welding of pipelines and related facilities. – App. II, Series Welding. – Pupl. Sept. 1999.
- Махненко В.И., Бут В.С., Великоушенко Е.А. и др. Определение допустимых размеров сварных швов при установке тройников и муфт на действующих магистральных трубопроводах // Автомат. сварка. – 2003. – № 8. – С. 7–12.
- Махненко В.И., Бут В.С., Великоушенко Е.А. и др. Математическое моделирование явленных дефектов на действующих нефте- и газопроводах и разработка численного метода оценки допустимых режимов дуговой сварки таких дефектов // Там же. – 2001. – № 11. – С. 3–10.
- Fitness-for-service: API Recommended Practice 579. – 2000. – 623 р.
- ВРД 39-1.10-004-99: Методические рекомендации по количественной оценке состояния магистральных газопроводов с коррозионными дефектами, их ранжирование по степени опасности и определение остаточного ресурса. – М.: Газпром, 2000. – 48 с.
- ASME B31G-2009: Manual for determining the remaining strength of corroded pipelines // ASME Code for pressure piping.
- Махненко В.И., Бут В.С., Козлитина С.С. и др. Риск разрушения магистрального трубопровода с дефектами утонения стенки при ремонте под давлением // Автомат. сварка. – 2010. – № 1. – С. 11–14.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КАПЛИ ЭЛЕКТРОДНОГО МЕТАЛЛА

**Семенов А.<sup>1</sup>, Демченко В.<sup>1</sup>, Кривцун И.<sup>1</sup>, Мокров О.<sup>2</sup>,**  
**Забиров А.<sup>2</sup>, Райсген У.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

<sup>2</sup>Институт сварки и соединений, Аахенский университет, Аахен, Германия

Проведен сравнительный анализ различных подходов к математическому описанию процесса формирования капли электродного металла при дуговой сварке плавящимся электродом. Показано, что гидростатическая модель свободной поверхности капли не может адекватно описывать формирование и перенос капель при сварке. Модель, использующая для описания гидродинамических процессов в капле полную систему уравнений Навье-Стокса, требует при численной реализации значительных вычислительных ресурсов, что ограничивает ее применение при массовом вычислительном эксперименте. В качестве альтернативы этой модели рассматривается приближенная гидродинамическая модель тонкой струи, адаптированная к условиям сварки плавящимся электродом. Показано, что эта модель позволяет с достаточно высокой точностью прогнозировать форму капли вплоть до ее отрыва. Изучено влияние магнитного давления сварочного тока на размер капель и частоту их переноса.

Процессы формирования и переноса капель электродного металла при дуговой сварке плавящимся электродом определяются сложным взаимодействием различных физических явлений: тепловых, электромагнитных, магнитогидродинамических, испарительных, массообменных и др. Нагрев и плавление электродной проволоки осуществляется за счет энергии, вводимой в расплавленный металл капли из анодного слоя дуги, и ее переноса к вылету электрода за счет теплопроводности и конвекции. В зависимости от условий сварки частота переноса капель может составлять от единиц до сотен герц, соответственно этому изменяется масса капель и характер их переноса в сварочную ванну (происходит крупнокапельный, мелкокапельный, струйный перенос и перенос с образованием коротких замыканий). Так, при сварке «голой» проволокой на небольших токах формируются крупные капли, в процессе отрыва которых могут возникать кратковременные короткие замыкания. При сварке в защитных газах тонкой проволокой на повышенных токах реализуется мелкокапельный и струйный перенос электродного металла, благодаря чему уменьшается разбрызгивание и улучшается формирование шва. Следует особо отметить, что процессы переноса тепла и импульса в расплавленном металле капли развиваются динамически, с волнобразным характером изменения ее формы, интенсивности и направления гидродинамических потоков в расплавленном металле. Наиболее ярко такие явления

проявляются при сварке модулированным током или при импульсной подаче сварочной проволоки. При этом важную роль играет не только среднее значение сварочного тока, но и форма его импульса.

Столь разнообразный характер переноса капель, проявляющийся при различных условиях сварки, требует глубоких и всесторонних исследований физических процессов, ответственных за плавление сварочной проволоки, формирование и перенос капель электродного металла в сварочную ванну.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу только одной части проблемы переноса капель электродного металла, связанной с изучением динамики изменения формы капли на различных стадиях ее роста. В этой работе мы не касаемся тепловых процессов в капле и в связи с этим вынуждены вводить некоторые допущения. В частности, будем предполагать плоским оплавленный торец сварочной проволоки, а также задавать скорость плавления электродного металла, полагая ее постоянной и равной скорости подачи проволоки. Кроме того, вдоль свободной поверхности капли нам приходится задавать постоянным коэффициентом поверхностного натяжения (КПН). Некоторым оправданием последнему может служить лишь то, что истинные значения КПН остаются неизвестными в условиях, когда окружающей каплю средой является дуговая плазма, контактирующая с расплавом через анодный слой, а химический состав расплава

и его температура неоднородны вдоль поверхности капли.

Процессы, связанные с формообразованием капель, послужили предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [1–14], в том числе при изучении формирования капель электродного металла при дуговой сварке плавящимся электродом [7–14]. Ниже мы остановимся более подробно на некоторых из них, имеющих непосредственное отношение к данной работе.

**Модель формы капли в гидростатическом приближении.** Теоретическому анализу равновесной формы капли (лежащей на плоской поверхности, висящей на «потолке» или на конце пипетки) посвящено множество публикаций [3–6]. Интерес к этой проблеме связан с теоретическим обоснованием экспериментов по определению КПН и краевого угла смачивания для различных жидкостей, медицинскими потребностями и различными техническими приложениями. Имеется также ряд работ, посвященных использованию гидростатического приближения для описания формы капли на конце плавящегося электрода при сварке (см., например, [14]).

Равновесная модель формы капли базируется на формуле Лапласа

$$2\sigma K + P_{ext} = P_d, \quad (1)$$

отражающей баланс нормальных напряжений на свободной поверхности, в соответствии с которым капиллярная сила  $\sigma K$  ( $\sigma$  – КПН;  $K = 0,5(K_1 + K_2)$  – средняя,  $K_1, K_2$  – главные кривизны поверхности) вместе с давлением внешней среды  $P_{ext}$

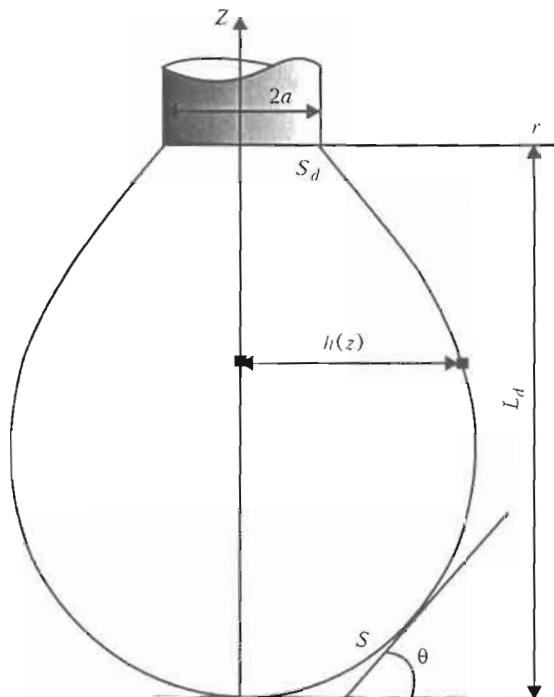


Рис. 1. Схема к математическому описанию

уравновешивается давлением в жидкости  $P_d$ . Введем цилиндрическую систему координат  $\{r, z\}$ , как показано на рис. 1. Давление в капле  $P_d$  определяется в виде суммы двух составляющих  $P_d = P_0 - \rho g z$ , где  $\rho$  – плотность жидкого металла;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $P_0 = \sigma K|_{z=0}$  – капиллярное давление у основания капли ( $z = 0$ ). Уравнение свободной поверхности капли зададим в виде  $h = h(z)$ , где  $h$  – текущий радиус капли. Тогда  $K_1 = \frac{h_{zz}}{(1+h_z^2)^{3/2}}$ ,  $K_2 = \frac{1}{h(1+h_z^2)^{1/2}}$  и уравнение для определения свободной поверхности капли можно записать в виде

$$-\frac{h_{zz}}{(1+h_z^2)^{3/2}} + \frac{1}{h(1+h_z^2)^{1/2}} + \frac{z}{\alpha^2} = \frac{P_0 - P_{ext}}{\sigma}, \quad (2)$$

где  $\alpha = \sqrt{\sigma/\rho g}$  – капиллярная постоянная;  $h_z$  – производная по  $z$ . Границными условиями для уравнения (2) являются

$$h(-L_d) = 0, \quad h(0) = a, \quad h_z(-L_d) \rightarrow \infty. \quad (3)$$

Второе из этих условий означает, что при сварке плавящимся электродом капля «привязывается» к плоскому торцу электрода с радиусом  $a$ . Такая модель «привязки» капли, запрещающая жидкому металлу растекаться за пределы фронта плавления (криSTALLизации) и никаким образом не контролирующая краевой угол смачивания, отражает свойство лиофобности, которым обладают большинство металлов по отношению к собственному расплаву [15]. Третье граничное условие, которое выписывается в такой некорректной форме, является условием осевой симметрии капли. Заметим, что при задании формы капли уравнением  $z = z(h)$  это условие имеет обычную форму ( $z|_{h=0} = 0$ ), однако использовать такую форму записи уравнения свободной поверхности не представляется возможным из-за неоднозначности решения. Для замыкания задачи (2), (3) относительно подлежащего определению давлению  $P_0$  выпишем интегральное условие, исходя из того, что объем капли  $V_d$  является заданным:

$$\pi \int_0^{L_d} h^2 dz = V_d. \quad (4)$$

Граничных условий (3) вместе с нелокальным граничным условием (4) достаточно, чтобы найти решение уравнения (2) и два неизвестных параметра – давление  $P_0$  и высоту  $L_d$  капли. Вследствие того, что  $h_z \rightarrow \infty$  при  $h \rightarrow 0$ , при численном решении задачи (2)–(4) возникают определенные трудности, с которыми столкнулись авторы работы [1]. В

связи с этим перейдем к параметрической форме записи уравнения свободной поверхности капли. В качестве параметров удобно выбрать [3] длину дуги капли  $s$ , отсчитываемую от точки  $z = -L_d$ , и угол  $\theta$ , который образует касательная к поверхности капли с осью  $Or$  (см. рис. 1). В переменных  $s$ ,  $\theta$ ,  $h$  выражения для  $K_1$ ,  $K_2$  записываются следующим образом:  $K_1 = d\theta/ds$ ,  $K_2 = h^{-1} \sin \theta$ . Тогда задачу о равновесной форме капли можно переписать следующим образом:

$$\frac{d\theta}{ds} = -\frac{z}{\alpha^2} - \frac{\sin \theta}{h} + \frac{P_0 - P_{ext}}{\sigma}, \quad (5)$$

$$\frac{dz}{ds} = \sin \theta, \quad \frac{dh}{ds} = \cos \theta, \quad (6)$$

$$\theta(0) = 0, \quad h(0) = 0, \quad z(S_d) = 0, \quad h(S_d) = a. \quad (7)$$

При заданном объеме капли  $V_d$  из решения задачи (4)–(7) требуется определить три искомые функции  $\theta(s)$ ,  $h(s)$ ,  $z(s)$ , а также два параметра — длину дуги  $S_d$  и давление  $P_0$ .

**Гидродинамические модели формирования капли.** Для описания гидродинамических процессов в капле, которую будем предполагать осесимметричной, рассмотрим полную систему уравнений Навье–Стокса в приближении Обербека–Буссинеска:

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \\ + v \left( \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - v \frac{1}{r^2} \right) + F_r, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \\ + v \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - g + F_z, \\ \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{v}{r} = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Уравнение, определяющее динамику изменения свободной поверхности, имеет вид [1]

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} = v|_{r=h}. \quad (9)$$

Здесь  $v$ ,  $u$  — радиальная и аксиальная компоненты вектора скорости;  $v$  — кинематическая вязкость;  $\vec{F} = \{F_r, F_z\}$  — объемная плотность силы. В настоящей статье в качестве объемной силы рассматривается сила Лоренца, возникающая при взаимодействии сварочного тока с собственным магнитным полем. На свободной поверхности капли граничные условия для (8) выпишем, исходя из баланса нормальных и касательных напряжений. Нормальные напряжения, создаваемые силой вязкого

трения и гидродинамическим давлением  $P$  на свободной поверхности расплава, претерпевают скачок, величина которого равна поверхностному напряжению, создаваемому силой поверхностного натяжения:

$$\begin{aligned} \frac{P}{\rho} - \frac{2v}{1+h_z^2} \left[ \frac{\partial v}{\partial r} + h_z^2 \frac{\partial v}{\partial z} - \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial h}{\partial z} \right] = \\ = \frac{\sigma}{\rho} (K_1 + K_2)|_{r=h}. \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что в балансе нормальных напряжений (10) отсутствует магнитное давление. Это связано с тем, что на нетокопроводящей части свободной поверхности капли магнитное давление равно нулю, а в пределах анодной области отсутствует скачок магнитных давлений в плазме и металле. Пренебрегая касательным напряжением, возникающим вследствие эффекта Марангони, баланс касательных напряжений на свободной поверхности капли можно записать в виде

$$\frac{v}{1+h_z^2} \left[ 2h \left( \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) + (1-h_z^2) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] = 0. \quad (11)$$

В [1], исходя из уравнений (8)–(11) при  $\vec{F} = 0$ , асимптотическим методом получена приближенная гидродинамическая модель, описывающая поведение тонких струй, диаметр которых существенно меньше длины струи. Авторы работ [1, 2] обнаружили, что при определенных условиях асимптотическая модель с достаточно высокой точностью описывает также формирование капли, у которой в отличие от струи диаметр соизмерим с высотой. Это создает предпосылки к использованию асимптотического метода работы [1] для описания динамики формирования капли электродного металла, если, в отличие от [1], дополнительно учесть в (8) электромагнитную силу.

Подход, развитый в [1], базируется на разложении функций  $u$ ,  $v$ ,  $P$  в ряд Тейлора в окрестности  $r = 0$ :

$$\begin{aligned} u(r, z) &= V + u_2 r^2 + \dots, \\ v(r, z) &= -\frac{r}{2} \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{r^3}{4} \frac{\partial u_2}{\partial z} + \dots, \\ P(r, z) &= P(0) + \frac{1}{2} r^2 \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} \Big|_{r=0} + \dots, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $V(z, t) = u(0, z, t)$ ,  $u_2 = 0,5 \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \Big|_{r=0}$ . Полагая в балансе нормальных напряжений  $h_z$  величиной порядка  $O(r)$ , можно получить [1] выражение для

гидродинамического давления  $P$  на свободной поверхности капли

$$P|_{r=h} = 2\sigma K - v \frac{\partial V}{\partial z}. \quad (13)$$

Подставим разложения (12) в первое уравнение системы (8) и пренебрежем членами порядка малости  $O(h)$ . В результате получим следующее уравнение для давления:

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + F_r = 0, \quad 0 < r < h.$$

Интегрируя это уравнение на отрезке  $[0, h]$  при граничном условии (13), определим давление на оси капли:

$$P(0, z, t) = 2\sigma K - v \frac{\partial V}{\partial z} + P_{mag},$$

где  $P_{mag} = - \int_0^h F_r dr$  — магнитное давление на оси капли. Из (8)–(11) по аналогии с [1] можно получить следующую одномерную модель гидродинамики, учитывающую, в отличие от [1], силовое воздействие на каплю электромагнитной силы:

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 3v \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left( h^2 \frac{\partial V}{\partial z} \right) - g, & -L_d < z < 0, \\ \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (VF)}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (14)$$

где  $\rho = 2\sigma K + P_{mag}$ ;  $F(z) = \pi h^2(z)$  — площадь попечного сечения капли.

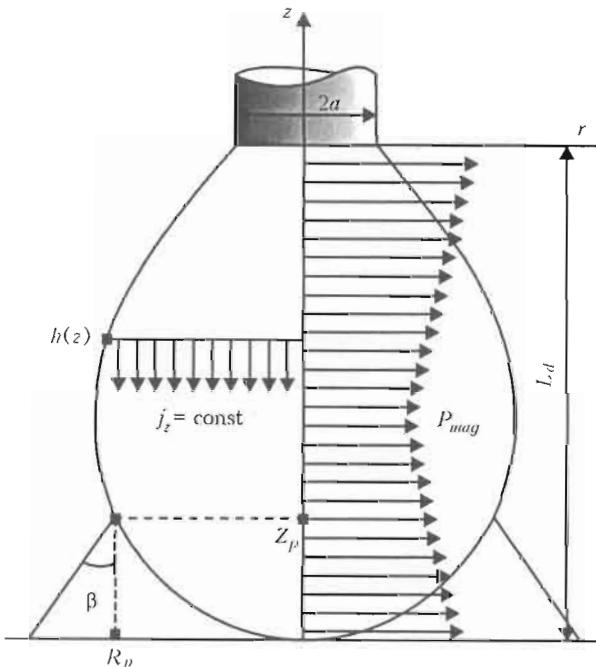


Рис. 2. Схема распределения плотности тока и магнитного давления в капле

Второе из уравнений (14), которое непосредственно следует из (9), является интегральным аналогом уравнения неразрывности. Оно заменяет в динамической модели (14) интегральное условие (4), используемое в гидростатической модели. Как и в модели (5)–(7), при вычислении кривизны свободной поверхности целесообразно использовать параметрическую форму уравнения свободной поверхности. Поэтому наряду с независимой пространственной переменной  $z$  будем также использовать длину дуги  $s$ , а в качестве искомой функции — угол  $\theta$ . К модели (14) присоединим (6) и граничные условия (7), которые дополним условиями в основании и на кончике капли, а также начальными условиями

$$\begin{aligned} V(-L_d, t) &= -\frac{dL_d}{dt}, & V(0, t) &= -v_e, \\ h(-L_d, t) &= 0, & h(0, t) &= a; \end{aligned} \quad (15)$$

$$h(z, 0) = h_0(z), \quad V(z, 0) = 0, \quad z \in (-L_d^{(0)}, 0), \quad (16)$$

где  $L_d^{(0)}$  — высота «затравочной» капли, объем которой выбирается достаточно малым, а форма  $h_0 = h_0(z)$  рассчитывается по равновесной модели. Первое из условий (15) следует из того, что проекция вектора скорости движения расплава на направление нормали к свободной поверхности совпадает со скоростью перемещения указанной поверхности в этом же направлении. Второе условие получено из предположения, что оплавленный конец электрода является плоским и задана массовая скорость  $G$  плавления электрода. Тогда  $v_e = G/\pi a^2 \rho$ . Пользуясь (12), приближенно положим  $u(r, z) = V + u_2 r^2$ ,  $v(r, z) = -\frac{r}{2} \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{r^3}{4} \frac{\partial u_2}{\partial z}$ . Эти выражения для компонент вектора скорости удовлетворяют уравнению неразрывности, что дает возможность рассчитывать поле скоростей в объеме капли и, соответственно, процессы конвективно-кондуктивного переноса энергии в капле.

Сделаем некоторые предположения относительно протекания электрического тока в капле. Будем считать, что вектор плотности тока  $\vec{j}$  имеет одну отличную от нуля аксиальную компоненту  $j_z$ , величина которой не зависит от  $r$ . Будем также полагать, что сварочная дуга «привязывается» к капле через анодное пятно радиуса  $R_p$  (рис. 2). Для определения размера анодного пятна на капле требуется привлечь самосогласованную модель, описывающую тепловые, электромагнитные и магнитогазо(гидро)-динамические процессы в капле и столбе дуги с учетом процессов, протекающих в анодной области [16]. Для упрощения модели величину  $R_p$

будем считать заданной. В плазме столба дуги, примыкающей к анодному пятну, положим, что сварочный ток растекается в конусе с заданным углом раскрытия  $\beta$  (см. рис. 2).

Приближенно положим, что плотность тока в капле за пределами анодного пятна обратно пропорциональна площади сечения капли. В силу этих допущений распределение аксиальной компоненты  $j_z$  плотности тока запишем в виде

$$j_z(z) = \begin{cases} \frac{I}{\pi h^2}, & 0 > z > z_p, 0 < r < h, \\ \frac{I}{\pi R_a^2}, & z_p > z >> -L_d, 0 < r < R_a, \end{cases}$$

где  $R_a(z) = R_p + (z_p - z)\tan \beta$  — текущий радиус конуса раскрытия токового канала. Определим силу Лоренца  $\vec{F} = \vec{j}\vec{B}$ . При условии, что  $j_r = 0$ , имеем

$F_r = -\mu_0 \mu \frac{r}{2} j_z^2$ ,  $F_z = -\mu_0 \mu \frac{r^2}{8} \frac{\partial j_z^2}{\partial z}$ , где  $\mu$  — магнитная проницаемость металла;  $\mu_0$  — универсальная магнитная постоянная. Заметим, что  $F_z$  есть величина порядка  $O(r^2)$ , поэтому аксиальную компоненту силы Лоренца в уравнении движения (14) можно не принимать во внимание. Выпишем выражение для магнитного давления на оси капли

$$p_{magn} = \begin{cases} \frac{\mu_0 \mu}{4} \frac{I^2}{\pi^2 h^2}, & 0 > z > z_p, \\ \frac{\mu_0 \mu}{4} \frac{I^2}{\pi^2 R_a^2}, & z_p > z > -L_d. \end{cases}$$

**Методика численного расчета.** Для построения алгоритмов численного решения задач (4)–(7) (гидростатическая модель формы капли) и (6), (7), (14)–(16) (динамическая модель) целесообразно перейти к безразмерным переменным. Введем безразмерные переменные  $\bar{z} = z/a$ ,  $\bar{h} = h/a$ ,  $\bar{s} = s/S_d$ . В переменных  $\bar{h}$ ,  $\bar{z}$ ,  $\bar{s}$  задача (4)–(7) записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial \bar{s}} (\bar{h} \sin \theta) = (-\gamma \bar{z} + 2\bar{K}_0) \bar{h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{s}}, \quad 0 < \bar{s} < 1; \quad (17)$$

$$\frac{d\bar{h}}{d\bar{s}} = \bar{S}_d \cos \theta, \quad \frac{d\bar{z}}{d\bar{s}} = \bar{S}_d \sin \theta, \quad 0 < \bar{s} < 1; \quad (18)$$

$$\theta(0) = 0, \quad \bar{h}(0) = 0, \quad \bar{z}(1) = 0, \quad \bar{h}(1) = 1; \quad (19)$$

$$\pi \bar{S}_d \int_0^1 \bar{h}^2 \sin(\theta) d\bar{s} = \frac{V_d}{a^3}, \quad (20)$$

где  $\gamma = (a/\alpha)^2$ ;  $\bar{S}_d = S_d/a$ ;  $\bar{K}_0 = \frac{a(P_0 - P_{ext})}{2\sigma}$ .

В динамической модели (14)–(16) введем дополнительные безразмерные переменные  $\bar{F} = F/a^2$ ,

$\bar{L}_d = L_d/a$ ,  $\bar{K} = ak$ ,  $\bar{t} = t\sqrt{g/a}$ ,  $\bar{V} = V1/\sqrt{ga}$ ,  $\chi = 3v\rho\sqrt{ga}/\sigma$ . Уравнения динамической модели (14)–(16), записанные относительно безразмерных переменных, имеют вид

$$\gamma \left( 1 + \frac{D\bar{V}}{D\bar{t}} \right) = -\frac{\partial}{\partial \bar{z}} (2\bar{K} + \bar{P}^{magn}) + \chi \frac{1}{\bar{h}^2} \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left( \bar{h}^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{V} \right),$$

$$-\bar{L}_d < \bar{z} < 0; \quad (21)$$

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial(\bar{F}\bar{V})}{\partial \bar{z}} = 0; \quad -\bar{L}_d < \bar{z} < 0; \quad (22)$$

$$\frac{\partial \bar{z}}{\partial \bar{s}} = \bar{S}_d \sin \theta, \quad \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{s}} = \bar{S}_d \cos \theta, \quad 0 < \bar{s} < 1; \quad (23)$$

$$\theta(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = 0, \quad \bar{h}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = 0, \quad \bar{z}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = 0,$$

$$\bar{h}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = 1, \quad \bar{V}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = \frac{d\bar{L}_d}{dt}, \quad (24)$$

$$\bar{V}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = \frac{v_e}{\sqrt{ga}},$$

где  $\frac{D\bar{V}}{D\bar{t}} = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \bar{V} \frac{\partial}{\partial \bar{z}}$  — субстанциональная производная;  $\bar{P}^{magn}(\bar{z}) = \frac{P_{magn}a}{\sigma}$  — безразмерное магнитное давление. В модели (20)–(23) независимыми переменными являются безразмерное время  $\bar{t}$  и безразмерная длина дуги  $\bar{s}$ , а в качестве искомых характеристик выступают функции  $\bar{V}$ ,  $\theta$ ,  $\bar{z}$ ,  $\bar{h}$ ,  $\bar{S}_d$ , а также параметр  $\bar{S}_d$ .

Решение задачи (17)–(20) будем искать методом конечных разностей. На отрезке  $0 \leq \bar{s} \leq 1$  с шагом  $\Delta \bar{s}$  введем равномерную сетку  $\omega_s = \{\bar{s}_i = i\Delta \bar{s}, i = \overline{0, N}, N\Delta \bar{s} = 1\}$ . На сетке  $\omega_s$  задаче (17)–(20) поставим в соответствие ее разностный аналог

$$\frac{\bar{h}_{i+1} \sin \theta_{i+1} - \bar{h}_i \sin \theta_i}{\Delta \bar{s}} = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \left( 2\bar{K}_0 - \gamma \frac{\bar{z}_i + \bar{z}_{i+1}}{2} \right) \frac{\bar{h}_{i+1}^2 - \bar{h}_i^2}{\Delta \bar{s}}; \quad i = \overline{0, N-1}; \quad (25)$$

$$\frac{\bar{h}_{i+1} - \bar{h}_i}{\Delta \bar{s}} = \bar{S}_d \frac{\cos \theta_{i+1} + \cos \theta_i}{2}, \quad (26)$$

$$\frac{\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_i}{\Delta \bar{s}} = \bar{S}_d \frac{\sin \theta_{i+1} + \sin \theta_i}{2}, \quad i = \overline{0, N-1}; \quad (27)$$

$$\pi \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\bar{h}_i^2 + \bar{h}_{i+1}^2}{2} (\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_i) = \frac{V_d}{a^3}, \quad (28)$$

Уравнения (21), (22) динамической модели (21)–(24) будем аппроксимировать на сетке  $\omega_z = \{\bar{z}_i, i = \overline{0, N}\}$ , узлы  $\bar{z}_i$  которой определяются путем проекции узлов сетки  $\omega_s$  на ось  $\bar{z}$ . Субстанциональ-

ную производную в (21) будем аппроксимировать на локальной лагранжевой сетке [17]. Разностный аналог уравнений (21)–(24) запишем в виде

$$\begin{aligned} \gamma \left( 1 + \frac{\bar{V}_i - \tilde{V}_i}{\bar{\tau}} \right) = \\ = - \frac{2\bar{K}_{i+1/2} + \bar{P}_{i+1/2}^{magn} - 2\bar{K}_{i-1/2} - \bar{P}_{i-1/2}^{magn}}{\bar{z}_{i+1/2} - \bar{z}_{i-1/2}} + \\ + \frac{\chi}{\bar{F}_i(\bar{z}_{i+1/2}) - \bar{z}_{i-1/2}} \times \\ \times \left( \bar{F}_{i+1/2} \frac{\bar{V}_{i+1} - \bar{V}_i}{\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_i} - \bar{F}_{i-1/2} \frac{\bar{V}_i - \bar{V}_{i-1}}{\bar{z}_i - \bar{z}_{i-1}} \right), \quad i = \overline{1, N-1}; \end{aligned} \quad (29)$$

$$\gamma \left( 1 + \frac{\bar{V}_i - \tilde{V}_i}{\bar{\tau}} \right) = - \frac{2\bar{K}_{i+1/2} - 2\bar{K}_i}{\bar{z}_{i+1/2} - \bar{z}_i}, \quad i = 1; \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{\tau}} \left[ \frac{\bar{F}_{i+1} + \bar{F}_i}{2} (\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_i) - \frac{\bar{F}_{i+1} + \bar{F}_i}{2} (\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_i) \right] + \\ + \bar{F}_{i+1} \left( \bar{V}_{i+1} - \frac{\bar{z}_{i+1} - \bar{z}_{i+1}}{\bar{\tau}} \right) + \\ + \bar{F}_i \left( \frac{\bar{z}_i - \bar{z}_i}{\bar{\tau}} - \bar{V}_i \right) = 0, \quad i = \overline{0, N-1}; \end{aligned} \quad (31)$$

$$\theta_0 = 0, \quad \bar{F}_0 = 0, \quad \bar{z}_N = 0, \quad \bar{F}_N = 1,$$

$$\bar{V}_0 = \frac{\bar{z}_0 - \bar{z}_0}{\bar{\tau}}, \quad \bar{V}_N = \frac{v_e}{\sqrt{ga}};$$

$$K_i = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\sin \theta_i}{\bar{h}_i} + \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{\bar{S}_d \Delta s}, & 0 < i < N, \\ \bar{K}_0, & i = N, \\ \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{\bar{S}_d \Delta s}, & i = 0. \end{cases} \quad (33)$$

В (29)–(33) введены следующие обозначения для сеточных функций:  $g_i = g(\bar{s}_i, \bar{t}_k)$ ,  $g = \bar{V}$ ,  $\bar{F}$ ;  $\bar{g}_i = g(\bar{z}_i, \bar{t}_{k-1})$ ,  $g = \bar{V}$ ,  $\bar{F}$ ,  $\bar{z}$ ;  $\bar{g}_i = g(\bar{s}_i, \bar{t}_{k-1})$ ,  $g = \theta$ ,  $\bar{K}$ ,  $\bar{z}_{i \pm 1/2} = 0,5(\bar{z}_i + \bar{z}_{i \pm 1})$ ,  $\bar{K}_{i \pm 1/2} = 0,5(\bar{K}_i + \bar{K}_{i \pm 1})$ ,

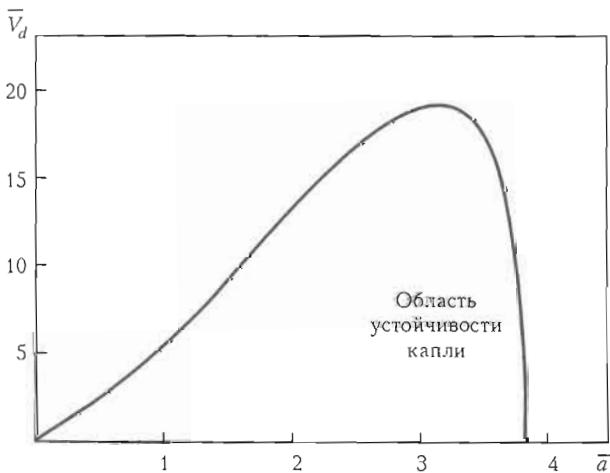


Рис. 3. Диаграмма устойчивости равновесной капли

$\bar{P}_{i \pm 1/2}^{magn} = 0,5(\bar{P}_i^{magn} + \bar{P}_{i \pm 1})$ ,  $\tilde{V}_i = V(\tilde{z}_i, \bar{t}_{k-1})$ ,  $\tilde{z}_i$  – узел локальной лагранжевой сетки в момент времени  $\bar{t} = \bar{t}_{k-1}$ . Решение систем нелинейных сеточных уравнений (25)–(28) и (29)–(33) находили методом Ньютона.

**Результаты расчета их обсуждение.** Характерной особенностью задачи о форме капли в гидростатическом приближении является неустойчивость решения, которая проявляется при определенных соотношениях между объемом (массой) капли и ее радиусом у основания. Анализу устойчивости равновесной капли посвящено множество работ. В частности, в [3] установлено, что необходимым условием устойчивости капли является наличие не более трех точек на свободной поверхности, в которых касательная параллельна оси капли.

На рис. 3 приведена диаграмма устойчивости капли в безразмерных переменных – относительного радиуса основания капли  $\bar{a} = \sqrt{y}$  и относительного объема капли  $\bar{V}_d = V_d / \alpha^3$ . В соответствии с этой диаграммой существует максимальный относительный радиус основания  $\bar{a}_{max} = 3,83$ , при превышении которого капля не может устойчиво существовать ни при каких значениях объема  $\bar{V}_d$ . В интервале  $0 < \bar{a} < 3,83$  каждому радиусу основания капли  $\bar{a}$  соответствует предельный относительный объем  $\bar{V}_d^{max}$ , при превышении которого капля теряет устойчивость. Линия  $\bar{V}_d^{max} = \bar{V}_d^{max}(\bar{a})$  разграничивает области устойчивого и неустойчивого состояния капли (см. рис. 3).

Зависимость  $\bar{V}_d^{max}(\bar{a})$  является немонотонной с максимумом при  $\bar{a} \approx 3,2$ . Модель формы капли, записанная в параметрической форме (16)–(19), позволяет рассчитывать свободную поверхность капли сложной формы. Рассмотрим случай неравномерного распределении внешнего давления  $P_{ext}$  вдоль свободной поверхности, которое, например, может возникать за счет извлечения отдачи паров металла при конвективном режиме разлета пара. На рис. 4 показана форма капли, рассчитанная при давлении отдачи паров, превышающем атмосферное на 10 % вблизи кончика капли и линейно снижающемся до атмосферного на участке свободной поверхности капли с длиной дуги  $s$  (на рис. 4 этот участок показан жирной линией).

Оценим возможность использования гидростатической модели для прогнозирования формы капли в условиях сварки. На рис. 5 представлены результаты расчетов предельно устойчивых форм капель для электродов диаметром 1,2; 1,6 и 1,8 мм. Рассчитанные размеры равновесных капель сущес-

твенно превышают обычно наблюдаемые в реальных условиях сварки. Другой недостаток гидростатической модели заключается в том, что в равновесной капле формирования перешейка, предшествующего отрыву капли, не происходит даже при достижении предельно устойчивого объема. Таким образом, описание процесса формирования капли на конце плавящегося электрода должно базироваться на моделях, учитывающих гидродинамические процессы, протекающие в капле.

Рассмотрим результаты расчета формирования капель на основе динамических моделей. В [6] приведены экспериментальные результаты формирования водяной капли при медленном истечении воды из трубы диаметром 5,2 мм. Воспользуемся этими данными для верификации приближенной гидродинамической модели (21)–(24). На рис. 6 представлены расчетные и экспериментальные очертания капли на стадии формирования непосредственно перед ее отрывом. Как видно из рисунка, результаты расчетов с высокой точностью совпадают с экспериментальными данными. Аналогичный результат получен ранее в работе [1]. Отметим, что время расчета с использованием приближенной гидродинамической модели (21)–(24) по крайней мере в 50 раз меньше, чем того требует расчет динамики формообразования капли, исходя из полной системы уравнений гидродинамики (8)–(11) при ее реализации с помощью пакета ANSYS CFX.

Результаты расчета динамики формирования капли электродного металла для  $a = 0,8$  мм показаны на рис. 7. Расчеты выполняли при следующих численных значениях параметров модели:  $\sigma =$

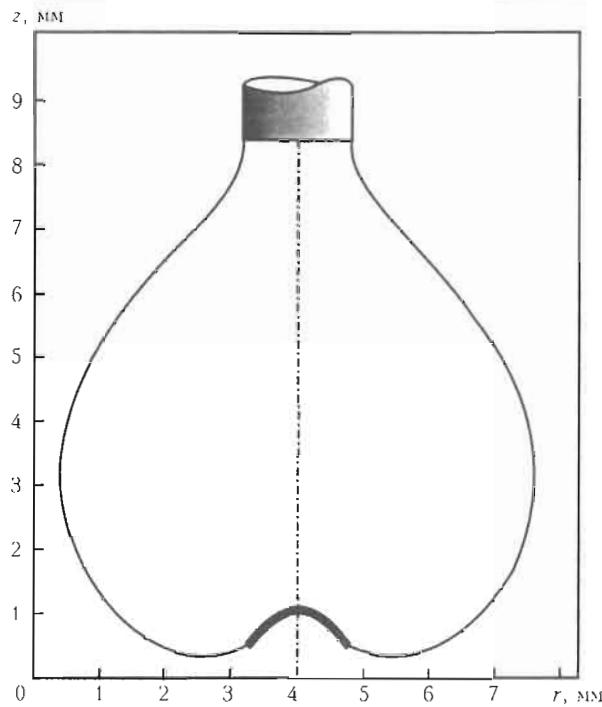


Рис. 4. Конфигурация капли при учете давления отдачи паров металла

$= 1,8 \text{ Н/м}$ ,  $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$ ; скорость подачи проволоки, диаметр электрода и сварочный ток варьировали.

Если не принимать во внимание влияние магнитного давления, то размер капли электродного металла так же, как и в случае равновесной модели, получается неправдоподобно большим (см. рис. 7, а). Для учета магнитного давления (см. рис. 7, б) положим, что радиус анодной «привязки» дуги равен текущему максимальному радиусу капли. Расчитанный при этих условиях диаметр капли в мо-

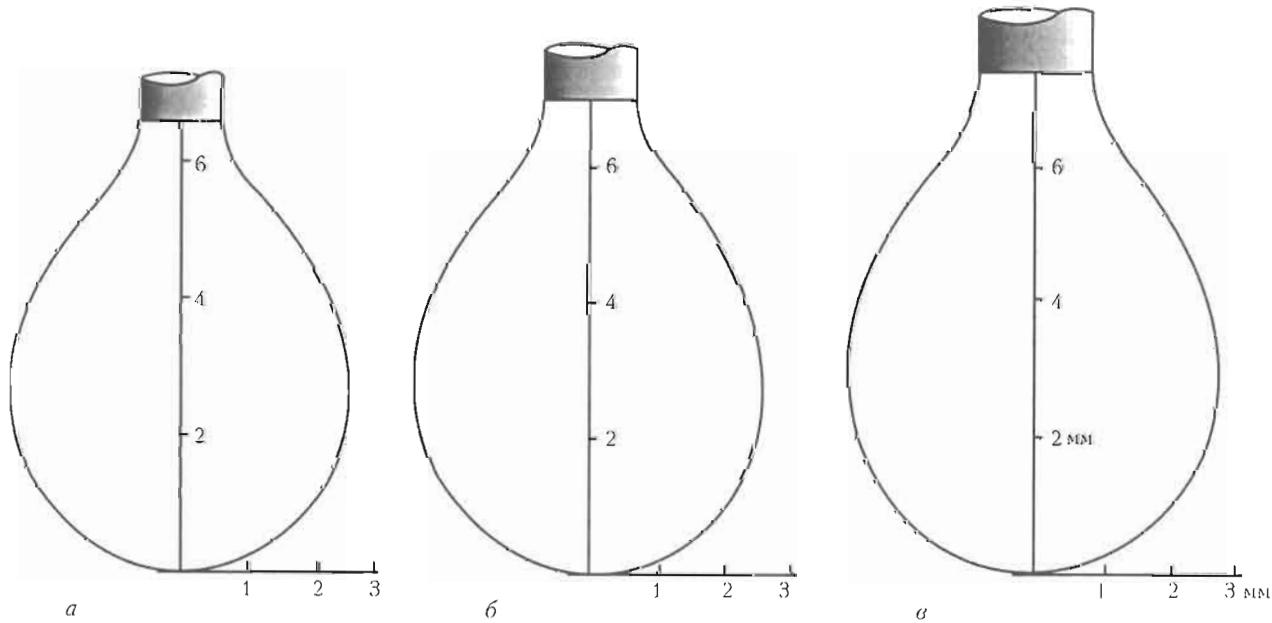


Рис. 5. Форма предельной равновесной капли для различных радиусов электрода: а –  $a = 0,6$  мм,  $L_d = 6,6$  мм,  $m = 0,57$  г; б –  $a = 0,7$  мм,  $L_d = 7,0$  мм,  $m = 0,66$  г; в –  $a = 0,8$  мм,  $L_d = 7,3$  мм,  $m = 0,74$  г

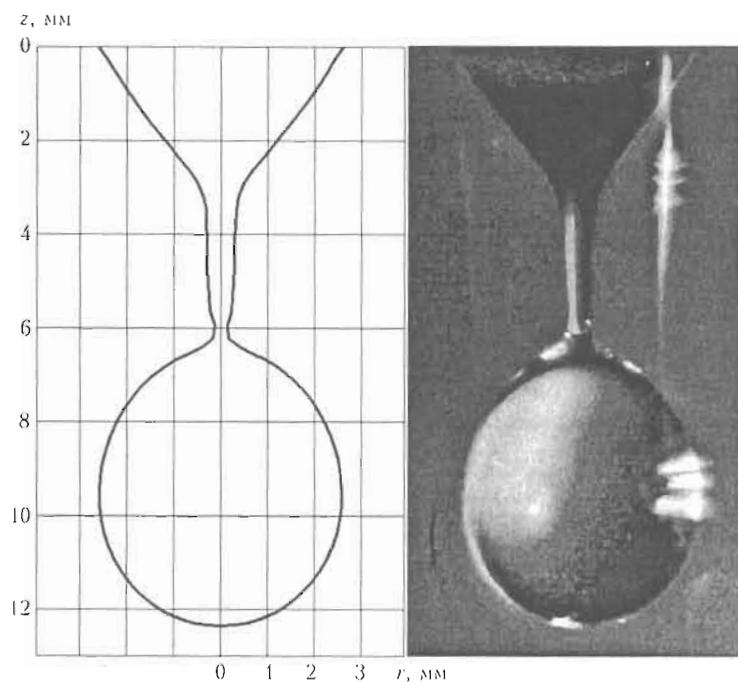


Рис. 6. Сопоставление расчетной и экспериментальной форм водяной капли

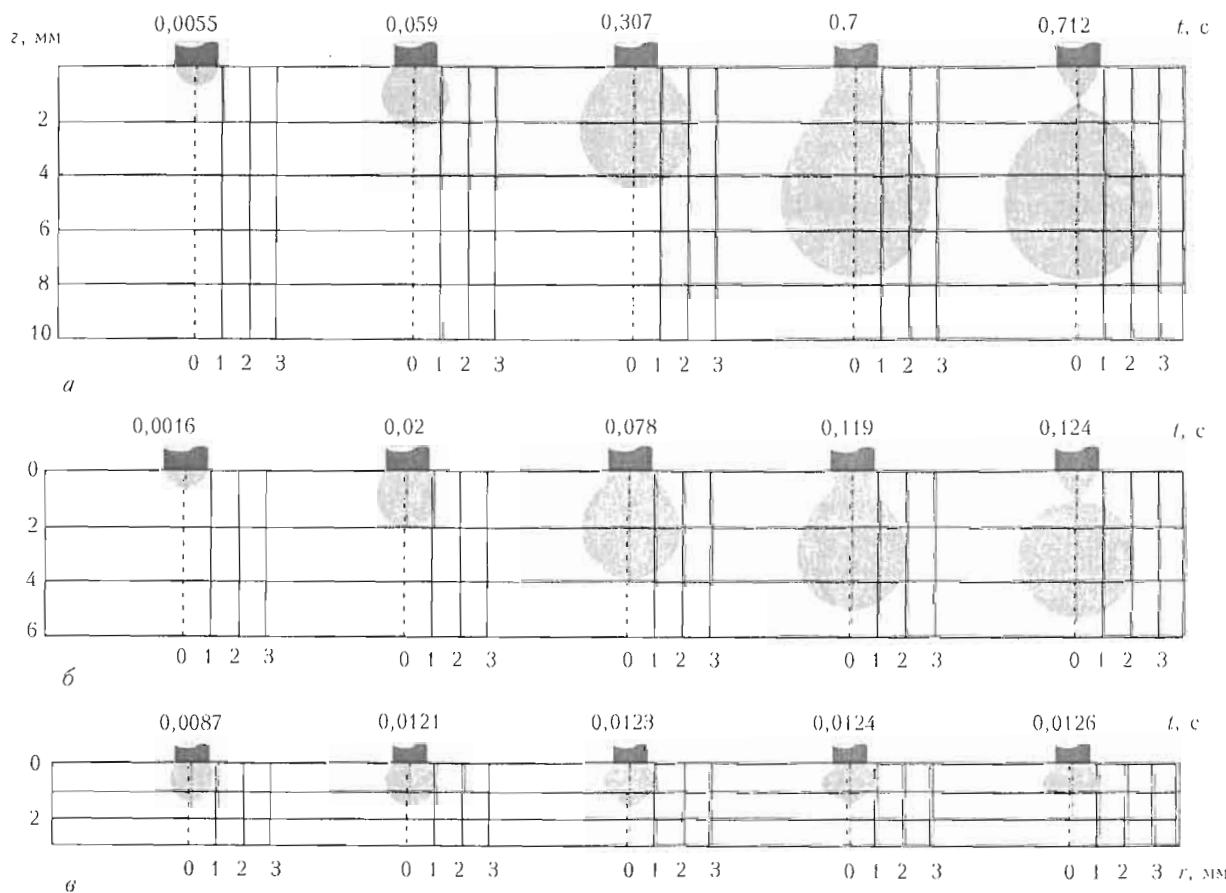


Рис. 7. Динамика формирования капли на конце плавящегося стального электрода: *а* — без учета магнитного давления; *а* = 0,8 мм,  $v_e = 4,3 \text{ м/мин}$ ; *б* — с учетом магнитного давления при сварке на постоянном токе; *а* = 0,8 мм,  $v_e = 10,5 \text{ м/мин}$ ,  $I = 180 \text{ А}$ ; *в* — с учетом магнитного давления при импульсно-дуговой сварке; *а* = 0,6 мм,  $v_e = 8,4 \text{ м/мин}$

Результаты вычислительных экспериментов с использованием различных моделей формирования капли

| Тип модели   | $a$ , мм | $v_e$ , м/мин | $V_d$ , $\text{мм}^3$ | $L_d$ , мм | $\tau_d$ , с |
|--|----------|---------------|-----------------------|------------|--------------|
| Гидростатическая модель  | 0,6      | —             | 73,08                 | 6,58       | —            |
|  | 0,7      | —             | 84,62                 | 6,96       | —            |
|  | 0,8      | —             | 94,87                 | 7,31       | —            |
| Приближенная гидродинамическая модель                              | 0,6      | 4,3           | 77,64                 | 7,08       | 0,96         |
|  |          | 10,5          | 79,56                 | 7,11       | 0,40         |
|  | 0,7      | 4,3           | 90,16                 | 7,62       | 0,82         |
|  |          | 9,4           | 92,80                 | 7,66       | 0,38         |
|  | 0,8      | 4,3           | 102,88                | 8,14       | 0,71         |
|  |          | 8,4           | 106,10                | 8,20       | 0,38         |
|  |          | 10,5          | 107,03                | 8,20       | 0,30         |
| Приближенная гидродинамическая модель с учетом магнитного давления | 0,8      | 10,5          | 43,20                 | 4,37       | 0,12         |

Примечание.  $\tau_d$  — время формирования капли.

мент ее отрыва составляет около 2 мм, что в большей степени соответствует экспериментальным данным.

Проследим влияние импульса тока на поведение капли на торце электрода. Модулированный ток задавали прямоугольными импульсами с частотой следования 50 Гц и длительностью импульса  $t = 0,004$  с (рис. 8). При расчетах полагалось, что радиус анодной «привязки» дуги к капле равен радиусу электрода.

Отметим, что магнитное давление достигает минимума в тех сечениях  $z = \text{const}$  капли, где плотность тока минимальна. В связи с этим на различных стадиях формирования капли объемная аксиальная сила, создаваемая градиентом магнитного давления, может изменять как значение, так и направление действия. В том случае, когда дуга охватывает каплю целиком, указанная сила направлена к кончику капли. Напротив, если радиус привязки дуги меньше максимального радиуса капли, объемная аксиальная сила изменяет направление — у кончика капли она совпадает с направлением силы тяжести, а в нижней части капли действует в противоположном направлении. Именно такая ситуация реализуется, если положить, что радиус привязки дуги равен радиусу электрода (см. рис. 7, в). Под действием этой силы в момент подачи импульса тока ( $t = 0,012$  с) капля, изначально по форме близкая к сферической, деформируется, подтягиваясь ближе к основанию, при этом свободная поверхность у кончика капли уплощается. Подобный эффект наблюдается при видеосъемке формирования капли в условиях импульсно-дуговой сварки. Отметим, что не всегда одного импульса тока бывает достаточно для отрыва капли, как, например, в данном вычислительном эксперименте (см. рис. 7, в).

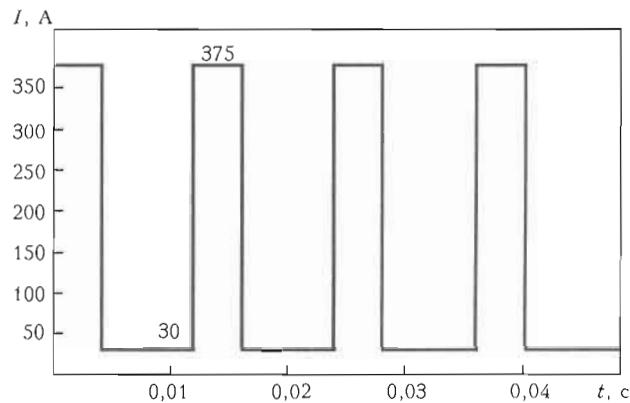


Рис. 8. Временная диаграмма сварочного тока

В таблице сведены результаты расчетов формирования капель электродного металла, полученные с использованием различных моделей капли: гидростатической, приближенной гидродинамической с учетом магнитного давления и без него. Из приведенных данных следует, что наиболее адекватный теоретический прогноз размера капли и частоты капельного переноса дает гидродинамическая модель, учитывающая магнитное давление.

### Выходы

Проведенный сравнительный анализ различных подходов к математическому описанию процесса формирования капли электродного металла показывает, что необходимыми условиями для адекватного прогнозирования характеристик процессов формирования и переноса капель при дуговой сварке плавящимся электродом является учет в модели капли гидродинамических процессов и воздействия на жидккий металл электромагнитной силы. В качестве альтернативы полной гидродинамической модели капли может выступать приближенная

асимптотическая модель, позволяющая с достаточной точностью прогнозировать перенос капель электродного металла, затрачивая на это в сотни раз меньшие вычислительные ресурсы, чем это требуется для реализации модели на основе полной системы уравнений гидродинамики. Важным фактором, определяющим размер капель и частоту их переноса, является силовое воздействие электромагнитного поля, особенно сильно проявляющееся при сварке модулированным током. Модель силового воздействия сварочного тока на процессы формирования и отрыва капли, рассмотренная в настоящей работе, является первым и весьма грубым приближением реальной картины протекания тока в металле капли. Дальнейшее уточнение этой модели должно быть связано с отказом от гипотезы об отсутствии радиальной компоненты вектора плотности тока в капле и более адекватным описанием электрического поля в системе «капля-анодная область—столб дуги», которое должно базироваться на полной самосогласованной модели процессов переноса тепла, импульса и заряда в такой системе. В частности, размер области анодной «привязки» — параметр, во многом ответственный за характеристики капельного переноса, — может быть оценен только из самосогласованного описания тепловых, электромагнитных и гидро(газо)динамических процессов во всей системе «капля-анодная область—столб дуги». Авторы предполагают продолжить исследования в этом направлении, используя для этой цели развитые в настоящей работе подходы.

1. Eggers J., Dupont T.F. Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier-Stokes equation // J. Fluid Mech. — 1994. — 262. — P. 205–221.

2. Ambravaneswaran B., Wilkes E.D., Basaran O.A. Drop formation from a capillary tube: comparison of one-dimensional and two-dimensional analyses and occurrence of satellite drops // Phys. Fluids. — 2002. — 14, № 8. — P. 2606–2621.
3. Wente H. The stability of the axially symmetric pendent drop // Pacific J. Math. — 1980. — 88, № 2. — P. 421–470.
4. Финн Р. Равновесные капиллярные поверхности: математическая теория. — М.: Мир, 1989. — 310 с.
5. Hartland S., Hartley R. Axisymmetric fluid interfaces. — Amsterdam: Elsevier, 1976.
6. Peregrine D.H., Shoker G., Symon A. The bifurcation of liquid bridges // J. Fluid Mech. — 1990. — 212. — P. 25–39.
7. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt II: The metal // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 2007. — 50. — P. 808–820.
8. Fan H.G., Kovacevic R. A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // J. Phys. D: Appl. Physics. — 2004. — 37. — P. 2531–2544.
9. Haidar J., Lowke J.J. Predictions of metal droplet formation in arc welding // Ibid. — 1996. — 29. — P. 2951–2960.
10. Nemchinsky V. Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode // Ibid. — 1994. — 27. — P. 1433–1442.
11. Quinn T.P., Szanto M., Gilad I. et al. Coupled arc and droplet model of GMAW // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2005. — 10, № 1. — P. 113–119.
12. Wang F., Hou W.K., Hu S.J. et al. Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding // J. Phys. D: Appl. Physics. — 2003. — 36. — P. 1143–1152.
13. Choi S.K., Yoo C.D., Kim Y.S. The dynamic analysis of metal transfer in pulsed current gas metal arc welding // Ibid. — 1998. — 31. — P. 207–215.
14. Березовский Б.М. Математические модели дуговой сварки. — Т. 1. Математическое моделирование и информационные технологии, модели сварочной ванны и формирования шва. — Челябинск: ЮУрГУ, 2002. — 586 с.
15. Найдич Ю.В., Переображенко В.М., Григоренко Н.Ф. Капиллярные явления в процессах роста и плавления кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1983. — 98 с.
16. Крищун И.В., Демченко В.Ф., Лесной А.Б. и др. Математическое моделирование электромагнитных процессов в системе «сварочная дуга–испаряющийся анод» с учетом анодного падения потенциала // Сб. тр. IV Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах» (Кацивели, Крым, Украина, 2008). — С. 55–63.
17. Ляшко И.И., Демченко В.Ф., Вакуленко С.А. Вариант метода расщепления уравнений вязкой несжимаемой жидкости на лагранжиево-эйлеровых сетках // Доклады АН УССР. — 1981. — Сер. А. — С. 43–47.

# NUMERICAL INVESTIGATION OF THE EFFECT OF PULSE LASER-ARC HEAT SOURCE ON METAL

**Semenov I.L., Krivtsun I.V. and Demchenko V.F.**

*E.O. Paton Electric Welding Institute, NASU, Kiev, Ukraine*

Development of new heat sources, which enable to control concentration of heat energy put into metal, is a relevant problem of fusion welding. As such a source in recent years, combined laser-arc heat source is used more often. This type of source is designed in such a way that electric arc and focused laser radiation interact with metal within the bounds of common heating zone. However, peculiarities of mutual influence of laser and arc heat sources and their combined effect on different metals are not well known, especially if the case of pulsed laser and arc sources is considered. In this paper, a self-consistent mathematical model of heat transfer processes and gas-dynamic processes at processing of metal by concentrated pulsed heat source is proposed. A detailed numerical analysis of convective evaporation of metal and formation of laser-induced plasma at pulsed laser processing is carried out. A numerical study of plasma parameters and heating properties of laser-arc discharge is accomplished on the basis of proposed model, model of anode processes and model of physical processes in laser-arc discharge column, which were proposed earlier.

The study of interaction of pulsed laser radiation and combined pulsed laser-arc heat source with metals plays a great role in the development of fusion welding. Such interaction includes absorption of the laser radiation by the metal surface, heating and melting of the metal, as well as its convective evaporation and formation of the laser induced plasma. Theoretical investigation of the physical phenomena mentioned above has to involve elaboration of a mathematical model for each of them. In the general case, these models cannot be applied separately, since there are strong correlations between them through the boundary conditions. Particularly, solution of the metal vapor gas-dynamic problem is required to calculate heat losses due to evaporation which determine boundary condition on the metal surface for solving the heat transfer problem. On the other hand, the metal surface temperature value is required to specify the boundary condition for the gas-dynamic model. In addition, formation of the laser-induced plasma can lead to absorption of the laser radiation and consequently exerts influence on the temperature field in the metal workpiece. Moreover, formation of the plasma can change the gas-dynamic flow pattern.

In this paper, a self-consistent mathematical model of gas-dynamic and heat transfer processes at pulsed laser and combined pulsed laser-arc processing of metals is proposed. This model enables to study processes of metal heating, melting and evaporation together with gas-dynamic processes in the metal vapor flow and formation of the laser-induced plasma. A detailed

numerical analysis of these processes was carried out based on the suggested model. The radiation of pulsed Nd:YAG laser was considered. The laser pulse duration was 1 ms, and the laser radiation intensity changed within the limits of  $10^6 \div 10^8 \text{ W/cm}^2$ . As an example of the metal being processed a low carbon steel workpiece was considered.

**Self-consistent mathematical model.** The suggested model of the physical phenomena, taking place at pulsed laser and combined pulsed laser-arc processing, consists of a model of heat transfer processes in a metal workpiece, a model of gas-dynamic processes in a mixture of surrounding gas and the metal vapor, a model of the Knudsen layer (a thin layer adjacent to the interface in which translational non-equilibrium of vapor particles prevails) and a model of laser induced plasma formation. In order to study heat transfer in the metal workpiece, the transitional heat transfer equation is examined. Gas-dynamic processes are considered based on the non-stationary Euler equations for gas mixture. The model of the Knudsen layer proposed by Knight [1] is accepted. In addition, the Knudsen layer is investigated using the model kinetic equation (BGK) [2]. This analysis was made to define more precisely the coefficients in the Knight's model. The model of plasma formation is required to describe evolution of optical discharge above the workpiece surface and to calculate electron density, laser radiation absorption coefficient and net emission coefficient for laser-induced plasma. In this study the model, proposed in paper [3], was used. The value of net emission coefficient was taken from [4].

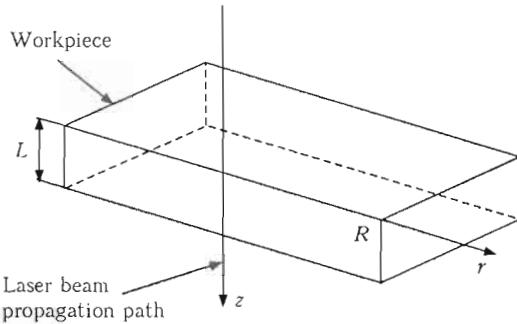


Figure 1. Schematic view of the system under consideration

**Heat transfer processes.** At first, let us consider a model of heat transfer processes in the metal workpiece which is heated by pulsed concentrated heat source (laser pulse or combined laser-arc source). It is assumed that the spatial distribution of the laser radiation intensity is symmetric with respect to the laser beam axis. According to this assumption, we consider the heat transfer equation in axisymmetric formulation. A cylindrical coordinate system is used (Figure 1).

In this case,  $z$ -axis is normal to the metal workpiece surface and its direction coincides with the laser beam propagation path,  $r$ -axis is directed along the workpiece surface. Using this coordinate system, one can write the non-stationary heat conduction equation as follows:

$$c(T)\rho(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\chi(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1)$$

where  $c(T)$  is the metal heat capacity (taking into account the latent heat of melting);  $\rho(T)$  and  $\chi(T)$  are the metal density and thermal conductivity, respectively. These properties for low carbon steel are taken from [5]. Equation (1) is considered in the domain  $0 < r < R$ ,  $0 < z < L$ ,  $t > 0$ . As the initial metal temperature the temperature of the surrounding gas  $T_0$  is accepted. The boundary condition on the axis of symmetry  $r = 0$  is given as

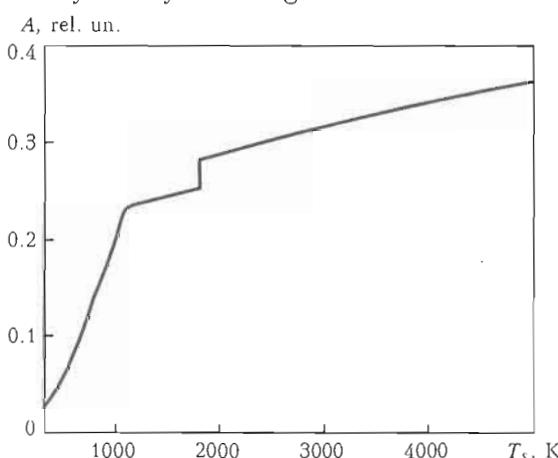


Figure 2. Temperature dependence of low carbon steel absorptivity for Nd:YAG laser radiation

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (2)$$

It is assumed that heat perturbation does not reach the outer boundaries of the considered domain during laser pulse. Consequently, the temperature on these boundaries does not change:

$$T(r, L, t) = T(R, z, t) = T_0. \quad (3)$$

The boundary condition on the metal surface  $z = 0$  is

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = Q_p - Q_{rc} - Q_e. \quad (4)$$

Here  $Q_{rc}(T_s) = \varepsilon\sigma(T_s^4 - T_0^4) + \alpha(T_s - T_0)$  is the heat losses due to radiation and convective-conductive heat exchange with surrounding gas;  $T_s \equiv T(r, 0, t)$  is the metal surface temperature;  $\varepsilon$  is the emissivity factor;  $\sigma$  is the Stefan-Boltzmann constant;  $\alpha$  is the heat exchange coefficient;  $Q_e(T_s) = \kappa Q_m(T_s)$  is the loss of heat due to evaporation;  $\kappa$  is the specific heat of evaporation;  $Q_m(T_s)$  is the specific mass flux of metal vapor;  $Q_p(r, t)$  is the space-time distribution of the heat flux put into the metal. Heat flux due to laser radiation absorption can be written as

$$Q_p(r, t) = A(T_s)P(r, t), \quad (5)$$

where  $A(T_s)$  is the metal absorptivity of laser radiation depending on the metal surface temperature, and  $P(r, t)$  is the space-time distribution of the laser radiation intensity. Heat flux due to arc source will be given later. Assuming Gaussian distribution for laser radiation, one can define  $P(r, t)$  as follows:

$$P(r, t) = \begin{cases} P_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) & \text{at } 0 \leq t \leq t_p, \\ 0 & \text{at } t > t_p, \end{cases} \quad (6)$$

where  $r_0$  is the focusing radius, and  $t_p$  is the laser pulse duration. Maximum intensity  $P_0$  depends on the total power of the laser beam  $Q^0$  in the following way:

$$P_0 = 2Q^0/\pi r_0^2. \quad (7)$$

The absorptivity  $A(T_s)$  of low carbon steel for Nd:YAG laser radiation is calculated using data from [6–8]. The temperature dependence of low carbon steel absorptivity for Nd:YAG laser radiation is shown in Figure 2.

In order to define the losses of heat due to evaporation, it is required to calculate the specific mass flow of metal vapor  $Q_m(T_s)$  which depends on the surface temperature. The value of this mass flow is

governed by the gas-dynamic processes which take place during the convective vaporization of metal into surrounding gas. Thus, let us move to the model of gas-dynamic processes.

**Gas-dynamic processes.** The gas-dynamic flow is studied on the basis of the axisymmetric non-stationary Euler equations for gas mixture. If the coordinate system (see Figure 1) is assumed, this set of equations can be written as follows:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial r} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial z'} = -\frac{\vec{f}}{r} + \vec{Q}, \quad (8)$$

where  $z' = -z$ , and

$$\begin{aligned} \vec{U} &= (\rho_1, \rho, \rho u, \rho v, E), \\ \vec{F} &= (\rho_1 u, \rho u, \rho u^2 + p, \rho u v, (E + p)u), \\ \vec{G} &= (\rho_1 v, \rho v, \rho u v, \rho v^2 + p, (E + p)v), \\ \vec{f} &= (\rho_1 u, \rho u, \rho u^2, (E + p)u), \\ \vec{Q} &= (0, 0, 0, Q_{cur}(r, z', t) + Q_{abs}(r, z', t) - Q_{emiss}(r, z', t)). \end{aligned}$$

Here  $\rho_1$  is the metal vapor density;  $\rho$  and  $p$  are the density and pressure of vapor-surrounding gas mixture, respectively;  $u$  is the radial velocity;  $v$  is the axial velocity of the mixture;  $E$  is the total energy of the mixture;  $Q_{abs}(r, z', t)$  is the heat generation resulting from absorption of laser radiation by metal vapor;  $Q_{cur}(r, z', t)$  is the Joule heat generated by arc current; and  $Q_{emiss}(r, z', t)$  is the heat loses due to emission of arising plasma. The total energy of the mixture is  $E = \rho u^2/2 + \rho v^2/2 + \rho e$ , where the internal energy of the mixture is  $e = p/\rho(\gamma - 1)$ ,  $\gamma = 5/3$  (monoatomic gas is assumed). The boundary problem for (8) is formulated in the domain  $0 \leq z' \leq L'$ ,  $0 \leq r \leq R$ ,  $t \geq 0$ . As the initial data, the parameters of undisturbed surrounding gas are accepted. The boundary condition on the axis of symmetry  $r = 0$  is given as

$$u = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = 0. \quad (9)$$

On the outer boundary  $z' = L'$  the boundary condition is

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial z'} = 0, \quad (10)$$

and on the boundary  $r = R$  the condition is

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial r} = 0. \quad (11)$$

The form of the boundary conditions on the metal surface depends on the value of the surface temperature  $T_s$ . If  $T_s(r, t)$  is less than melting temperature,

the boundary conditions are written in the following way:

$$v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z'} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z'} = 0. \quad (12)$$

If  $T_s(r, t)$  is greater than melting temperature, one can calculate the pressure of the saturated metal vapor  $p_s(r, t)$  using Clapeyron–Clausius relation. Further, if

$$\lim_{z' \rightarrow +0} p(r, z', t) = p(r, +0, t) \geq p_s(r, t),$$

the boundary conditions are defined as in (12), otherwise these conditions are given as

$$\begin{aligned} v(r, 0, t) &= v_{+0} + \\ &+ \frac{p(r, 0, t) - p_{+0}}{\sqrt{\frac{p_{+0}}{2}} [p(r, 0, t)(\gamma + 1) + p_{+0}(\gamma - 1)]}, \\ u(r, 0, t) &= 0, \quad \rho_1(r, 0, t) = \rho(r, 0, t), \\ p(r, 0, t) &= \rho(r, 0, t)\mathfrak{R}T(r, 0, t). \end{aligned} \quad (13)$$

Here  $\mathfrak{R} = k/M$ ;  $k$  is the Boltzmann constant, and  $M$  is the metal vapor particle mass;  $\lim_{z \rightarrow +0} \rho(r, z, t) = \rho_{+0}$ ;  $\lim_{z \rightarrow +0} p(r, z, t) = p_{+0}$ ;  $\lim_{z \rightarrow +0} v(r, z, t) = v_{+0}$ . The boundary conditions (13) should be supplemented by conditions on the external border of the Knudsen layer which can be written in the following form:

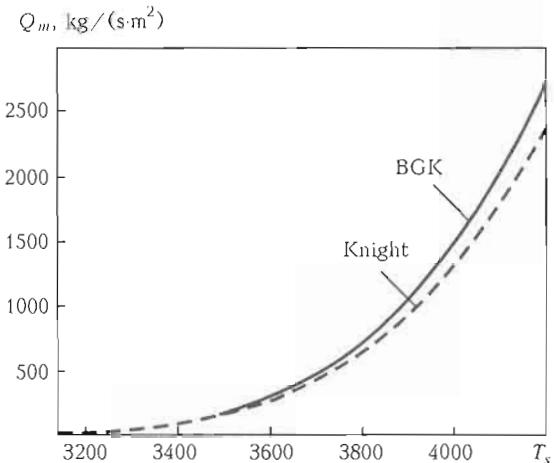
$$T(r, 0, t)/T_s(r, t) = F_t(m), \quad (14a)$$

$$\rho(r, 0, t)/\rho_s(r, t) = F_\rho(m), \quad (14b)$$

where  $m = v(r, 0, t)/\sqrt{2\mathfrak{R}T(r, 0, t)}$ , and  $\rho_s(r, t)$  is the saturated metal vapor density. To define two functions  $F_t(m)$  and  $F_\rho(m)$ , a consideration of the Knudsen layer is required. According to the described model of the gas-dynamic processes, the vapor mass flow near the metal surface can be determined as follows:

$$Q_m = \rho(r, 0, t)v(r, 0, t).$$

**Model of the Knudsen layer.** As mentioned above, in the present paper we use the well-known Knight's model of the Knudsen layer [1]. In this model the Knudsen layer is considered as gas-dynamic discontinuity with the corresponding jump conditions expressing the conservation laws. Generally speaking, the most accurate analysis of the Knudsen layer can be accomplished by solving the Boltzmann equation (or its simplifications). This way requires solving of the kinetic equation in the whole domain of flow, but it is a very difficult and time consuming procedure in



**Figure 3.** Comparison between Knight's model and BGK solution view of the complexity of this equation. Therefore, some assumptions about velocity distribution function of vapor particles on the Knudsen layer borders are made. These assumptions in conjunction with the conservation laws allow us to derive the following jump conditions:

$$\frac{T(r, 0, t)}{T_s(r, t)} = \sqrt{1 + \pi \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{m}{2} \right)^2 - \sqrt{\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{m}{2}}, \quad (15a)$$

$$\frac{\rho(r, 0, t)}{\rho_s(r, t)} = \sqrt{\frac{T_s(r, t)}{T(r, 0, t)}} \left[ \left( m^2 + \frac{1}{2} \right) e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\pi} \right] + \frac{1}{2} \frac{T_s(r, t)}{T(r, 0, t)} [1 - \sqrt{\pi} m e^{m^2} \operatorname{erf}(m)]. \quad (15b)$$

Equations (15a) and (15b) define the functions  $F_t(m)$  and  $F_\rho(m)$  in (14a), (14b). The value  $m$  in (15a) and (15b) is connected with the Mach number  $M$  on the border of the Knudsen layer as follows  $M = \sqrt{\gamma}/2m$ . From physical reasoning, the maximum value of the Mach number on the border of the Knudsen layer is one. In this case, from (15a), (15b) we obtain

$$T(r, 0, t) = 0.669 T_s(r, t), \quad (16a)$$

$$\rho(r, 0, t) = 0.308 \rho_s(r, t). \quad (16b)$$

In order to define the bounds of applicability of the Knight's model a kinetic analysis was accomplished [9]. The Knudsen layer was investigated on the basis of the one-dimensional non-stationary model kinetic equation (BGK). For example, the comparison between Knight's model and kinetic study is shown in Figure 3, where the mass flow due to evaporation for subsonic regime  $M < 1$  is demonstrated.

For the supersonic regime of evaporation, i.e.  $M = 1$  at the Knudsen layer, kinetic solution provides more precise coefficients in (16a), (16b):

$$T(r, 0, t) = 0.632 T_s(r, t), \quad (17a)$$

$$\rho(r, 0, t) = 0.368 \rho_s(r, t). \quad (17b)$$

The comparison shows that Knight's model gives sufficiently great error at definition of mass flow on the boundary of Knudsen layer (up to 13%). Therefore, one should use the (17a), (17b) instead of (16a), (16b) to calculate mass flow for supersonic regime of evaporation. It is not so easy to correct Knight's model in subsonic regime, but different estimates show [10] that for typical values of laser radiation intensity the evaporation occurs in supersonic regime.

**Laser-induced plasma.** Finally, let us consider formation of the laser-induced plasma. In our model this process is taken into account by terms  $Q_{abs}(r, z', t)$  and  $Q_{emiss}(r, z', t)$  in (8). The term  $Q_{abs}(r, z', t)$  is the heat generation resulting from absorption of laser radiation by the ionized metal vapor, and the term  $Q_{emiss}(r, z', t)$  is the net emission of the laser-induced plasma. The heat generation due to absorption can be written as follows:

$$Q_{abs}(r, z', t) = \mu(r, z', t) P(r, z', t), \quad (18)$$

where  $\mu(r, z', t)$  is the inverse bremsstrahlung absorption coefficient, and  $P(r, z', t)$  is the space-time distribution of the laser radiation intensity. Let us consider again Gaussian distribution for the laser radiation intensity of the initial beam

$$P_{inc}^0(r, z') = \frac{2Q^0}{\pi r_z^2(z')} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_z^2(z')}\right). \quad (19)$$

Here  $Q^0$  is the total power of the laser pulse;  $r_z^2(z') = r_0^2(1 + z'^2/z_0^2)$ ; and  $z_0 = \pi r_0^2/\lambda$ , where  $\lambda$  is the laser radiation wavelength;  $r_0$  is the focusing radius. The absorption in the laser-induced plasma can be taken into account integrally

$$P_{inc}(r, z') = \frac{2Q_n(Q^0, z')}{\pi r_z^2(z')} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_z^2(z')}\right), \quad (20)$$

where  $Q_n(Q^0, z')$  is the resulting power of the incoming laser radiation. The total intensity  $P(r, z', t)$  is the sum of the incoming beam intensity  $P_{inc}(r, z')$  and intensity of the reflected by the metal surface beam  $P_{refl}(r, z')$ , i.e.  $P(r, z') = P_{inc}(r, z') + P_{refl}(r, z')$ . We assume that  $P_{refl}(r, z')$  is given as follows:

$$P_{refl}(r, z') = [1 - A(T_s(r, t))] \times \frac{2Q_a(Q_a(Q^0, 0))}{\pi r_z^2(z')} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_z^2(z')}\right). \quad (21)$$

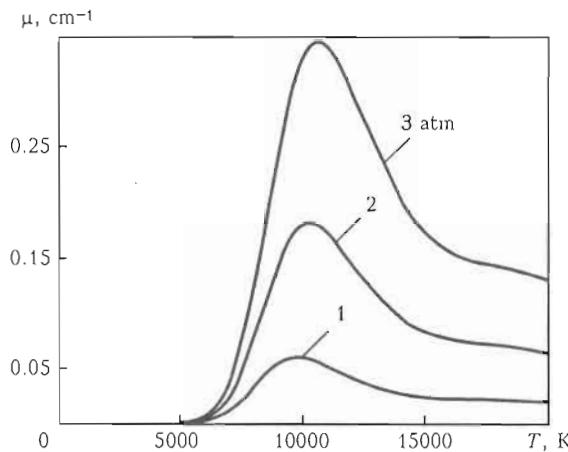


Figure 4. Absorption coefficient for iron plasma

The absorption coefficient  $\mu(r, z', t)$  is calculated in terms of the models proposed in [3] and [11]. In the general case, it depends on temperature and on pressure of the metal vapor. The dependence  $\mu(T)$  in Figure 4 is shown for different pressures.

The net emission of the laser-induced plasma  $Q_{\text{emiss}}(r, z', t)$  is calculated with the help of the data from [4]. This heat generation depends also on temperature and pressure of metal vapor. The dependence  $Q_{\text{emiss}}(T)$  is shown for different pressures in Figure 5.

At this stage the description of self-consistent mathematical model is completed. It includes (1) with the boundary conditions (2)–(4) for the heat transfer processes, (8) with the boundary conditions (9)–(13) for the gas-dynamic processes, and the method for calculation the heat generation, resulting from absorption of laser radiation, and the net emission of metal plasma.

**Results of numerical analysis and discussion.** In this section the numerical results, obtained with the aid of the proposed self-consistent model, are presented. At first the case of pulsed laser heat source is considered. In this case  $Q_{\text{cur}}$  in (8) is equal to zero, i.e. there is no Joule heat generation. The heat transfer equation (1) is solved numerically by the Peaceman-Rachford method [12]. In order to obtain numerical

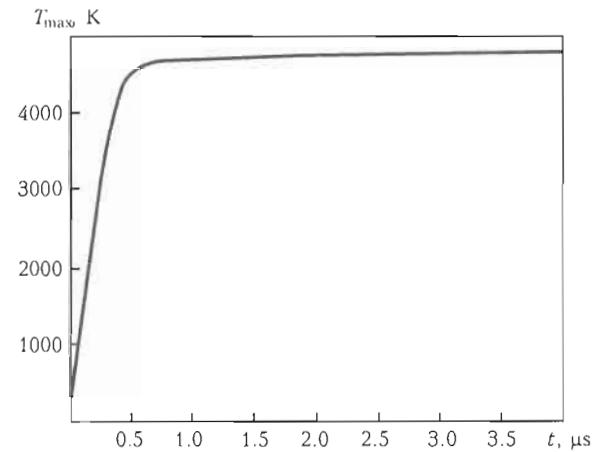


Figure 6. Maximum surface temperature versus time

solution of the Euler equations (8) the second order Godunov type method (TVD scheme) is used [13]. As an example, we consider Nd:YAG laser pulse with the total power  $Q^0 = 1245$  W, duration  $t_p = 1$  ms and focusing radius  $r_0 = 0.05$  mm.

At first let us consider how the temperature field in the low carbon steel workpiece changes with time. The time evolution of the maximum surface temperature  $T_{\text{max}}$  is shown in Figure 6.

The surface temperature  $T_s$  at the different time moments is shown in Figure 7, and the temperature fields at the different time moments are shown in Figure 8 (boiling temperature 3133 K, temperature of solidus 1700 K and liquidus 1750 K are marked).

As shown in Figure 6, the maximum surface temperature goes up during 1  $\mu$ s and than remains practically constant. The stationary value of the maximum surface temperature corresponds to the temperature, at which the losses of heat due to evaporation is approximately equal to the heat flux put into the workpiece by the laser radiation. Figure 7 demonstrates that the surface temperature within the focusing radius is remains practically constant too. The fusion and evaporation zones can be estimated using Figure 8.

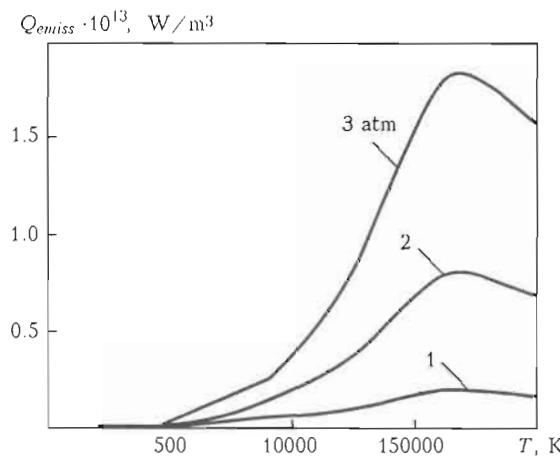


Figure 5. Net emission of iron plasma

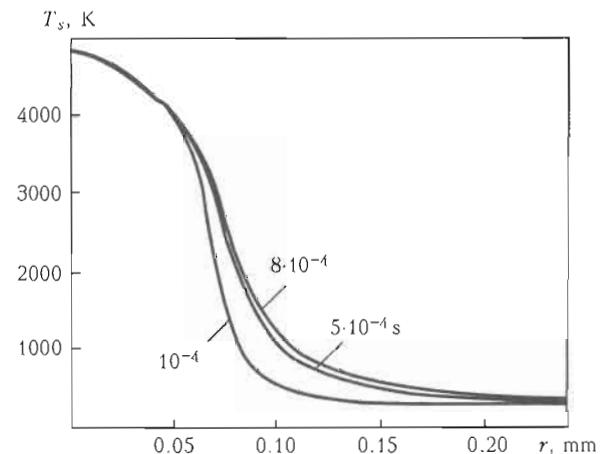
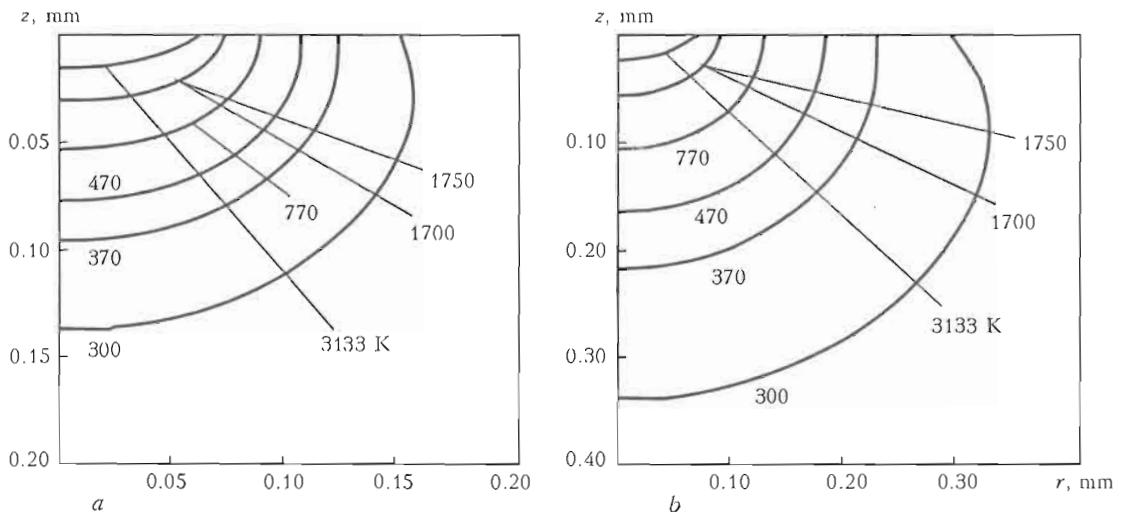


Figure 7. Evolution of the surface temperature distribution

Figure 8. Temperature fields at time moments of  $10^{-4}$  (a) and  $8 \cdot 10^{-4}$  (b) s

Further, let us consider the results of the gas-dynamic processes modeling. First of all we consider the flow pattern without formation of the laser-induced plasma, i.e. neglecting terms  $Q_{abs}$  and  $Q_{emiss}$  in (8).

The temperature, pressure and Mach number distributions along the axis of symmetry by the time  $30 \mu\text{s}$  are shown in Figures 9–11. It is shown that there is a stationary compression shock near the metal surface, where the pressure becomes lower than at-

mosphere one. Formation of the compression shock is caused by transfer from supersonic flow to subsonic one (see Figure 11). In addition, one can see the sharp changes in temperature and pressure profiles near the Knudsen layer, and the contact discontinuity between surrounding gas and metal vapor (see Figure 9). It should be noted that the similar flow pattern was observed experimentally [14].

Figure 12 demonstrates time evolution of the contact discontinuity. Two isolines of the metal vapor density ( $0.01$  and  $0.02 \text{ kg/m}^3$ ) are shown.

As shown in Figure 11, the metal vapor flow is supersonic. Figure 13 demonstrates how the maximum value of the Mach number on the Knudsen layer border changes in time.

It is shown (see Figure 13) that after the beginning of evaporation (approximately  $0.26 \mu\text{s}$ ) the Mach number on the border of the Knudsen layer abruptly rises up to one and then remains constant. Transition time for this process is very small (in order of  $10^{-8} \text{ s}$ ) in comparison with the laser pulse duration. It is a very important result, since it shows the ability to investigate gas-dynamic and heat transfer processes

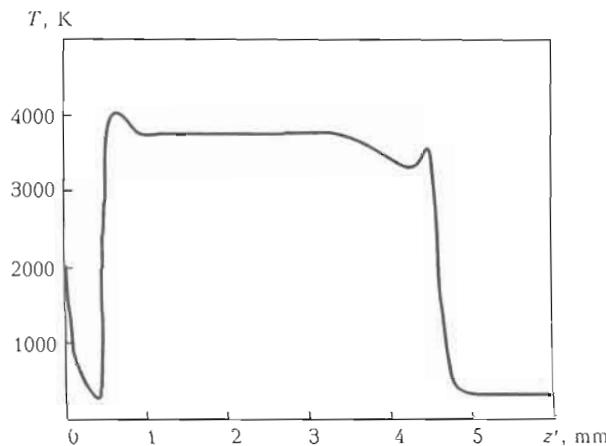


Figure 9. Temperature distribution along the axis of symmetry

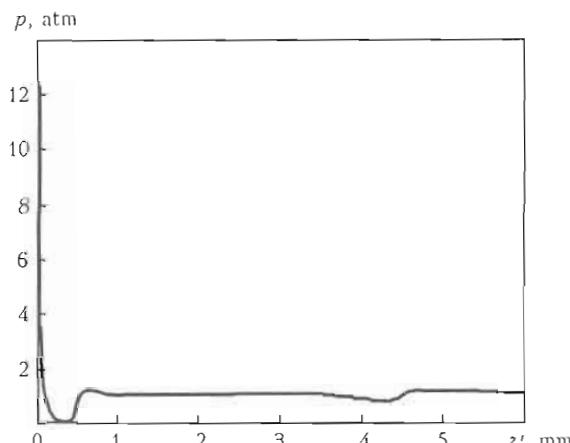


Figure 10. Pressure distribution along the axis of symmetry

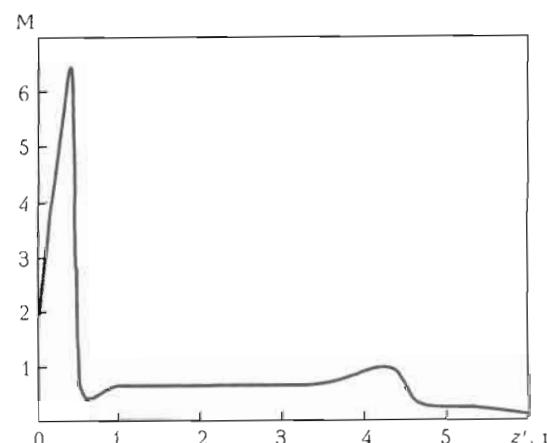


Figure 11. Mach number distribution along the axis of symmetry

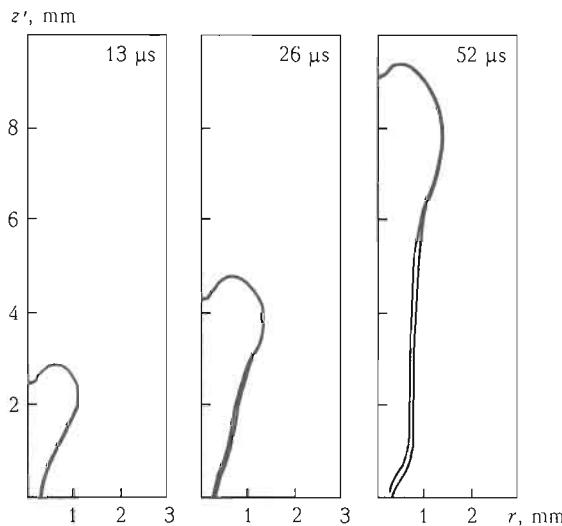


Figure 12. Contact discontinuity at different time moments

separately. In fact, if the Mach number on the Knudsen layer border is equal to one, than boundary condition (4) for the heat transfer equation (1) does not require the solution of the gas-dynamic equations (8). This boundary condition is defined directly with the use of expressions (17a), (17b). But it should be noted that this situation occurs only for sufficiently high intensities of laser radiation. If the intensity is low (for example  $10^5+10^6 \text{ W/cm}^2$ ) than the transition period in Figure 13 can be greater and in this case it is impossible to consider heat transfer and gas-dynamic problems separately.

Further let us consider the results of modeling, taking into account formation of the laser-induced plasma. Figure 14 demonstrates the temperature distribution along the axis of symmetry by the time moment 58  $\mu\text{s}$ . Figure 15 shows that the formation of the plasma does not exert influence on the pressure distribution. Since plasma does not form near the metal surface, this process does not also change the evaporation regime. So, the Mach number evolution (see Figure 13) on the Knudsen layer border does not change too. This fact allows us to conclude that the formation of plasma does not have action on the ability to solve the heat transfer and the gas-dynamic problems separately.

From this Figure one can see that formation of the laser-induced plasma takes place between the compression shock and the contact discontinuity. The temperature in this region is of about 10,000 K. Plasma does not occur in the region between the metal surface

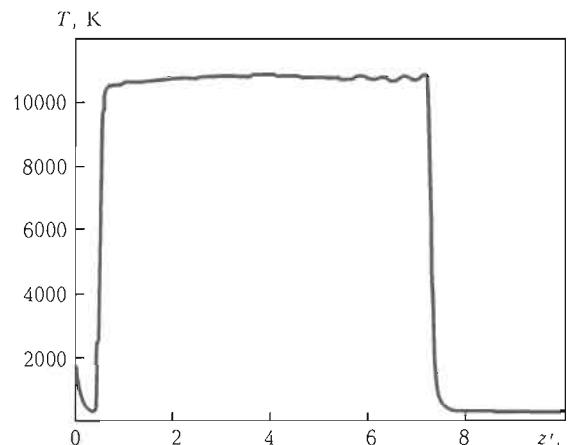


Figure 14. Temperature distribution along the axis of symmetry

and the compression shock due to very low values of the absorption coefficient. In turn, the value of the absorption coefficient is low because of low temperature and pressure in this rarefaction zone. The pressure distribution along the axis of symmetry is shown in Figure 15 by the same time moment.

Figure 15 shows that the formation of the plasma does not exert influence on the pressure distribution. Since plasma does not form near the metal surface, this process does not also change the evaporation regime. So, the Mach number evolution (see Figure 13) on the Knudsen layer border does not change too. This fact allows us to conclude that the formation of plasma does not have action on the ability to solve the heat transfer and the gas-dynamic problems separately.

The plasma temperature (see Figure 14) is governed by the equilibrium between the heat generation  $Q_{abs}$  and the energy losses due to plasma emission  $Q_{emiss}$ . Distributions of these two sources along the axis of symmetry by the time 58  $\mu\text{s}$  is shown in Figure 16. In fact, this Figure demonstrates that these two sources are practically equal in the region where plasma exists. The decrease of  $Q_{abs}$  and  $Q_{emiss}$  at  $z' > 7.2 \text{ mm}$

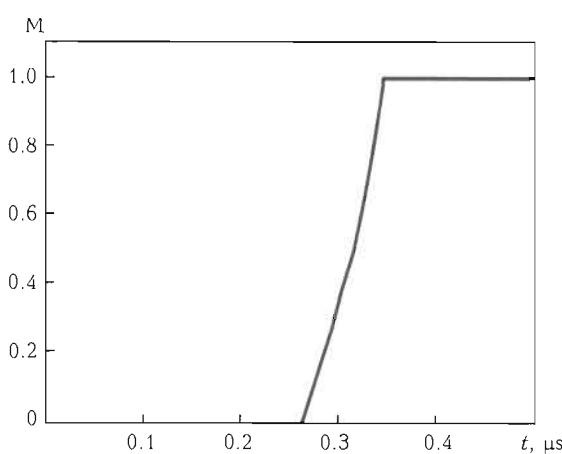


Figure 13. Time evolution of maximum Mach number on the Knudsen layer border

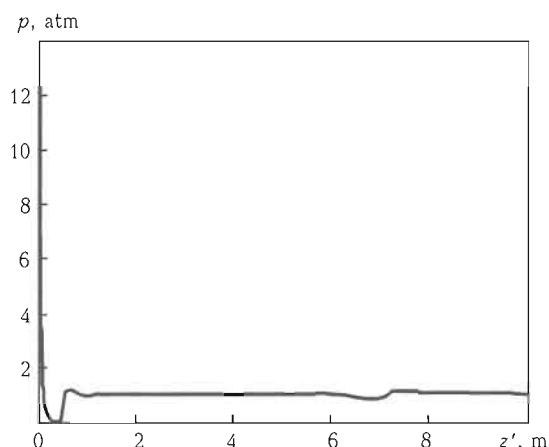


Figure 15. Pressure distribution along the axis of symmetry

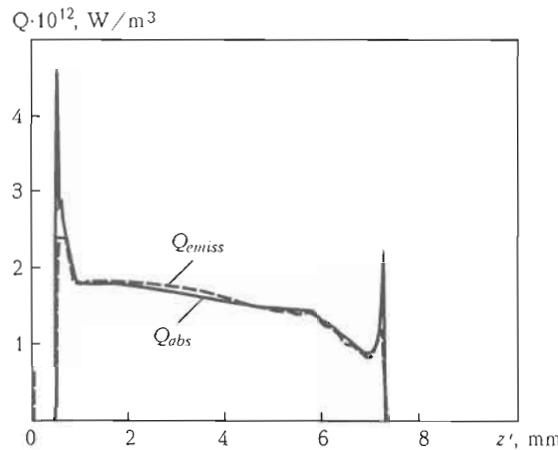


Figure 16. Heat source  $Q_{abs}$  and net emission  $Q_{emiss}$  along the axis of symmetry

is explained by the decreasing of laser radiation intensity with  $z'$  increasing.

In order to estimate the absorption of laser radiation by the laser-induced plasma, the comparison between two distributions of the laser radiation intensity along the axis of symmetry is made (Figure 17). This comparison shows that the absorption of the laser radiation by laser-induced plasma can be neglected.

Finally, Figure 18 demonstrates the comparison of the experimentally and numerically obtained data by the time  $60 \mu\text{s}$ . On the right side, the experimental data (photo) are presented, and on the left side the isolines of the metal vapor density ( $0.01$  and  $0.02 \text{ kg/m}^3$ ) are shown.

This Figure shows that there is a good agreement between the experimental and numerical data concerning the dimensions of the metal vapor plume. The photo was obtained with the use of high-speed camera at the parameters of laser pulse which were the same as in presented numerical analysis.

As the second step, let us consider the results of numerical modeling in the case of combined pulsed

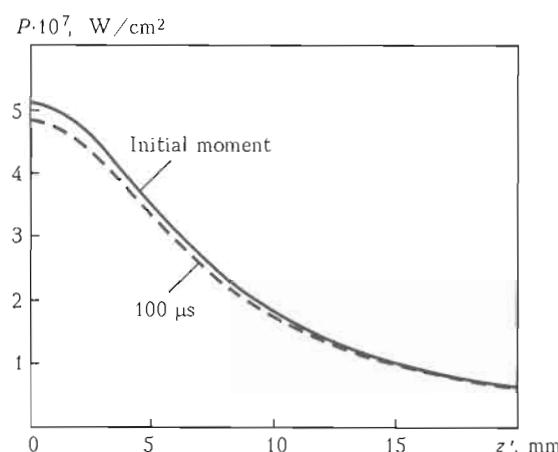


Figure 17. Laser intensity distribution along the axis of symmetry

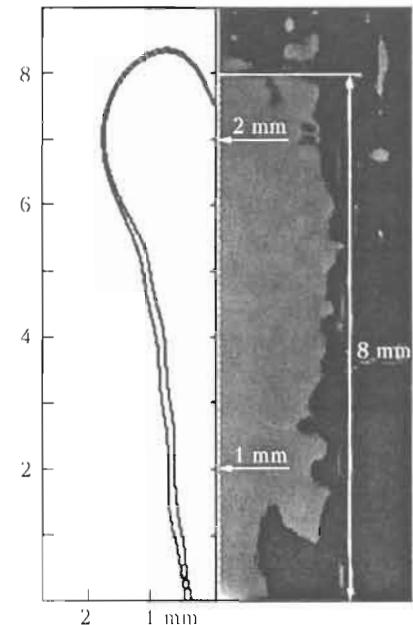


Figure 18. Results of modeling (left side) and experimental data (right side)

laser-arc processing of metal. In this case the Joule heat generation  $Q_{cur}$  is written in the following way:

$$Q_{cur}(r, z', t) = \sigma E^2(z', t), \quad (22)$$

where  $E(z', t)$  is the spatial-time distribution of electric field, and  $\sigma(T_e, T, p)$  is the electric conductivity of metal vapor. Electric field can be determined in the following way:

$$E(z', t) = \frac{I(t)}{2\pi \int_0^{+\infty} \sigma(z', r, t) r dr}, \quad (23)$$

where  $I(t)$  is the total arc current. Electric conductivity is calculated with the help of model proposed in [3]. It is assumed that distance between anode and cathode is  $L_a = 3 \text{ mm}$ . Duration of electric current pulse is assumed to be equal  $t_a \approx 20 \mu\text{s}$ , and maximum value of current in the pulse equals  $50$  and  $100 \text{ A}$ . The shape of the arc current pulse is shown in Figure 19.

Firstly let us consider calculation results for maximum current value  $50 \text{ A}$ . Figure 20 demonstrates the temperature distribution along the axis of symmetry by the time moment  $31 \mu\text{s}$ . Figure 21 shows the position of contact discontinuity for two different time moments, and the electric field distribution along axis of symmetry by the time moment  $24 \mu\text{s}$  is shown in Figure 22.

From Figures 20–22 we can conclude that electric current pulse does not change stationary value of plasma temperature (see Figure 20). On the other hand, geometrical dimensions of metal vapor plume change noticeably (see Figure 21). Increase in magnitude of

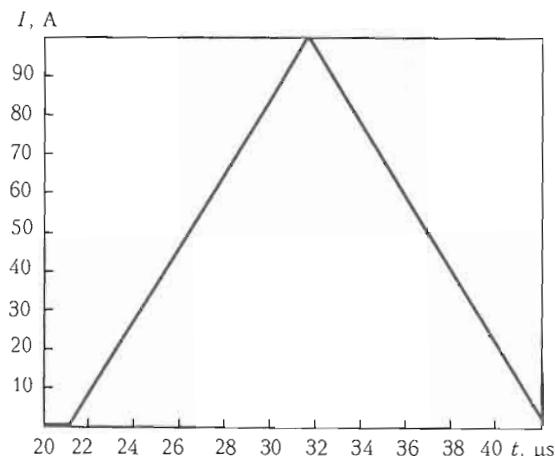


Figure 19. Shape of arc current pulse

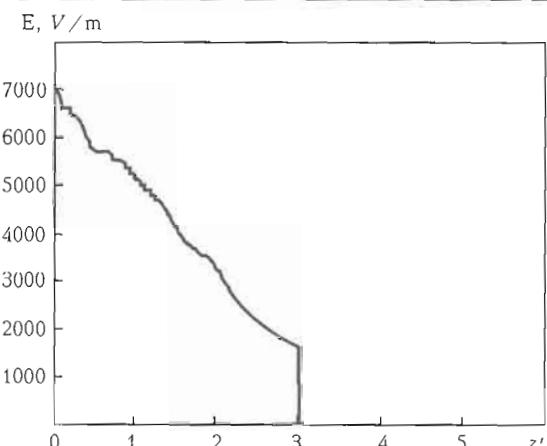
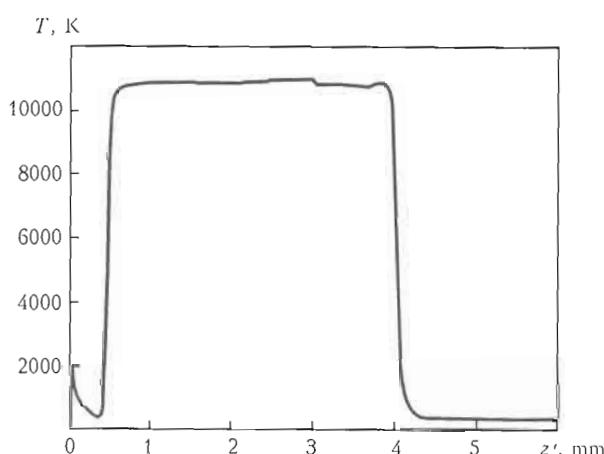
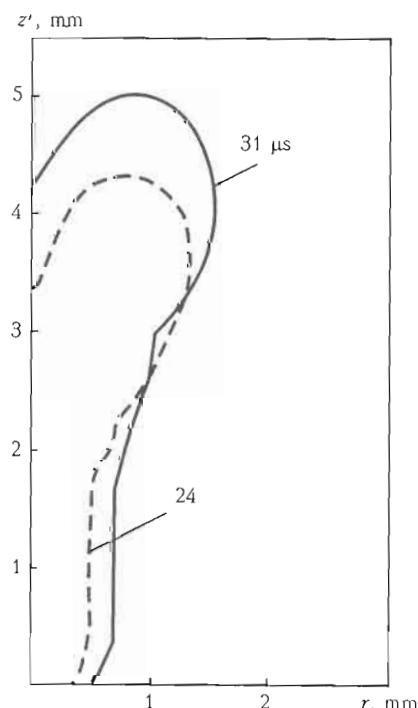
Figure 22. Electric field distribution along the axis of symmetry for 24  $\mu\text{s}$ Figure 20. Temperature distribution along the axis of symmetry for 31  $\mu\text{s}$ 

Figure 21. Position of contact discontinuity at different time moments

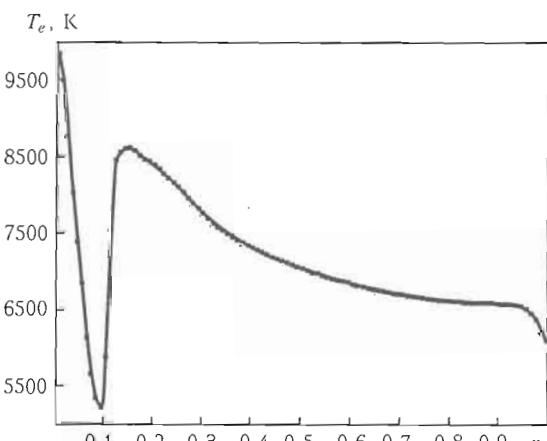


Figure 23. Electron temperature distribution along the metal surface

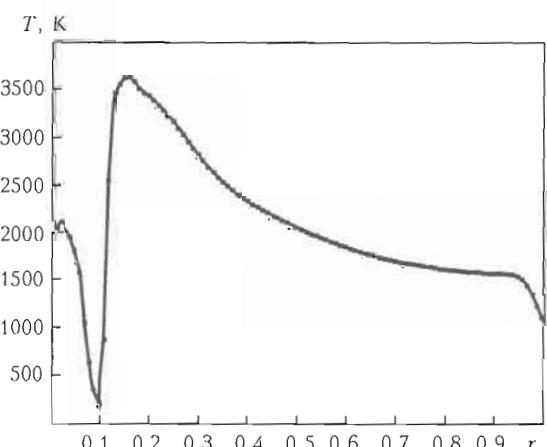


Figure 24. Metal vapor temperature distribution along the metal surface

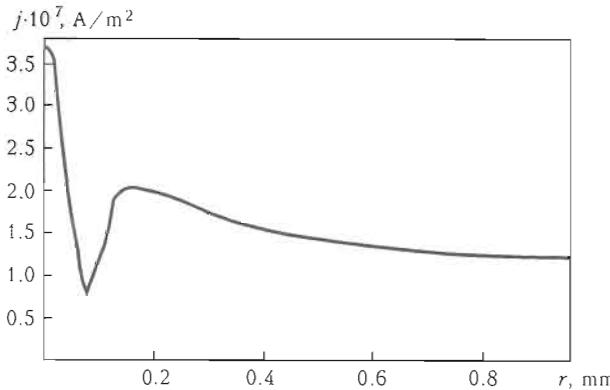


Figure 25. Electric current density distribution along the metal surface

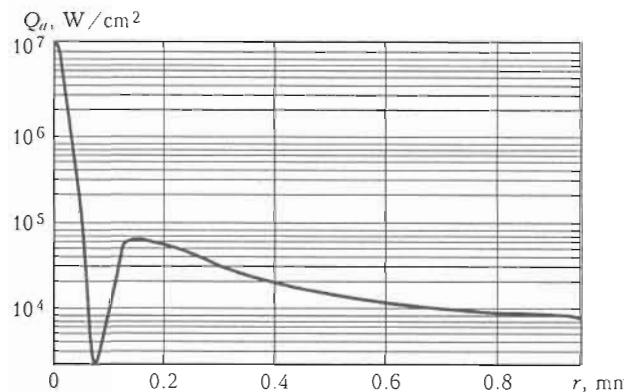


Figure 26. Distribution of heat flux put into the metal by arc along the metal surface

temperature  $T_e$ , temperature of metal vapor  $T$ , electric current density  $j$  and heat flux put into the metal by pulse arc source  $Q_a$  correspondingly. The last value is calculated with the help of model of anode processes proposed in [15].

Finally, let us consider numerical results for maximum current value 100 A. Figure 27 shows the temperature distribution along the axis of symmetry by the time moment 31  $\mu$ s, and Figure 28 demonstrates the position of contact discontinuity for two different time moments.

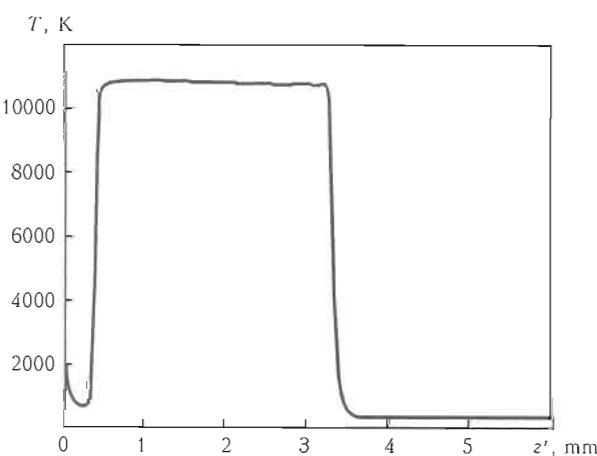


Figure 27. Temperature distribution along the axis of symmetry for 24  $\mu$ s

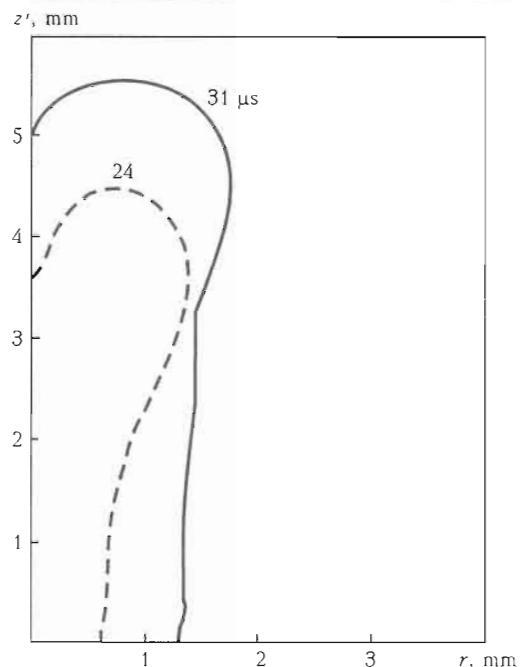


Figure 28. Position of contact discontinuity at different time moments

These Figures confirm previous conclusion that electric current pulse does not change value of plasma temperature, and exerts strong influence on dimensions of metal vapor plume and, consequently, on dimension of conducting zone.

## CONCLUSION

In the present paper a self-consistent mathematical model of the physical phenomena, taking place at pulsed laser and combined pulsed laser-arc processing of metals, was developed. A detailed numerical analysis of heat transfer in the low carbon steel workpiece and gas-dynamic flow of the metal vapor (iron) into surrounding gas (air) was performed as applied to the following conditions of processing: pulse of Nd:YAG laser radiation with total power of 1245 W, duration of 1 ms and focusing radius of 0.05 mm. It was shown that for sufficiently high laser intensity ( $10^7 \div 10^8 \text{ W/cm}^2$ ) it is possible to consider the heat transfer and gas-dynamic processes separately. At these conditions gas-dynamic flow pattern includes a stationary compression shock near the metal surface, rarefaction zone between the metal surface and the shock and contact discontinuity between the metal vapor and surrounding gas. Pressure in the rarefaction zone is lower than the atmospheric one, and the vapor flow is supersonic. The formation of compression shock is governed by transfer from supersonic flow to subsonic one. Laser-induced plasma arises in the region between the compression shock and contact discontinuity. Plasma does not appear in the rarefaction zone due to low values of the absorption coefficient. As a

result there is no direct contact between the laser-induced plasma and the metal surface. Since formation of the plasma takes place above the metal surface, this process does not exert influence on possibility to solve heat transfer and gas-dynamic problems separately.

Moreover, the detailed numerical analysis in the case of combined laser-arc processing of metal is performed. It is shown that electric current pulse does not change value of plasma temperature, and exerts strong influence only on dimensions of metal vapor plume and, consequently, on dimension of conducting zone. The distribution of electric current density and heat flux put into the metal by arc along the metal surface are calculated too.

In addition the well-known Knight's model of the Knudsen layer was examined on the basis of model kinetic equation (BGK). It was shown that this model provides an error up to 13 % at calculation of the vapor mass flow. The corresponding corrections of the Knight's model for supersonic regime were made.

1. Knight, Ch. (1979) Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure. *AIAA J.*, **17**(5), 519–523.
2. Bhatnagar, P., Gross, E., Krook, M. (1954) A model for collision processes in gases. Pt I: Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Phys. Rev.*, **94**, 511–525.

3. Dilthey, U., Goumeniuk, A., Lopota, V. et al. (2000) Kinetic description of keyhole plasma in laser welding. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **33**, 2747–2753.
4. Menart, J., Malik, S. (2000) Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas. *Ibid.*, **33**, 867–874.
5. Hu, J., Tsai, H. (2007) Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **50**, 833–846.
6. Ujihara, K. (1972) Reflectivity of metals at high temperatures. *J. Appl. Physics*, **43**(5), 2376–2383.
7. Ordal, M., Long, L., Bell, R. et al. (1983) Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Appl. Optics*, **22**(7), 1099–1119.
8. Miller, J. (1969) Optical properties of liquid metals at high temperatures. *Phil. Mag.*, **20**(12), Issue 168, 1115–1132.
9. Krivtsun, I., Semenov, I., Demchenko, V. (2009) The comparative analysis of convective metal evaporation models during laser processing. In: *Abstr. of VI Int. Conf. on Beam Technologies and Laser Application* (Saint-Petersburg, 2009, Sept. 23–25), 29.
10. Anisimov, S., Imas, Y., Romanov, G. et al. (1970) *Action of high-power radiation on metals*. Moscow: Nauka.
11. Biberman, L., Norman, G. (1967) Continuous spectra of atomic gases and plasma. *Uspekhi Fiz. Nauk*, **91**(2), 193–246.
12. Peaceman, D., Rachford, H. (1955) The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations. *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **3**, 28–41.
13. Kulikovskiy, A., Pogorelov, N., Semenov, A. (2001) *Mathematical aspects of numerical solution of hyperbolic systems*. London: Chapman & Hall.
14. Batarov, V., Bunkin, F., Prohorov, A. (1970) The stationary shock wave, arising at evaporation of metal. *Pisma v Zhurnal Teor. Fiziki*, **11**, 113–118.
15. Krivtsun, I., Demchenko, V., Krikent, I. (2010) Model of the processes of heat, mass and charge transfer in the anode region and column of the welding arc with refractory cathode. *The Paton Welding J.*, **6**, 2–9.

# PHENOMENOLOGICAL SIMPLIFICATIONS OF HYDRODYNAMIC PROBLEMS OF THE WELD POOL AND VALIDATION OF SUCH MODELS

*Sudnik V.A.*

*Tula State University, Tula, Russia*

Three classes of heat transfer problems with deformation of free surface of the weld pool, differing by the static, approximate dynamic and full dynamic description of the pool are analysed. For the approximate hydrodynamic problems, one differentiates stationary problems which take into account viscous forces, and non-stationary problems which take into account viscous and inertial forces. It is shown that the developed approximate hydrodynamic problems of a weld pool allow lowering the calculation time on 1–2 order of magnitude at an error of about 10 %. The analysis of errors and expenses of machine time for their realisation is presented.

Mechanisms of some welding phenomena, such as faltering crystallisation, formation of ripples or deep weld penetration in welding with an activating flux remain till now obscure, despite occurrence of such new toolkits as computational experiment, complex mathematical models and numerous research. To phenomenology development as sets of knowledge of interrelation between the various phenomena according to theory, but it is direct from this theory not the following, various scientific approaches helped. The concept of the simplified models can become one of such approaches in the computational physics [1]. Application of the simplified models, on the one hand, will allow passing to the approximate models with drastic reduction of calculation time without substantial increase of error, and, on the other hand, will allow us to discover the mechanisms of the new phenomena.

The concept of the simplified models formulated by Malinetsky [1] has resulted from the analysis of works on large projects in such areas as the computational physics of plasma, computational hydrodynamics, etc. In the beginning the processes starting in the studied phenomenon on given spatial and time scales are stand out. Then even simpler model of the phenomenon with narrower area of the applicability, considering still smaller quantity of factors is under construction. Only after the model of the bottom level is studied and clarified, it is possible to pass to following, higher level.

Remarkable line of hierarchy of the simplified models represents the base mathematical models which research allows studying and building the large classes

of models of various phenomena. Extremely simple non-linear base mathematical models are deep and substantial, allowing us to explain the phenomena and to predict desirable or undesirable course of events.

In the class of problems of high-temperature technological processes, the problem of convection heat exchange in a weld pool is known [2]. The central place in it is occupied with the equation of Navier–Stokes and the equation of conservation of mass:

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} \right] = \rho \vec{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (2)$$

where  $\vec{V}$  is the vector of convection velocities;  $\rho$  is the density;  $P$  is the pressure;  $\mu$  is the viscosity;  $\vec{g}$  is the vector of free fall acceleration; and  $T$  is the temperature.

Simplifications of the 3D equations of Navier–Stokes by 2D Boussinesq approximation for description of a free convection and Prandtl approach in the interface theory are widely known. In hydrodynamics, a set of following simplifying assumptions is used: absence of viscosity (an ideal fluid), the vortex-free (potential), and established, flat, axisymmetric and one-dimensional, and also hydrostatic approaches. For the hydrodynamic welding problems supplemented with the heat transfer equation, one-dimensional approximations of Antony and Cline [3] to describe the formation of ripples on surface of a laser melt, as well as of Eggers and Dupont [4] description of liquid movements in a drop of electrode metal are known.

In weld pool models with a surface, capable to be deformed under the influence of the enclosed pressure, there is a new aspect of the description of a zone of the weld penetration formation, consisting in calculation of the steady form of a surface within the limits of the theory of Navier–Stokes. Simplification of a dynamic problem for welding by beam methods conditions in 2D static statement is received for the first time by Rarov et al. at the A.A. Baikov Institute of Metallurgy of the Academy of Sciences of the USSR [5], who has solved a problem about deformation of surface  $Z(r)$  of liquids for an axisymmetric case at constant speed  $v = \text{const}$ , and have obtained the following equation:

$$\sigma \left( \frac{Z''}{\sqrt{(1+Z')^3}} + \frac{Z'}{r\sqrt{(1+Z')}} \right) + \rho g Z = F_s,$$

where  $\gamma$  is the surface tension;  $c$  is the liquid density; and  $F_s$  is the vector of surface forces.

B.E. Paton et al. at the E.O. Paton Electric Welding Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine [6] also used such approach. This simplification for conditions of arc welding was later modified in conjugate thermodeformation statement of Ohji and Nishiguchi [7] in Japan, Sudnik [8] in the USSR and Weiss et al. [9] in Germany. Such simplifications are widely applied [10–12] along with the exact solutions [13].

**Basic hydrostatic model of fusion welding process.** The model of fusion welding process with a weld pool formation is described by the equation of heat transfer of a moving welding source. For conditions of arc welding the process is defined thermal and force influences of a welding arc. In a formed weld pool, the convective heat transfer is described by the dynamic equations of Navier–Stokes which solution is exclusively difficult. We will find a simplification by omitting the terms in these equations, which, under the welding conditions, have less essential effect on determining the character of the flow in a weld pool. For example, the behavior of a weld pool can be described, with sufficient accuracy for practice, neglecting viscosity of the melt and applying the theory of ideal liquid of Euler.

At small change of flow velocity it is possible to neglect acceleration, i.e. an inertia term. From four basic driving forces of convection, namely gravitation, pressure, friction and inertia [2], only two remain — gravity and pressure that allows conducting the calculations in a pool under purely hydrostatic law under action of pressure created by a column of a liquid. Expansion of metals at rise in temperature, i.e. ther-

mal expansion and phase transformation due to melting and crystallisation, plays a great role by consideration of processes of a heat transfer.

In case of balance of a liquid ( $v = \text{const}$ ), the equation of continuity (2) becomes simpler ( $\partial\rho/\partial t = 0$ ) and means that the density field is stationary, and Euler's and Navier–Stokes equations lead to the same equation [14]:

$$\text{grad } P = \rho g.$$

On a free surface the surface tension acts and creates jump of normal forces

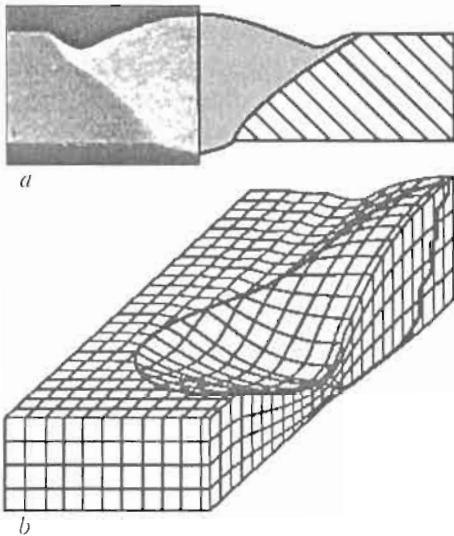
$$\text{grad } P = \sigma K = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = -\sigma \left( \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2} \right),$$

where  $K$  is the surface curvature;  $R_1$  and  $R_2$  are the main radiiuses of curvature in a surface point;  $Z = Z(x, y)$  is the equation of the free surface set in an explicit form. We will notice that the formula of calculation of curvature in hydrodynamics (1944) is received for the first time by Landau and Lifshits [15].

The basic model of weld formation in fusion welding should include the equation of energy (heat conductivity) with boundary conditions of the thermal flux of the arc, the simplified equation of movement (deformation of pool surface) with boundary conditions of a pressure distribution of arc, and the equation of conservation of mass with corresponding boundary conditions.

The temperature field sets the weld pool borders which surface deformation changes the temperature field. The account for temperature dependence of properties, including surface tension of a melt, leads this problem to nonlinear mathematical model of process of welding which is deep and substantial. The behaviour of such thermodeformation model reflects essence of welding process, and the model is basic mathematical model. The further simplification of such welding problem is senseless. This model is checked up in computer programs for welding of thin sheet connections with nonconsumable (TIGSIM [16], Figure 1) and consumable (MAGSIM [17]) electrodes, and also laser (DB-LASIM [18]) and electron beam (ELSIM [19]) welding of thick sheets with reproduction of the basic imperfections of welding.

**Approximate hydrodynamic models of weld pool with deep penetration.** For laser welding with a deep penetration, the basic model of process has been finished for the account of the phenomena of absorption and losses of radiation energy, and also for gas-vapor keyhole formation. Sudnik et al. [18] have construc-



**Figure 1.** Experimental and calculated shape of weld pool with undercut formation (a), and its 3D kind (b) for the first time received by means of basic hydrostatic model, in TIG welding of austenite steel 2.2 mm thick

ted the self-consistent model, which, for the first time, allowed calculating the effective efficiency of laser welding process. The keyhole model is based on vapor pressure balance considering capillary and hydrostatic pressure. For such hydrodynamic calculations, the important role is played by viscous forces that is noted by Rykalin et al. [20]. Thus, it distinguish the stationary models taking into account viscous forces [18] and non-stationary models in which inertial forces [19] are considered additionally.

*Stationary model.* Sudnik et al. [21] have developed the simplified method of definition of local flows velocity of the melt, which is necessary for solving of the energy equation. The 3D convection is simply described by superposition of vectors of velocities of 2D independent fields of a horizontal flow of the melt around capillary  $\vec{u}_c$ , and also of the radial flow from thermocapillary effect  $\vec{u}_\sigma$  and from the vapor friction  $\vec{u}_v$ :  $\vec{u} = \vec{u}_c + \vec{u}_\sigma + \vec{u}_v$ . Thus, the differential form of an equation of continuity of a liquid is replaced with the integrated form of the flow rate  $I = A u$ , where  $A$  is the area of effective cross-section of a flow, and the equation of continuity is be satisfied.

Because the flows are focused with regard to the centre of a gas-vapour keyhole of the quasi-cylindrical shape, the cylindrical system of co-ordinates  $r-u-z$  is used.

*Flow around the capillary.* The flow of a melt around the capillary is described by a condition of mass conservation in radial sections with changing area depending on the angle  $j$  between the keyhole wall with radius  $r_c$  and the weld pool outer boundary with radius  $r_l$ . Introducing non-slip condition at the pool boundary and assuming a linear increase of the flow velocity  $u_c$  directed perpendicular to the radial sections, this velocity results as

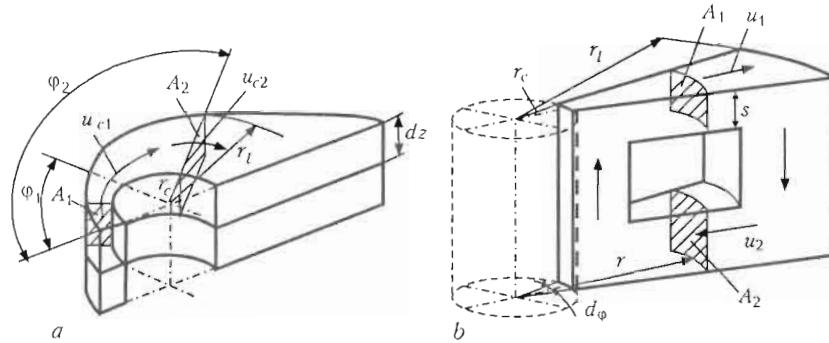
$$u_c = v_w \frac{2r_c}{r_l - r_c} \left( 1 - \frac{r - r_c}{r_l - r_c} \right), \quad (3)$$

where  $v_w$  is the welding speed, and  $r$  is the distance from the axis of capillary of laser beam.

From this equation it is visible that the non-slip condition  $u_c = 0$  is met at the outer weld pool boundary ( $r = r_l$ ), and that the sectional maximum of the velocity  $u_c = 2v_w r_c / (r_l - r_c)$  is located at the capillary wall ( $r = r_c$ ). The maximum velocity is at the location where the radius  $r_l$  has a minimum, that is in the heading part of the weld pool. The velocities are low behind the capillary and especially in the rear part of the weld pool, where they can be neglected. The equation of energy is solved in the Cartesian  $x-y$  coordinate system, and corresponding components  $\vec{u}_c = \vec{u}_{c,x} + \vec{u}_{c,y}$  are derived with  $u_{c,x} = u_c \sin \phi$ ,  $u_{c,y} = u_c \cos \phi$  ( $0 \leq \phi \leq \pi$ ).

*Reverse thermocapillary current.* The simplified modelling of the recirculating thermocapillary flow is based on the approximate description of the interface. The melt flow is considered between radially diverging plane sections (Figure 2).

This description is connected with estimate of average time of existence of a recirculating fluid. The thermocapillary forces act on the surface of the weld pool generating a boundary layer with shear stress  $\tau$  at the surface. The theory of boundary layers offers a relation between shear stress  $\tau$  and the flow velocity  $u$  at the surface in the case of parallel flows [22]:



**Figure 2.** Elements of calculated scheme on horizontal (a) and radial (b) diverging flows of weld pool

$$\tau = 0.332 \sqrt{\frac{\rho \mu u^3}{r}}, \quad (4)$$

where  $\mu$  is the dynamic viscosity of the fluid, and  $r$  is the coordinate in flow direction.

The vortex of the recirculating flow between two neighboring plane radial sections is considered. Taking into account the maximum radial flow velocity  $u_0$  on an exit from the capillary ( $r = r_c$ ) as the basic local radial speed  $u$  on distance  $r$  we obtain

$$u = u_0 \frac{r_c}{r}. \quad (5)$$

Combining equations (4) and (5), we will receive parity for radially diverging continuous flow of a melt:

$$\tau = 0.332 \sqrt{\frac{\rho \mu u_0^3 r_c^3}{r^4}}.$$

Constant surface shear stress is set equal to the following equivalent shear stress  $\tau_{eq}$  of the boundary layer. This stress is averaged over «active radial length» of this layer  $l_r = r_l - r_c$ :

$$\tau_{eq} = \frac{1}{r_l - r_c} \int_{r_c}^{r_l} \tau dr = 0.332 \sqrt{\frac{\rho \mu u_0^3 r_c}{r_l^2}}. \quad (6)$$

Equation (6) is used to determine the flow velocity  $u_0$  at the weld pool surface on the capillary outlet from the equivalent stress  $\tau_{eq}$  and coefficient  $K_\sigma$ , the value of which depends on considered weld pool section:

$$u_0 = u_o = \sqrt[3]{\tau_{eq}^2 K_\sigma}, \quad K_\sigma = \frac{9.07 r_l^2}{\rho \mu r_c}.$$

The equivalent shear stress  $\tau_{eq}$  is set equal to the shear stress  $\tau_\sigma$  from the thermocapillary effect assumed as constant and as acting in radial direction over radial weld pool length  $l_r = r_l - r_c$ :

$$\tau_\sigma = \frac{\sigma_l - \sigma_c}{r_l - r_c},$$

where  $\sigma_l$  is the surface tension at the liquid boundary, and  $\sigma_c$  is the capillary outlet.

The thickness  $s$  of the weld pool surface layer driven by surface forces is equal [22] to

$$s = \sqrt{\frac{\mu t_m}{\rho}}.$$

The flow velocities in the weld pool are much higher than the welding speed. This produces the recirculating motion of the molten metal. Part of the metal participating in the recirculating flow solidifies and is permanently replaced with the new melting metal.

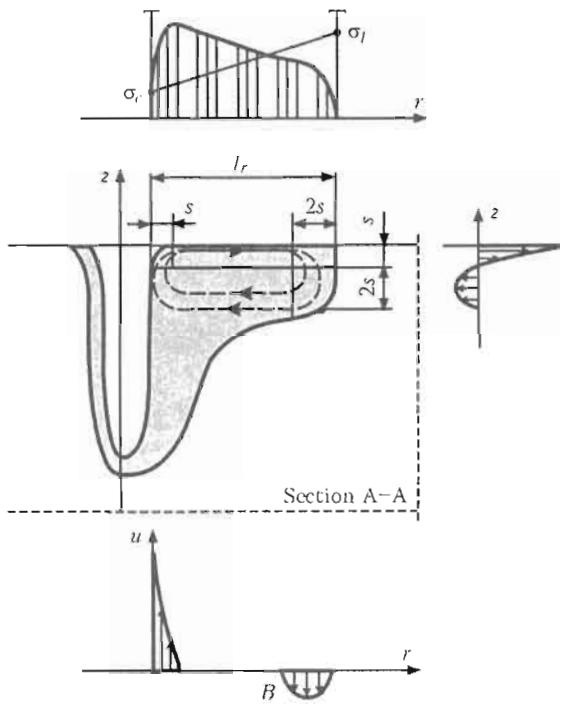


Figure 3. Calculated schemes of flow because of vapor friction in the capillary

We will accept the time of action of motive forces to be equal to average time of existence of metal in the melted condition  $t_m = l_w / 2v_w$ , where  $l_w$  is the length of weld pool. The parabolic distribution of flow velocity, accepted along the layer of thickness  $s$  with driving forces (Figure 3), is prolonged in the layer of returning flow with thickness  $2s$ , having much lower speeds.

*Reverse flow from vapour friction.* The metal vapour passing through the capillary with high velocities generates friction force of a melt on the capillary wall. Arising shear stress  $\tau_v$  decreases linearly from a maximum value in the centre of the channel to zero on its wall:

$$\tau_v = \mu_v \frac{dv_v}{dr} = 2\mu_v \frac{v_v}{r_c},$$

where  $v_v$  is the cross-section velocity of the metal vapour;  $\mu_v$  is the vapour dynamic viscosity; and  $r_c$  is the capillary radius.

Axial flow velocity is transformed to radial speed on the exit from the channel  $u_v = u_o = \sqrt[3]{\tau_v^2 K_v}$  with  $K_v = \frac{9.07 l_c}{\rho \mu}$ , where  $l_c$  is the length of the channel;  $u_o$  is the radial speed of vapour expansion on an exit from the capillary. For the case of the friction of vapour, a superposition of velocities on the exit from the channel is also supposed:  $u_o = u_\sigma + u_v$ .

The presented model reproduces process of laser welding and not only confirms the experimentally established fact of linear dependence of depth penet-

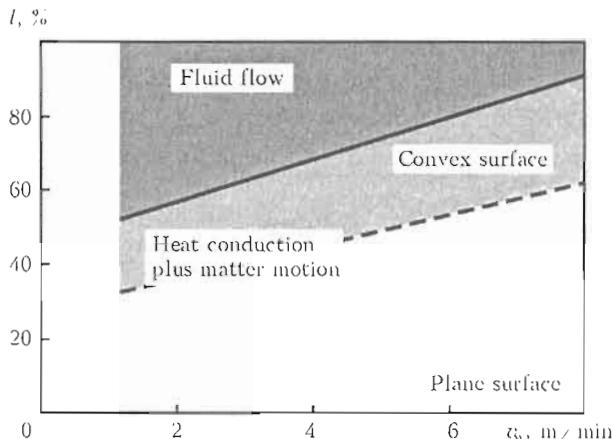


Figure 4. Portions of weld pool length resulting from heat conduction (and translatory motion), weld convexity and weld pool fluid flow in 2.5 kW laser welding of low-carbon steel 16MnCr5 6 mm thick at  $K = 0.7$

ration on the weld pool length but has allowed establishing the contribution of mechanisms of heat transfer with weld convexity and without it, and also the convective heat transfer during the heat transfer (Figure 4).

**Transient model.** In nonstationary problems, change of external parameters leads to necessity to consider the inertia forces which contribution is equal to the product of melt density and acceleration of its element. For calculations it is possible to consider an elementary column of a liquid as a liquid element. Mathematical models of process of nonstationary welding differ the additional account of change of enthalpy on time in the equation of energy, pressure of inertia forces in the equations of deformation of surfaces of the capillary and a weld pool, and also change of volumes of consumable and solidified metal. The last is shown at formation of initial and final sites of joint and realised, for example, in remote laser welding of short dashed joints.

The account for inertia forces is also possible in the simplified statement at which only local changes of acceleration are considered, neglecting convective changes. At such approach the equation of deformation of the surface of capillary and weld pool look like

$$-\sigma(T) \left( \frac{1}{r_c} + \frac{\partial^2 r_c}{\partial z^2} \right) = \rho g z + p_{\text{vap}} + \rho \frac{\partial^2 r_c}{\partial t^2} r_c, \quad (7)$$

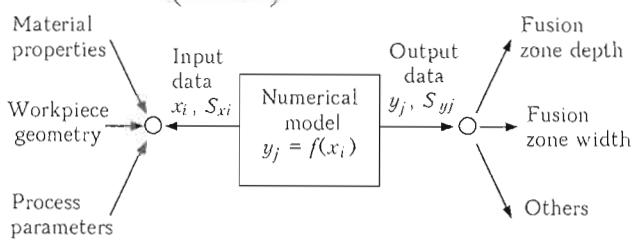


Figure 5. Structure of errors of the computer simulation

$$-\nabla \left( \frac{\sigma(T) \nabla Z}{\sqrt{1 + |\nabla Z|^2}} \right) = \rho g z + \frac{p_{\text{vap}}}{\sqrt{1 + |\nabla Z|^2}} + \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} z_m + \Gamma, \quad (8)$$

where  $p_{\text{vap}}$  is the vapour pressure;  $z_m$  is the mean integral depth of the weld pool or the centre of mass;  $\Gamma$  is the pressure change, caused by deformation of the surface, or Lagrange multiplier in a method of extreme values. The last term in the right part of (6) and penultimate term in (7) describe the contribution of inertia force pressure from local changes of acceleration at the expense of changes of position of the centre of mass [23]. These equations are applied in nonstationary model of remote lap laser welding with the power changed for control by formation at the beginning and the end of the joint.

**Full hydrodynamic model of weld pool.** The process model of TIG welding should include in addition to equations of energy and continuity the Navier–Stokes equation with the above-named four driving forces of convection, and also with electromagnetic and aerodynamic forces with corresponding boundary conditions. Boundary conditions for velocities should contain tangential components of a temperature- and concentration-capillary convection [24]. Phenomenological analysis of A-TIG welding process demands application as full thermo- and hydrodynamic models of a nonviscous fluid (weld pool) for processes simulation under an interphase surface, and aerodynamic models of a viscous liquid (welding arc) over it, with possible subsequent simplification.

**Validation of models.** For an estimation of the errors of the computer simulation of the joint sizes estimated through the weld pool sizes, the design procedure [25] taking into account modelling and experiment errors (Figure 5) is developed. It is shown that the error of the forecast of size of joint is represented by the vector sum of simulation and experiment errors taking into account random normal distribution of data, and the simulation error is represented by the vector sum of model errors, welding parameters and numerical calculations.

The validation of approximate stationary model of laser welding gives the accuracy of about 87 % [18] (for consumable electrode pulsed-arc welding – ≈ 83 %). The validation error of nonstationary processes model for laser remote welding is estimated < 7 % [23]. For comparison, the error of the electron beam-welded joint forecast is about 9 % [19]. The tentative estimation of validation for A-TIG welding model [26] is executed also.

**Duration of the solution.** Solutions of numerical 3D problems of heat conductivity with hydrodynamics of weld pool demand various expenses of computer time depending on the form and type of fusion boundary with the convexity: a simple hemisphere, the central or peripheral weld penetration. The solution of problems of full weld penetration of sheets with the thickness of 6 mm on the modern portable computer with processor clock rate of 2.8 GHz takes for full thermohydrodynamic model hours, for the simplified hydrodynamic model it takes minute and for thermohydrostatic model it takes second.

## CONCLUSIONS

1. Three classes of welding problems of heat transfer with the deformation of the free surface, which are distinguished by static, simplified dynamic and full dynamic descriptions of behaviour of a weld pool, are offered and analysed from the point of view of phenomenological simplifications.

2. Basic model of fusion welding process by means of the hydrostatic approach contains equations of the heat transfer, deformation of the weld pool surface and conservation of mass with boundary conditions of thermal flux and pressure distribution from the arc.

3. The approximate hydrodynamic problems on the basis of hydrostatic approach to description of the weld pool surface are subdivided into stationary problems, which take into account viscous forces and non-stationary problems, which take into account viscous and inertial forces.

4. The simplified method of calculation of local flows velocity in the approximate dynamic problems consists in replacement of the 3D differential form of velocities in the equation of continuity on the 2D integrated form of the flow rate.

5. The approximate hydrodynamic models of weld pool allow calculation time to be on 1–2 order lower at the error of about 10 %.

1. Malinetsky, G.G. (1994) *Basic models and key ideas of synergetic*: Pre-print 70. Moscow: M.V. Keldysh IPM.
2. Rykalin, N.N., Uglov, A.A., Anishchenko, L.M. (1985) *High-temperature technological processes: Thermophysical basics*. Moscow: Nauka, 175.
3. Antony, T.R., Cline, H.E. (1977) Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying. *J. Appl. Physics*, **48**(9), 3888–3894.
4. Eggers, J., Dupont, T.F. (1994) Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier–Stokes equation. *J. Fluid Mechanics*, **262**, 205–221.
5. Rarov, N.N., Uglov, A.A., Zuev, I.V. (1972) About estimation of influence of the heat source parameters on the deep-

ening shape and size of deformation of the liquid phase surface. *Doklady AN USSR*, **207**(1), 83–85.

6. Paton, B.E., Nazarenko, O.K., Lokshin, V.E. et al. (1972) Features of electron beam welding in various spatial positions. *Avtomatisch. Svarka*, **6**, 1–4.
7. Ohji, T., Nishiguchi, K. (1983) Mathematical modelling of a molten pool in arc welding. *Techn. Reports of the Osaka University*, **33**(1688), 35–43.
8. Sudnik, V.A. (1985) Digital and experimental temperature distribution in the weld zone subjected to the effect of defocused energy beam. In: *Proc. of 2nd Int. Conf. on Beam Technology* (Essen, Sept. 1985), 158–161.
9. Weiss, D., Schmidt, J., Franz, U. (1995) A model of temperature distribution and weld pool deformation during arc welding. In: *Mathematical modelling of weld phenomena* 2, 22–39.
10. Na, S.-J., Ruge, J. (1990) Temperaturfelder beim Schweißen von Aluminiumdruckguss. *Schweißen und Schneiden*, **43**(7), 327–332.
11. Wu, C.S., Dorn, L. (1994) Computer simulation of fluid dynamics and heat transfer in full-penetrated TIG weld pools with surface depression. *Computer Materials Sci.*, **2**, 341–349.
12. Zhang, W., DebRoy, T. (2002) Modelling of solidified free surface profile during GMA welding. In: *Proc. of Int. Conf. on Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes* (Katsiveli, Crimea, Ukraine, Sept. 2002). Kiev: PWI, 24–30.
13. Hu, J., Guo, H., Tsai, H.H. (2008) Weld pool dynamic and the formation of ripples in 3D gas metal arc welding. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **51**, 2537–2552.
14. Sedov, L.I. (1973) *Continuum mechanics*. Vol. 2. Moscow: Nauka, 584.
15. Landau, L.D., Lifshits, E.M. (1986) *Theoretical of physicist*. Vol. VI: Hydrodynamics. Moscow: Nauka, 736.
16. Sudnik, W.A., Rybakov, A.S. (1995) Software for processes designing of GTA welding on the basis of weld formation model. In: *News TSU. CAD and expert systems in welding*. Tula: TSU, 31–38.
17. Dilthey, U., Sudnik, W., Mokrov, O. et al. (1998) MAGSIM for Windows: GMA pulse welding of fillet welds. In: *Proc. of 8th Int. Conf. on Computer Technology in Welding* (Liverpool, 22–24 June 1998).
18. Sudnik, W., Radaj, D., Erofeev, W. (1996) Computerized simulation of laser beam welding. Modelling and verification. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **29**, 2811–2817.
19. Sudnik, V.A., Erofeev, V.A., Richter, K.-H. et al. (2006) Numerical modelling of the EBW process. In: *Proc. of Joint 16th Int. Conf. on Computer Technology in Welding and Manufacturing and 3rd Int. Conf. on Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes*. Kiev: PWI, 295–300.
20. Rykalin, N.N., Zuev, I.V., Uglov, A.A. (1978) *Basic of electron beam processing of materials*. Moscow: Mashinostroenie, 239.
21. Sudnik, W., Radaj, D., Breitschwerdt, S. et al. (2000) Numerical simulation of weld pool geometry in laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **33**, 662–671.
22. Vedenov, A.A., Gladush, G.G. (1985) *Physical processes in laser processing of metals*. Moscow: Energoatomizdat, 208.
23. Sudnik, W.A., Erofeev, V.A., Karpuchin, E.W. (2006) Theoretical modelling and numerical simulation of laser remote welding. In: *Proc. of SPIE*, 6053.
24. Sahoo, P., DebRoy, T., McNallan, M.J. (1988) Surface tension of binary metal – surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy. *Metallurg. Transact. B*, **19**(6), 483–491.
25. Sudnik, W., Radaj, D., Erofeev, W. (1998) Validation of computerized simulation of welding processes. In: *Mathematical modelling of weld phenomena* 4. London: IOM Commun., 477–493.
26. Kovalenko, D.V., Pavlyak, D.A., Sudnik, V.A. et al. (2010) Adequacy of hydrodynamic model of the TIG and ATIG welding of nickel alloy Nimonic-75. In: *Proc. of Int. Conf. on Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and Related Processes* (Katsiveli, Crimea, Ukraine, May 2010). Kiev: PWI, 65–69.

# ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАСПЛАВЛЕННОЙ ВАННЫ ПРИ ПЛАЗМЕННОЙ НАПЛАВКЕ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ

**Судник В.А., Ерофеев В.А., Страхова Е.А.**

*Тульский государственный университет, Тула, Россия*

Представлена математическая модель плазменной наплавки с токоведущей присадочной проволокой из медно-никелевого сплава на тела вращения. Впервые предложен критерий удержания ванны от стекания и квадратичная зависимость давления капель от скорости подачи проволоки. Приведены результаты численной имитации процесса.

При изготовлении ответственных биметаллических конструкций применяют способы наплавки, которые обеспечивают минимальное проплавление основного металла и позволяют раздельно регулировать нагрев и плавление присадочного и нагрев основного металла [1]. Для наплавки валиков большой ширины процесс осуществляют с поперечными колебаниями плазмотрона [2]. Основное преимущество плазменной наплавки заключается в возможности регулирования энергетических характеристик источника нагрева в широких пределах [3].

Теоретические основы аналитических расчетов режимов наплавки валов колеблющимся электродом сформулированы Махненко и Кравцовым [4]. Численная математическая модель процесса плазменной наплавки с поперечными колебаниями плазмотрона разработана Страховой, Ерофеевым и Судником в Тульском государственном университете [5], с помощью которой на основе технологических параметров рассчитываются показатели качества наплавляемого слоя. Однако в модели, предложенной в работе [5], не учтены критерии устойчивости наплавочной ванны (НВ) к стеканию расплава.

Особенности процесса наплавки тел вращения определяются расположением активного пятна дуги на жидкой ванне (рис. 1, а), образованием буферной прослойки (БП) между плазмой и основным металлом, выдавливанием слоя расплава высотой  $s$  и формированием ванны длиной  $L_x$  (рис. 1, б), от которых зависят качественные и количественные показатели процесса, а также особенностями схемы наплавки «на спуск» при смещении оси плазмотрона с зенита, подтекании расплава под факел плазмы и удержании жидкого металла от стекания в хвостовую часть.

В схеме наплавки «на спуск» изменение суммарного давления сжатой дуги увеличивает максимальное давление на дно НВ, способствующее росту толщины БП под дугой и уменьшению вероятности попадания теплового пятна на стальную подложку по мере ее расплавления. Воздействие статического давления столба жидкого металла в части НВ (см. рис. 1) при сварке в нижнем положении может привести к образованию дефекта типа наплыva. Кроме статического давления важную роль играет динамический напор падающих капель [6].

Целью настоящей работы является анализ параметров НВ с целью обеспечения ее устойчивости к стеканию в процессе наплавки.

**Система координат и пространство имитации.** Для компьютерной имитации пространство имитации можно искусственно ограничить формой параллелепипеда (рис. 2). Положение центра координат такого пространства определяется расчетом по простым аналитическим зависимостям размеров высокотемпературной зоны наплавки с описанием процессов в неподвижной системе координат с центром в точке пересечения оси источника нагрева с поверхностью металла основы в момент начала наплавки. Строение пространства моделирования описывается дискретной функцией, указывающей принадлежность точки пространства к одной из зон, внутри которой среда имеет определенные свойства. Выделены зоны, соответствующие металлу подложки  $M_1$ , жидкому наплавляемому металлу  $M_m$ , закристаллизовавшемуся металлу наплавленного валика  $M_w$  и окружающему газу  $G$ . Расположение поверхности  $Z = Z(x, y)$  раздела между газом  $G$ , расплавом  $M_m$  и затвердевшим металлом  $M_w$  уточняется в процессе решения уравнений модели.

**Задача теплопереноса.** Тепловой поток источника распространяется через НВ в стальную подложку, испытывающую фазовые превращения в твердом состоянии и состоянии плавления/кристаллизации, которые характеризуются подвижными, заранее неизвестными границами фазовых переходов. Такие задачи относятся к классу задач со свободными поверхностями и описываются уравнением теплопереноса. Теплоперенос теплопроводностью доминирует для коротких ванн длиной  $l \approx 1$  см из высокотеплопроводного медного сплава с температуропроводностью  $a \approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$ , что подтверждает малое число Пекле  $\text{Pe} = vl/a$ , где  $v$  — скорость течения.

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right], \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность;  $H$  — удельная энталпия;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры. Вклад конвективного переноса в расплаве учитывается формулой  $\lambda_{eff} = \lambda_l(2 - T_L/T)$  [7], где  $\lambda_l$  — коэффициент теплопроводности жидкости;  $T_L$  — температура ликвидуса.

Уравнения решали со следующими начальными и граничными условиями:

- начальные условия

$$T = T_0 \text{ при } t = 0; \quad (2)$$

- термодинамические граничные условия на лицевой поверхности

$$\begin{aligned} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} &= \frac{2Q_{pl}}{\pi r_q^2} \exp \left( \frac{-2r^2}{r_q^2} \right) + \\ &\frac{2Q_k}{\pi r_k^2} \exp \left( \frac{-2r^2}{r_k^2} \right) - \alpha_0(T)(T - T_0) \end{aligned} \quad (3)$$

и на нижней поверхности

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = -\alpha_0(T)(T - T_0), \quad (4)$$

где  $Q_{pl}$  — эффективная мощность плазмотрона;  $r_q$  — тепловой радиус факела плазмы;  $r$  — расстояние от оси источника тепла до рассматриваемой точки;  $r = \sqrt{(x + x_0)^2 + (y + y_0)^2}$ ;  $x_0, y_0$  — координаты центра источника, изменяющиеся по времени;  $x_0 = v_x t$ ;  $Q_k = \pi r_d^2 v_d \rho H_k$  — мощность потока капель;  $H_k$  — энталпия капель;  $v_d, r_d$  — скорость подачи и радиус наплавляемой проволоки;  $r_k$  — радиус

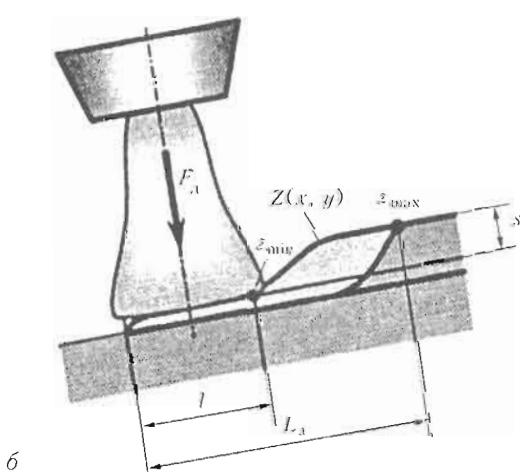
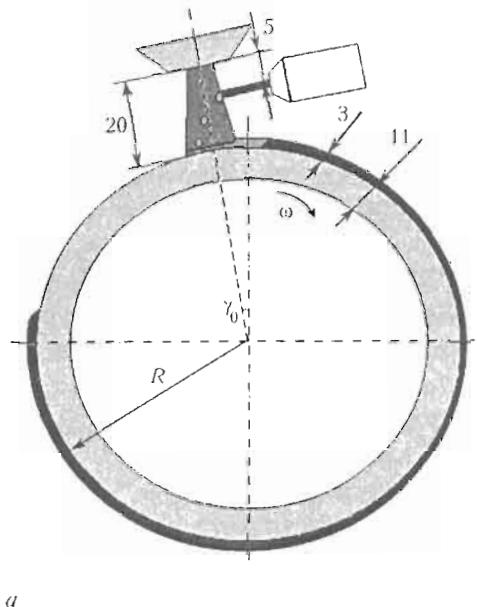


Рис. 1. Схема наплавки «на спуск» с образованием буферной прослойки (а) и ее увеличенный упрощенный фрагмент (б)

теплового пятна падения капель;  $\alpha_0$  — эффективный коэффициент теплоотдачи, учитывающий потери тепла на конвекцию и радиацию.

**Уравнение состояния.** Связь энталпии  $H = H(x, y, z, t)$  с температурой  $T = T(x, y, z, t)$  описана уравнением Кирхгофа

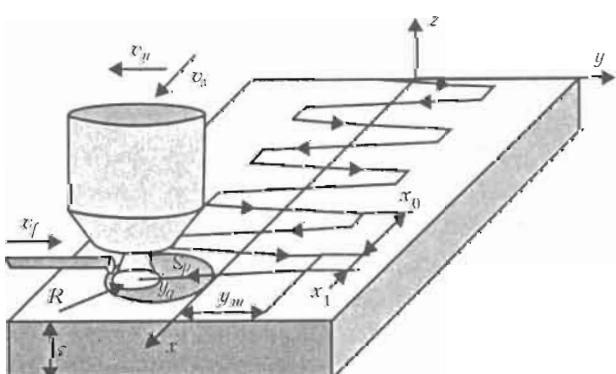


Рис. 2. Траектория перемещения плазмотрона

$$H(T) = \int_{T_0}^T c dT + \psi_i \Delta H_i, \quad (5)$$

где  $c = c(T)$  и  $\psi_i = \psi_i(T)$  — плотность, теплоемкость и доля жидкости в двухфазной твердожидкой зоне, зависящие от температуры;  $\Delta H_i$  — теплота плавления.

Распределение теплопроводности среды описано как функция принадлежности точки пространства к одной из зон:

$$\lambda = \begin{cases} \lambda_{Fe-C} & \text{для } x, z, y \in M_1, \\ \lambda_{Cu-Ni} & \text{для } x, z, y \in (M_m \cup M_w), \\ 0 & \text{для } x, z, y \in G. \end{cases} \quad (6)$$

**Задача гидростатики с деформируемой поверхностью расплава.** Координаты свободной поверхности расплава  $Z = Z(x, y)$  при деформации давлением сварочной дуги определяются из дифференциального уравнения движения свободной поверхности жидкости, предложенного Судником и Ерофеевым [7] для сварки неплавящимся электродом и плазменной сварки [8] (см. рис. 1):

$$\sigma K - \rho g \left[ z_{\max} - (R + Z) \sin \left( \gamma_0 + \frac{x - x_0}{R + Z} \right) \right] = \frac{p_d(x, y) + p_k(x, y)}{\sqrt{1 + |\nabla Z|^2}} + \Gamma, \quad (7)$$

где  $\sigma = \sigma(T)$  — поверхностное натяжение расплава;  $K = \nabla^2 Z / \sqrt{1 + |\nabla Z|^2}$  — кривизна поверхности расплава;  $\rho$  — плотность жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения;  $z_{\max}$  — максимальная высота поверхности НВ;  $p_d = \frac{2k_l(I_a + I_f)I_a}{\pi r_s^2} \exp \left( -\frac{2r^2}{r_s^2} \right)$  — давление дуги;  $r_s$  — радиус силового пятна;  $k_l$  — электродинамическая постоянная;  $I_a$  — ток плазменной дуги;  $I_f$  — ток дополнительной дуги;  $p_k$  — давление потока падающих капель;  $\nabla$  — дифференциальный оператор Набла;  $\Gamma$  — постоянная, имеющая смысл внутреннего давления в расплаве вследствие деформирования его поверхности.

Нормально распределенная сила давления дуги  $F = mf v_d$  (где  $m$  и  $f$  — масса и частота переноса капель) по площади силового пятна  $\pi r_k^2$  определяет распределение давления потока падающих капель [6] (см. рис. 1). Заметим, что поток подаваемого металла  $mf$  определяет давление потока капель  $\pi r_d^2 \rho_d v_d$ . Принимая допущение  $r_s = r_d$  [6] и подставляя в выражение аналогичное  $p_a$ , получим

$$p_k = \rho_d \frac{v_d^2}{2} \exp \left( -\frac{2r^2}{r_s^2} \right). \quad (8)$$

Известная квадратичная зависимость давления дуги от тока впервые дополняется квадратичной зависимостью давления падающих капель от скорости подачи плавящейся проволоки. Новая зависимость (8) отличается от известных тем, что не содержит данных о частоте и массе капель.

Сомножитель точного решения  $1 / \sqrt{1 + |\nabla Z|^2}$  учитывает геометрическую нелинейность, связанную с кривизной поверхности наплавляемого слоя, но при небольших прогибах  $|\nabla Z| \ll 1$ , а  $|\nabla Z|^2 \rightarrow 0$  он равен единице.

Максимальная высота столба жидкости  $z_{\max}$  над наклонной поверхностью стальной основы (см. рис. 1) находится следующим образом:

$$z_{\max} = \max_{x, y = \text{var}} \left[ [R + Z(x, y)] \sin \left[ \gamma_0 = \frac{x - x_0}{R + Z(x, y)} \right] \right]. \quad (9)$$

Начальное условие  $Z(x, y) = 0$  при  $t = 0$ .

Гидростатические граничные условия уравнения (7) на фронте плавления для точек поверхности металла, в которых температура выше температуры плавления медно-никелевого сплава,

$$Z(x, y) = z_t(x, y) \text{ при } T(x, y) = T_L. \quad (10)$$

Для решения уравнения (7) необходимо определить внутреннее давление в жидком металле  $\Gamma$ , которое влияет на расположение точек поверхности НВ  $Z$ . Объем жидкого металла  $V_Z$ , заключенный между поверхностью НВ и стальной основой, определяется по распределению значений температуры, превышающих температуру плавления медно-никелевого сплава,  $T > T_f$ :

$$V_Z = \iint_{\substack{x, y \\ r_s > r_f}} Z(x, y) dx dy.$$

Этот объем должен быть равен текущему объему  $V_m$  жидкого металла, который при сварке непрерывно изменяется вследствие разных скоростей плавления и кристаллизации металла и изменения его плотности. Текущий объем НВ  $V_m$  рассчитывается интегрированием по значению температуры металла с учетом изменения плотности металла  $\rho(T)$  при нагревании:

$$V_m = \iiint_{\substack{x, y \\ r_s > r_f}} \frac{\rho(T_0)}{\rho(T)} dx dy dz,$$

где  $T_0$  — температура окружающей среды.

Баланс между фактическим объемом жидкого металла  $V_m$  и его значением  $V_Z$  по уравнению (10) позволяет определить внутреннее давление  $\Gamma$  в расплаве путем выполнения итерационной процедуры

$$V_z \rightarrow V_m(r = \text{var}).$$

При выполнении этой процедуры решается уравнение (7) и определяются объем  $V_z$ , который сравнивается с текущим объемом жидкого металла  $V_m$ , и при их неравенстве корректируется значение  $\Gamma$ :

$$\Gamma^{n+1} = \Gamma^n + k(V_m - V_z),$$

где  $n$  — номер итерации;  $k$  — итерационный коэффициент.

Изотерма температуры плавления изменяет свое расположение во времени, поэтому координаты точек поверхностей НВ, температура которых снизилась и оказалась ниже температуры плавления, определяют расположение поверхности шва. Это позволяет воспроизвести изменение поверхности шва в процессе сварки.

Гидростатические граничные условия для фронта кристаллизации

$$Z(x, y) \in M_m \cap M_w \cap G.$$

При итерационном решении уравнения поверхности (7) учитывается, что расположение поверхности  $Z(x, y)$  ограничено поверхностью раздела между расплавом и твердым металлом:  $Z(x, y) > s$ ;  $Z(x, y) > M_m \cap M_w$ .

Особенностью процесса является вытекание расплава НВ при чрезмерном нагреве корпуса.

**Анализ условий стекания расплава.** Рассматриваемый случай устойчивости НВ близок к устойчивости ванн при сварке горизонтальных швов на наклонной плоскости. При этом проявляется влияние силы тяжести и это может приводить к стеканию металла с более высокого уровня. Возможность стекания НВ наиболее вероятна на ее границе перед плазмотроном, где гидростатическое давление и давление плазменного факела наиболее высокие. Гидростатическое давление столба жидкого металла в этой точке  $\rho g z_{\max}$  уравновешивается силой поверхностного натяжения, зависящей от кривизны поверхности НВ  $\sigma(T)K$ .

В качестве критерия удержания НВ от стекания предложено использовать условие

$$\rho g(z_{\max} - z_{\min}) \leq \sigma(T)K - \frac{p_A(x, y) + p_K(x, y)}{\sqrt{1 + |VZ|^2}} - \Gamma,$$

где  $z_{\min} = \min_{x, y = \text{var}} \left[ R \sin \left( \gamma_0 + \frac{x - x_0}{R} \right) \right]$  — минимальное значение координаты поверхности НВ (см. рис. 1).

При увеличении разности высот поверхности НВ  $z_{\max} - z_{\min}$  и одновременном снижении капиллярного давления из-за уменьшения кривизны при увеличении объема НВ при нагреве стального корпуса может наблюдаться стекание НВ.

**Численная аппроксимация.** Область имитации покрывали равномерной ортогональной трехмерной сеткой  $\Omega = \{i(\Delta x, [1, IM]), j(\Delta y, [1, JM]), k(\Delta z, [1, KM])\}$ , вписанной в параллелепипед, позволяющей полностью учесть тепловое и силовое воздействие дуговой плазмы и полностью вмещать НВ. Длина параллелепипеда составляла 100 мм, ширина 60 мм, толщина 11 мм. Шаги сетки были равны  $\Delta x = 0,1$  см,  $\Delta y = 0,1$  см и  $\Delta z = 0,1$  см. Значение шага по времени выбирали из условия устойчивости явной разностной схемы и условия недопустимости изменения фазового состояния вещества за шаг  $\Delta t = 0,01$  с.

При выборе численных значений параметров использовали зависимости [9] нормального закона распределения в пятне нагрева сжатой аргоновой дуги, при которых эффективные диаметры соответствующих характеристик при наплавке связаны между собой зависимостью  $r_a \approx 2r_c$ . Из-за слабого влияния длины дуги, тока и расхода плазмообразующего газа эффективный радиус пятна давления плазмы в аргоне фактически определяется радиусом сопла  $r_a \approx 1,4r_c$ .

**Демонстрационный пример.** Имитировали наплавку медно-никелевого сплава МНЖКТ 5-1-0,2-0,2 (интервал плавления 1086–1130 °C [10, 11]) на корпус диаметром 150 мм из стали 35ХЗНМ (интервал плавления 1385–1442 °C) с толщиной стенки 11 мм.

Использовали следующие исходные данные:

- постоянные — диаметр проволоки 3 мм; КПД плазмотрона 0,5 [9]; мощность плазмотрона 4,86 кВт; диаметр сопла плазмотрона 5 мм; расстояние от сопла до проволоки 5 мм; расстояние от проволоки до детали 15 мм;

- переменные — диаметр факела плазмы 20 мм; диаметр силового пятна 10 мм; линейная скорость наплавки 1,12 мм/с; скорость подачи проволоки 33 мм/с; скорость поперечных колебаний 33,3 мм/с; поперечные колебания с амплитудой 20 мм и периодом 6,5 с.

**Анализ результатов моделирования.** На рис. 3 показано распределение температуры и форма поверхности НВ в конце второго периода колебаний плазмотрона. Для начальной стадии процесса характерны низкие значения температуры подложки, несмотря на ее подогрев плазменным факелом при неподвижной трубе без подачи проволоки. После начала подачи образуется НВ в форме полуцилин-

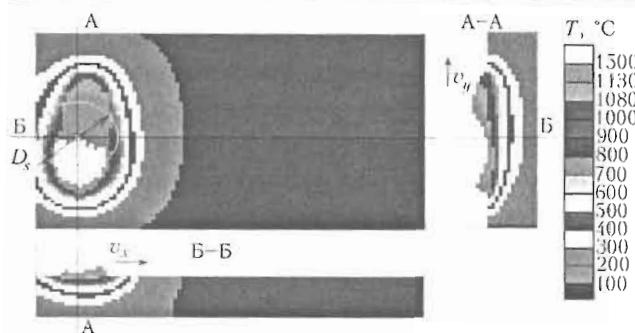


Рис. 3. Распределение температуры и форма поверхности наплавочной ванны в конце второго периода колебаний плазмотрона

дрического валика. Под плазменным факелом в НВ возникает углубление (кратер) вследствие действия напора плазмы. Глубина этого кратера на начальной стадии достигает поверхности стали.

На рис. 4 показано распределение температуры и форма поверхности наплавляемого слоя в конце стадии установления размеров НВ. Длина НВ стабилизируется после 8–10 периодов колебаний плазмотрона (рис. 4, а). Для этой стадии характерен постепенный рост толщины наплавленного слоя (рис. 4, б). Увеличение толщины прекращается к концу этой стадии. Моделирование показало (рис. 4, в), что на данном режиме температура на поверхности стали не превышает температуру ее плавления, но на поверхности расплава меди температура превосходит это значение (рис. 4, а, г). Зона максимальных значений температуры существенно отличается от зоны действия теплового потока плазмотрона. Результаты процесса могут быть определены

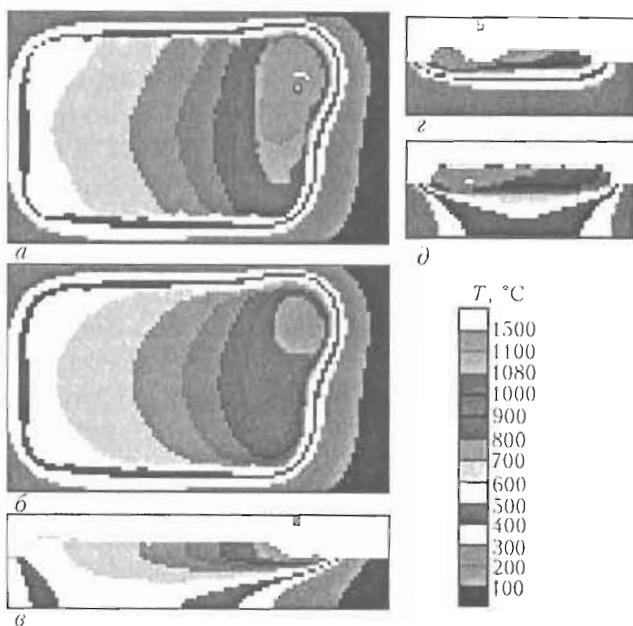


Рис. 4. Распределение температуры и форма поверхности слоя наплавки в конце стадии установления размеров НВ: а – наплавленный слой; б – стальная деталь; в – продольное сечение; г – поперечное сечение по оси плазмотрона; д – предельное распределение температур

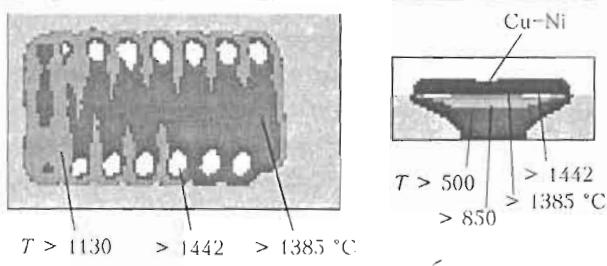


Рис. 5. Распределение максимальных температур на поверхности стали (а) и расположение зон структурных превращений в стали в поперечном сечении зоны наплавки (б)

по предельным значениям температуры, форме поверхности расплава и сформированного слоя (рис. 4, д).

Рис. 5 иллюстрирует распределение максимальных значений температуры на поверхности стально-го корпуса и распределение зон структурных пре-вращений в стали в поперечном сечении зоны на-плавки. Моделирование показало, что максималь-ные значения температуры на поверхности стали в контакте с медным сплавом распределены неравно-мерно (рис. 5, а). Это объясняется тем, что толщина слоя БП под плазменным факелом невелика вслед-ствие действия его давления, которое продавливает слой расплава, что приводит к непосредственному нагреву стали плазмой. Особенно высокая темпе-ратура на поверхности корпуса достигается в точках прекращения поперечного движения плазмотрона, где она достигает температуры ликвидуса для ста-ли. Значительная область контакта жидккой меди со сталью имеет температуру выше температуры соли-дуса для стали, т. е. поверхность корпуса под жид-кой медью пребывает в течение некоторого времени в твердожидком состоянии.

Моделирование также показало непостоянство ширины наплавленного слоя, которая определяется по ширине изотермы плавления медного сплава на поверхности стали (см. рис. 5, а). Это изменение ширины обусловлено текущими размерами НВ, из-меняющимися вследствие поперечных колебаний плазмотрона и условий отвода тепла через увели-чивающийся наплавленный слой. Моделирование позволяет оценить термическое воздействие наплав-ки. На рис. 5, б показано расположение зон полной ( $T > 850$  °C) и частичной ( $850 > T > 500$  °C) закалки на поперечном сечении участка трубы около наплав-ленного слоя.

Результаты моделирования позволили опреде-лить следующие показатели процесса формирова-ния наплавляемого слоя:

- среднее и максимальное значения толщины на-плавляемого слоя  $h = 3,6\text{--}4,4$  мм;

- максимальные значения глубины полной  $h_{850} = 3,2$  мм и частичной  $h_{500} = 14,7$  мм закалки;
- площадь поперечного сечения наплавленного слоя  $S_{\text{Cu}} = 326 \text{ mm}^2$ ;
- минимальное и максимальное значение ширины наплавленного слоя после достижения установившегося состояния  $e = 47,3\text{--}52,3$  мм;
- максимальные значения температуры на поверхности расплава меди  $T_{\text{max}}^{\text{Cu}} = 1527^\circ\text{C}$  и на поверхности стали под наплавляемым слоем  $T_{\text{max}}^{\text{Fe}} = 1522^\circ\text{C}$ ;
- долю площади контакта слоя наплавки со сталью, в которой температура превысила значения солидуса  $S_S = 12,2\%$  и ликвидуса  $S_L = 60\%$  для стали;
- объем расплава в НВ  $V_I = 730 \text{ mm}^3$  и площадь контакта жидкой меди со сталью  $S_{\text{Cu}} = 326 \text{ mm}^2$ ;
- максимальные значения длительности контакта жидкой меди со сталью  $t_{\text{Cu}} = 1,9$  с, жидкой стали с медью  $t_{\text{Fe}} = 0,64$  с, стали в твердожидком состоянии с медью  $t_{\text{SL}} = 1,4$  с;
- длительность охлаждения стали от 850 до  $500^\circ\text{C}$   $t_{8/5} = 14,4$  с.

Использование модели и программы уменьшает затраты на создание технологии наплавочных работ, т. к. позволяет заменить большую часть технологических опытов компьютерным моделированием.

## Выводы

1. Разработана математическая модель НВ медно-никелевого сплава при плазменной наплавке с то-коведущей присадочной проволокой и поперечными колебаниями плазмотрона на стальные тела вра-щения.

2. Впервые предложена квадратичная зависи-мость давления падающих капель плавящейся про-волоки от скорости ее подачи, отличающаяся от из-вестных независимостью от частоты переноса и мас-сы капель.

3. Впервые предложен критерий удержания НВ от стекания на основе условия равновесия сил по-верхностного натяжения и гидростатического дав-ления в ходе моделирования формирования НВ.

4. Показано, что численная имитация позволяет определить основные показатели процесса форми-рования наплавляемого слоя.

1. Вайнерман А.Е., Шоршоров М.Х., Веселков В.Д. и др. Плазменная наплавка металлов. — М.: Машиностроение, 1969. — 192 с.
2. Красулин Ю.Л., Кулагин И.Д. Регулирование температуры сварочной ванны при наплавке плазменной струей // Автомат. сварка. — 1966. — № 9. — С. 11–15.
3. Гладкий Т.М., Переплетчиков Е.Ф., Рябцев И.А. и др. Плазменная наплавка (обзор) // Сварочное пр-во. — 2007. — № 2. — С. 32–40.
4. Махненко В.И., Кравцов Т.Г. Тепловые процессы при механизированной наплавке деталей типа круговых ци-линдров. — Киев: Наук. думка, 1976. — 160 с.
5. Страхова Е.А., Ерофеев В.А., Судник В.А. Физико-мате-матическое моделирование процесса широкослойной на-плавки с поперечными колебаниями плазмотрона // Сварка и диагностика. — 2009. — № 3. — С. 37–43.
6. Cao Z.M., Dong P. Modeling of GMA weld pools with consideration of droplet impact // J. Eng. Materials and Technology. — 1998. — 120. — P. 313–320.
7. Судник В.А., Ерофеев В.А. Расчеты сварочных процессов на ЭВМ. — Тула: ТПИ, 1986. — 100 с.
8. Судник В.А., Ерофеев В.А., Землевский Л.А. Исследова-ние формирования шва при дуговой сварке в узкую раз-делку. Компьютерная модель плазменной и дуговой свар-ки плавящимся электродом // Компьютерные модели техноло-гии сварки: Сб. науч. тр. — Тула: ТПИ, 1990. — С. 17–25.
9. Сосин Н.А., Ермаков С.А., Тополянский П.А. Плазмен-ные технологии: Рук-во для инженеров. — СПб: С-РБПУ, 2008. — 406 с.
10. Смиргин А.П., Смиргиной Н.А., Белова А.В. Промыш-ленные цветные металлы и сплавы. — М.: Металлургия, 1974. — 488 с.
11. Вайнерман А.Е. Частное сообщение. — 2010.

# ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВАРОЧНОЙ ВАННЫ И ПРОЦЕССА СВАРКИ НЕПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ

*Судник В.А., Павляк Д.А.*

*Тульский государственный университет, Тула, Россия*

Представлена термогидродинамическая математическая модель сварочной ванны и процесса сварки А-ТИГ, численно проверенная на листах никелевого сплава Нимоник-75 толщиной 3,15 мм при применении короткой дуги длиной 1,5 мм, тока 100 А и скорости 0,2 м/мин. Исходные данные модели учитывали изоляционное действие флюса — радиусы теплового и анодного пятен 2,2 и 0,9 мм. Обсуждены механизмы образования шва при полном проплавлении с профилем «несочные часы» и показано, что движущими силами конвекции металла являются электромагнитные и термокапиллярные силы, которые создают мощный центростремительный поток перегретого металла под осью дуги, достигающий нижней поверхности ванны. Центробежные течения Марангони на нижней и частично на верхней поверхностях способствуют образованию широких участков швов.

В современной науке широко используется математическое моделирование, являющееся «третьим методом» познания, сочетающим достоинства теории и практики [1]. Использование математического моделирования в сварочной науке позволило раскрыть ряд эффектов, трудно поддающихся экспериментальным исследованиям.

Механизм проплавления при сварке А-ТИГ, разработанной в Институте электросварки им. Е.О. Патона АН УССР в 1960-х гг. [2], до сих пор остается предметом дискуссий. Для увеличения проплавляющей способности дуги применяли флюсы с окислами и соединениями галогенов. Известны две основные гипотезы этого явления: контракция дуги изоляционным действием активирующего флюса [3–6] и изменение направления гидродинамического течения Марангони на обратное течение к центру ванны под влиянием поверхностно-активных веществ (ПАВ) [7].

Токопроводящая дуга испытывает реакцию собственного магнитного поля, которое выражается в повышении давления внутри дуги. Это явление известно как пинч-эффект, или сжатие электромагнитными силами. Известно также, что влияние флюса на дугу заключается в дополнительном сжатии ее положительного столба и анодного пятна, обусловленном экранированием металла вокруг сварочной ванны жидким флюсом, повышением теплопроводности дугового газа в связи с появлением в дуге, например, примесей молекулярных паров флюса [3–6].

Численный расчет тепломассопереноса в сварочной ванне при сварке ТИГ неподвижной дугой на базе двухмерной математической модели впервые в 1983 г. выполнили Огерер и Еагар [8], которые подтвердили гипотезу Неипле и Рорер [7] об изменении направления конвекции под влиянием ПАВ. Zhang и Fan [9] на гидродинамической модели сварочной ванны с помощью коммерческой программы PHOENICS-VR показали, что содержание кислорода во флюсе как ПАВ играет важную роль в увеличении глубины проплавления согласно работе [7]. Авторы работы [9] показали, что влияние контрагирования дуги на глубину проплавления незначительно при уменьшении радиуса теплового пятна от 5 до 4 мм. Следует заметить, что эффект контрагирования дуги проявляется при меньших радиусах ее анодного пятна. На это указали Патон, Ющенко, Коваленко Д. и др. в работе [10], показавшие, что перенос перегретого расплава от анодного пятна ко дну сварочной ванны обеспечивается гидродинамическим течением под действием центростремительной компоненты электромагнитной силы Лоренца, которая значительно выше при радиусе анодного пятна  $r_a = 1$  мм (сварка А-ТИГ), чем при  $r_a = 3$  мм (сварка ТИГ).

Проведенные Kraus [11] эксперименты по измерению максимальных температур ванны при сварке ТИГ аустенитной стали 304 с помощью оптического спектрального метода показали, что при токе 150 А она составляет 2300–2750 °C, причем во время измерения квазистационарное состояние никогда не наблюдалось, а при одних и тех же параметрах процесса максимальная температура может отличаться

на  $\pm(5-10)\%$ . Расчеты Zacharia и David [12] показали, что предел максимальной температуры ванны для стали 304 (без учета испарения) составляет  $2827^{\circ}\text{C}$ , а испарение и течение Марангони ограничивают этот предел  $2577^{\circ}\text{C}$ .

Ющенко, Коваленко Д., Кривцун и др. [13] разработали сопряженную математическую модель тепловых, электромагнитных и гидродинамических процессов при точечной сварке ТИГ и показали, что доминирующим силовым фактором, определяющим гидродинамику сварочной ванны, является центростремительная компонента силы Лоренца на фоне эффекта Марангони и силы Архимеда и что при сварке аустенитной стали расчетная температура на поверхности сварочной ванны может превышать на 20–30 К точку кипения ( $2860^{\circ}\text{C}$ ) в области, размеры которой сопоставимы с размерами анодного пятна дуги. Однако температуры, измеренные высокоточным пирометром с погрешностью  $\pm 0,3\%$ , но с диаметром точки измерения 1 мм, составляли в этой области при сварке ТИГ  $2650^{\circ}\text{C}$  против  $2600^{\circ}\text{C}$  при сварке А-ТИГ. Эти авторы [14] полагают, что это различие показало необходимость более строгого учета особенностей конвекции из-за активизирующего флюса, вызывающей направленное в нутрь ванны течение.

Поверхностное натяжение (ПН) чистых металлов линейно снижается с повышением температуры и равно нулю при критической температуре  $T_{kp} = 1,7T_{kip}$ , где  $T_{kip}$  – температура кипения при атмосферном давлении (для железа  $T_{kp} \approx 5400^{\circ}\text{C}$ ) [15]. Витоль и Орлова [16] в 1984 г. впервые предложили теоретическую модель ПН жидкого металла в зависимости от температуры и концентрации ПАВ на основе теории Ленгмюра и формулы Гиббса. Согласно этой модели квазирешетка жидкого металла с близким порядком в отличие от атомно-кристаллической решетки твердого тела является подложкой для процессов адсорбции и десорбции. Теоретические расчеты показывают, что добавление 0,05 вес. % кислорода в расплав железа при температуре плавления понижает ПН до  $13 \text{ mN/cm}$ , затем по мере повышения температуры ПН возрастает до  $16 \text{ mN/cm}$  (из-за ухода с поверхности ПАВ [17]) и далее вновь снижается, как у чистых металлов. Экспериментально измеренные зависимости ПН от температуры аустенитных сталей показали, что низкое содержание серы (0,003 вес. %) не изменяет общий характер зависимости, а ее повышенное содержание (0,01 вес. %) [18] приводит к возрастанию ПН до максимального значения  $16 \text{ mN/cm}$  по мере повышения температуры до  $2100^{\circ}\text{C}$  с последующим его снижением.

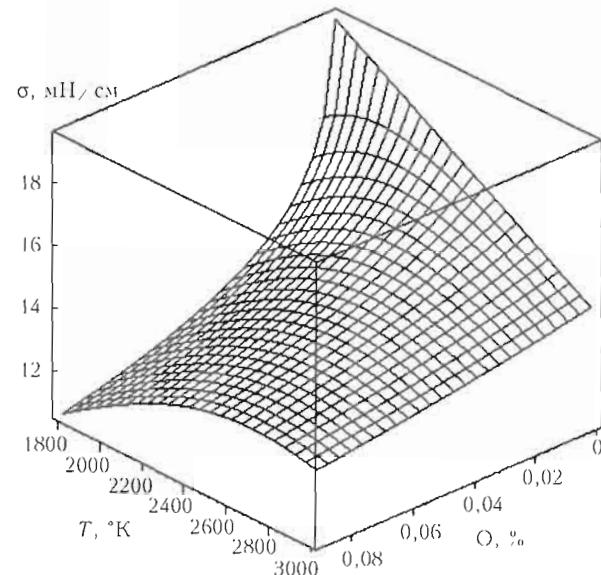


Рис. 1. Зависимость ПН расплава железа от температуры и концентрации кислорода [19]

Теоретические зависимости ПН бинарных сплавов в условиях сварки получены в работе Sahoo, DebRoy и McNallan [19], которые в 1988 г. также вывели функцию связи ПН, температуры и состава ПАВ, используя уравнение Шишковского 1908 г. для ПН с учетом ПАВ и комбинацию изотерм адсорбции Гиббса и Ленгмюра. Расчет зависимости ПН системы Fe–O от температуры и концентрации кислорода представлен на рис. 1. Для заданной концентрации кислорода знак отношения может изменяться от положительного при «низкой» ( $1600$ – $1850^{\circ}\text{C}$ ) температуре до отрицательного при «высокой» ( $>1850^{\circ}\text{C}$ ) температуре. Zacharia и др. [20] в 1989 г. в гидродинамической модели сварки ТИГ с неполным проплавлением учли зависимость ПН от температуры и концентрации ПАВ  $d\sigma/dt = f(T, C)$  [19] и проверили расчеты для случаев сварки ТИГ и лазерной сварки листовой аустенитной стали с разным содержанием серы. Все вышеупомянутые расчеты выполнены для осесимметричных случаев неполного проплавления.

Целью настоящей работы является разработка математической модели процесса сварки со сквозным проплавлением движущейся дугой и анализ некоторых оставшихся открытыми вопросов механизма проплавления при сварке А-ТИГ листов никелевого сплава Нимоник-75 [21].

**Математическая модель.** Были принятые следующие допущения: рассматривается несжимаемая жидкость с аппроксимацией Буссинеска и течение принимается ламинарным. Используется энтальпийный подход к задаче фазового превращения с теплопроводностью, в двухфазной зоне течение определяется эффективной вязкостью. Применяется

нормальное распределение потоков тепла и плотности электрического тока.

**Определяющие уравнения.** Фундаментальные законы природы описываются системой уравнений сохранения неразрывности, импульса и энергии. Для высокотемпературных технологических сварочных процессов порядок рассмотрения и последующего решения названных уравнений несколько изменяется и ведущим уравнением является уравнение сохранения энергии при взаимодействии внешнего источника энергии со свариваемым телом, которое сопровождается фазовыми превращениями плавления/кристаллизации и образованием ванны расплава.

Квазистационарный перенос энергии в ванне и окружающем твердом теле от движущегося со скоростью  $v_w$  источника тепла описывается уравнением теплопроводности с конвекцией в энтальпийной постановке:

$$\rho(\mathbf{v}\nabla)H = \operatorname{div} \left[ \frac{\lambda}{c_p(T)} \nabla H \right] - \rho(\mathbf{v}\nabla)\Delta H - \rho[\mathbf{U}\nabla](H + \Delta H),$$

где  $\rho = \rho(T)$  и  $\lambda = \lambda(T)$  — соответственно плотность и коэффициент теплопроводности, зависящие от температуры;  $\mathbf{v}$  — вектор скорости конвекции;  $H = H(T)$  — энтальпия, зависящая от температуры и определяемая по закону Кирхгофа:

$$H(T) = \int_{T_0}^T c dT + \psi_L \Delta H_L + \psi_v \Delta H_v,$$

где  $c = c(T)$  — теплоемкость;  $\psi_L = \psi_L(T)$  и  $\psi_v = \psi_v(T)$  — объемные доли соответственно жидкой и паровой фазы в двухфазных зонах, зависящих от температуры и кинетики фазовых превращений;  $\Delta H_L$  и  $\Delta H_v$  — энтальпии плавления и испарения.

Уравнение Навье–Стокса в компактной векторной форме имеет вид

$$\rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\nabla P + \mu\nabla^2\mathbf{V} + \mathbf{jB} - \rho\beta g(T - T_0) - \rho(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{V},$$

где  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{U}$  — соответственно конвективная и трансляционная компоненты поля скоростей;  $P$  — давление;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\mathbf{jB}$  — объемная электромагнитная сила как произведение плотности тока  $\mathbf{j}$  на магнитную индукцию  $\mathbf{B}$ ;  $\beta$  — коэффициент термического расширения;  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения;  $T_0$  — температура окружающей среды.

Третий фундаментальный закон сохранения массы (уравнение непрерывности) определяет границы движения расплава:

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{V}) = 0.$$

**Границные условия.** На лицевой и обратной стороне свариваемых деталей заданы смешанные граничные условия тепловых потоков дугового источника и потерь теплоты на конвекцию, излучение и испарение:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial t} = \begin{cases} \frac{2\eta Q}{\pi r_q^2} \left( -\frac{r^2}{2r_q^2} \right) - \alpha(T - T_0) - \epsilon\sigma_0(T^4 - T_0^4) - \\ - g_v \exp \left( -\frac{\Delta H_v}{RT} \right), \\ -\alpha(T - T_0) - \epsilon\sigma_0(T^4 - T_0^4), \end{cases}$$

где  $\eta$  — КПД дуги;  $Q$  — мощность дуги;  $q_v$  — тепловой поток потерь на испарение.

Вследствие температурно-зависимого ПН большой градиент температур на поверхности сварочной ванны вызывает поверхностное течение, направленное из области с низким ПН к области с высоким ПН, с соответствующим реверсивным течением внутри сварочной ванны (термокапиллярное течение Марангони). Из равновесия ПН и касательного напряжения следует соотношение, которое действительно для ПАВ в сварочной ванне:

$$\mu \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial n} = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial n}.$$

**Электромагнитная сила.** Плотность тока находили из уравнения Максвелла

$$\mathbf{j} = -\sigma_e \operatorname{grad} \phi,$$

где  $\sigma_e$  — электропроводность, а потенциал  $\phi$  удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta\phi = 0.$$

Для этого уравнения заданы граничные условия плотности тока в активном пятне дуги на недеформированной поверхности сварочной ванны:

$$\begin{cases} \sigma_e \frac{d\phi}{dz} = \frac{k_j I}{\pi} \exp(-k_j r^2), & r^2 \leq \frac{3}{k_j}, \\ \frac{d\phi}{dz} = 0, & r^2 > \frac{3}{k_j}, \end{cases}$$

где  $I$  — сварочный ток;  $k_j$  — коэффициент сосредоточенности тока;  $r$  — расстояние от оси дуги.

Магнитную индукцию  $\mathbf{B}$  находили по формуле

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \mu_m}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{jB}}{R^3} dV,$$

где  $V$  — расчетная область;  $R$  — радиус вектор, направленный из  $dV$  в точку расчета.

*Теплофизические и термодинамические свойства сплава Нимоник-75.* Британский сплав Нимоник-75 относится к никелевым дисперсионно-упрочняемым сплавам. Его аналогом в США является сплав Inconel-718, в Германии — сплав Nicrofer 2520-alloy 75 [22]. Температурные зависимости теплофизических свойств сплава Нимоник-75 до достижения температуры плавления [23] и термодинамических свойств при температуре выше точки плавления принимали по свойствам сплава Inconel-718, включая ПН, вязкость, электрическое сопротивление и коэффициент теплопроводности, рассчитанный по закону Видемана–Франца согласно данным фирмы «MTU Aero Engines GmbH» [24].

**Численная аппроксимация.** Область моделирования покрывали неравномерной сеткой  $90 \times 40 \times 40$ , сгущаемой в области источника тепла и тока, а также 6 узлов у верхней и нижней поверхности для более точного описания термокапиллярной конвекции.

Использовали алгоритм SIMPLE, дивергентную форму уравнений, метод контрольного объема со степенной аппроксимацией, итерационный метод Зейделя и прогонку по трем координатам. Применили метод сквозного счета, схему сглаживания и итерации по нелинейности. Условием окончания счета являлась разница температур в соседних итерациях  $<1^\circ$ . Типичное время решения задачи полного проплавления листов толщиной 6 мм на персональном компьютере с тактовой частотой процессора 2,8 ГГц — 2,5 ч.

**Результаты и обсуждение.** Имитировали процесс сварки А-ТИГ листов никелевого сплава Нимоник-75 толщиной 3,15 мм на следующем режиме: скорость 200 мм/мин, ток 100 А при напряжении 10 В на короткой дуге длиной 1,5 мм. КПД процесса 94 %. С учетом изолирующего действия флюса и контракции дуги испарением фтора на верхней поверхности пластины был выбран радиус теплового пятна 2,2 мм, радиус электрического пятна составлял 0,9 мм. Градиент ПН на верхней поверхности был принят равным  $+10 \text{ мН}/(\text{см}\cdot\text{град})$  с учетом обратной конвекции Марангони, на нижней поверхности его принимали равным измеренному значению  $-17 \text{ мН}/(\text{см}\cdot\text{град})$ . Трехмерное представление результатов имитации дано на рис. 2.

Плотность мощности подводимой тепловой энергии составляет  $2,47 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , что достаточно для возникновения испарения с пятна поверхности. Максимальная расчетная температура ванны составила  $2700^\circ\text{C}$ . Из рис. 2 видно, что при малой погонной энергии сварки А-ТИГ 300 Дж/мм (против 486 Дж/мм для сварки ТИГ) узкий шов в попе-

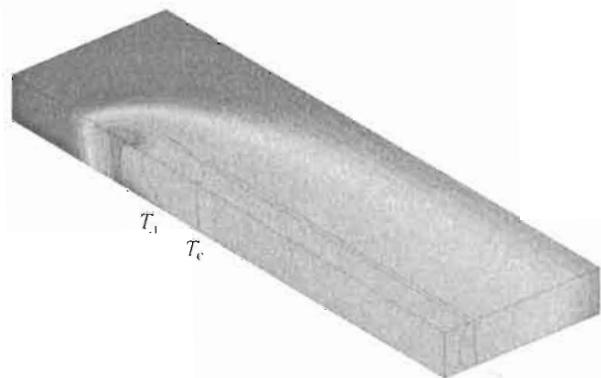


Рис. 2. Трехмерное представление результатов имитации процесса сварки А-ТИГ

речном сечении имеет необычный для дуговой сварки профиль «песочные часы» (рис. 3).

Как известно, профиль типа «песочные часы» наблюдается при лазерной сварке стыковых соединений кобальтовых ( $s = 2 \text{ мм}$ ) [25], титановых ( $s = 1,5 \text{ мм}$ ) [26, 27] и никелевых ( $s = 4,3 \text{ мм}$ ) [28] сплавов (здесь  $s$  — толщина листа) и означает, что максимальную ширину имеет лицевой шов, меньшую — зона проплавления, минимальную — среднюю часть.

Математическая модель процесса лазерной сварки с полным проплавлением титанового сплава [26] подтвердила, что течение металла является главной причиной формирования профиля «песочные часы» с широкими зонами, прилегающими к лицевой и обратной поверхностям и свидетельствующими о развитии в этих местах конвекции Марангони (рис. 4).

**Механизм процесса сварки А-ТИГ.** Совпадение геометрии поперечных сечений типа «песочные часы» при лазерной сварке и сварке А-ТИГ свидетельствует о родственных механизмах теплопереноса конвекцией в поверхностных верхнем и нижнем слоях и различных механизмах переноса горячего металла по толщине листа — из центра тепло-

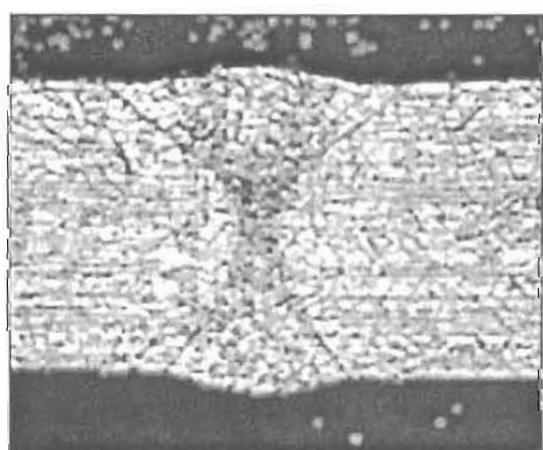


Рис. 3. Профиль «песочные часы» шва, полученный при лазерной сварке кобальтового сплава Naupes 25 толщиной 2 мм [25]

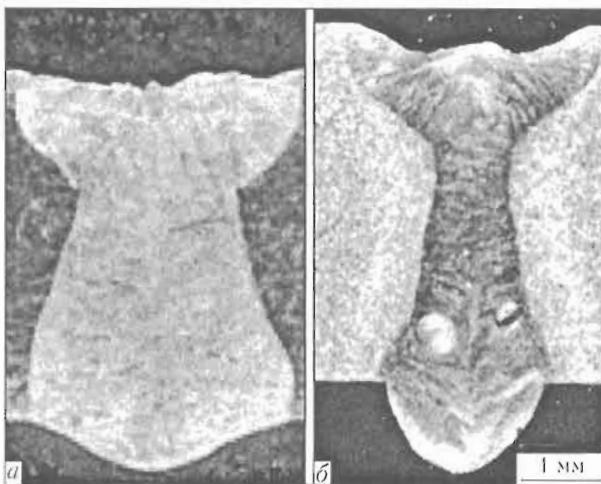


Рис. 4. Профили швов при сварке Nd:YAG лазером мощностью 2,5 (а) и 3,5 (б) кВт никелевых сплавов Inconel 690 толщиной 3 мм (а) [29] и Udimet 720Li толщиной 4,3 мм (б) [26]

вого пятна на верхней поверхности ванны к ее нижней поверхности. В данном случае отличается, во-первых, перенос энергии излучением с испарением для образования парогазового канала и центробежной конвекцией под действием сил трения вытекающего пара при лазерной сварке [30]; во-вторых, перенос энергии центростремительной конвекцией под действием электромагнитных сил Лоренца и термокапиллярных сил Марангони при сварке А-ТИГ [10].

Движущиеся навстречу друг другу потоки жидкого металла в осевой части ванны при сварке А-ТИГ, транспортируя перегретый до максимальной температуры 2700 °С металл из центра теплового пятна, разворачиваются в аксиальном направлении к нижней поверхности ванны (см. рис. 4). Скорости движения жидкого металла являются высокими и достигают 80 м/с, и перемещающийся расплав сохраняет тепло перегрева.

Поток перегретого металла, втекающий сверху, достигает нижней поверхности ванны и вновь разворачивается центробежно в радиальных направлениях (рис. 5). Этот поток увеличивает ширину ванны, формируя профиль «песочные часы» (рис. 6), распространяясь вдоль нижней свободной

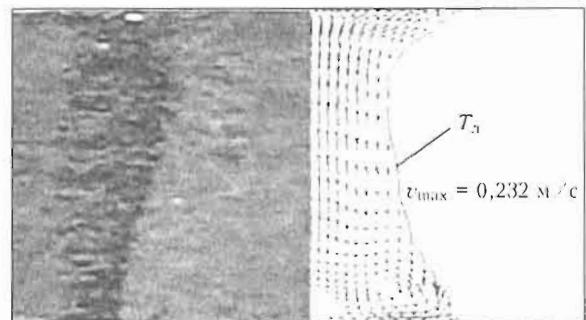


Рис. 6. Сопоставление экспериментального и расчетного поперечного шлифа при  $x = -12$  мм и токе сварки А-ТИГ 100 А

поверхности и суммируясь течением Марангони. Образование узкой горловины «песочных часов» обусловлено вертикальным потоком рециркуляционного течения при отсутствии поперечной составляющей скорости  $V(x, 0, z)$ .

В работе [31] представлен новый количественный метод изучения нестационарных явлений обратного течения ПАВ и сделаны выводы, подчеркивающие сложность конвекции сварочной ванны с ПАВ на поверхности. Эти выводы могут оказаться полезными для оценки адекватности численных моделей гидродинамики, а именно: поверхностное течение характеризуется волнистостью, оно колеблется вокруг центральной линии и связано с сильными вихревыми течениями, которые изменяются между движением по и против часовой стрелки, а тепло- и массоперенос наряду с процессами затвердевания подвержен влиянию нестационарной природы поверхностного течения. Сильное вихревое объемное течение может являться причиной изменения ширины и высоты горловина «песочных часов». Часть перегретого металла с фронта плавления следует вдоль нижней свободной поверхности и достигает хвостовой части сварочной ванны, длина которой зачастую больше длины ванны на лицевой поверхности (см. рис. 4).

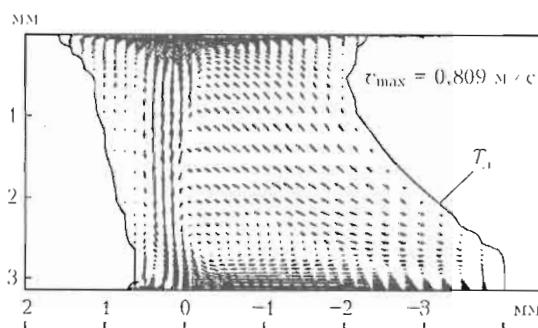


Рис. 5. Рассчитанное поле скоростей в продольном сечении жидкой ванны при сварке А-ТИГ

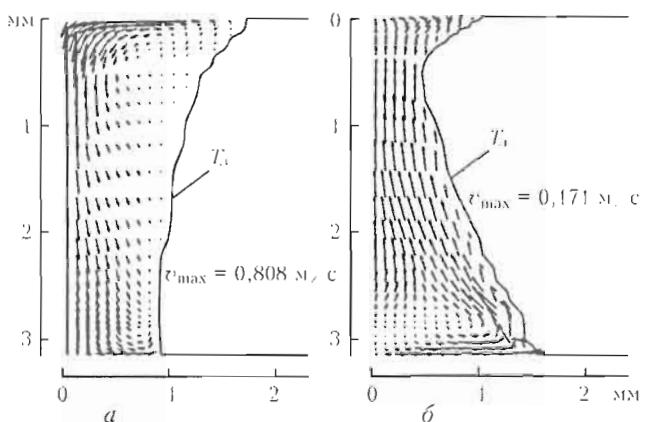


Рис. 7. Рассчитанные поля скоростей в поперечных сечениях перед (а —  $x = 2$  мм) и за осью дуги (б —  $x = -18$  мм) при сварке А-ТИГ

По мере удаления от оси дуги интенсивность и максимальные скорости течения снижаются от 80 в центре ванны (рис. 7, а) до 23 см/с на расстоянии  $x = -12$  мм и 17 см/с на расстоянии  $x = -18$  мм (рис. 7, б).

В дальнейшем рекомендуется трехмерное представление конвекционных потоков тепла и массы в сварочной ванне, как это сделано в работе [31].

Таким образом, механизм сквозного проплавления при сварке А-ТИГ включает основной поток теплопереноса перегретого расплава по толщине листа в зоне контрагированной дуги, вызванный электромагнитными силами и определяющий на профиле шва ширину узкой горловины «песочных часов», и два дополнительных потока рециркуляционных пограничных течений, которые вызваны термокапиллярными силами на обеих поверхностях сварочной ванны и определяют ширину расплавленных зон шва, уменьшающихся до размера горловины «песочных часов».

## Выводы

1. Разработана термогидродинамическая модель сварочной ванны и процесса сварки неплавящимся электродом с полным проплавлением.

2. Численная аппроксимация модели выполнена методом контрольных объемов на неравномерной сетке с использованием алгоритма SIMPLE.

3. Имитация процесса сварки А-ТИГ пластин из никелевого сплава Нимоник-75 со сквозным проплавлением хорошо воспроизводит геометрию сварочной ванны и форму шва с профилем «песочные часы», наблюдаемым при лазерной сварке.

4. Установлено, что профиль сварного шва «песочные часы» обусловлен центростремительным течением перегретого металла от верхней до нижней поверхности под действием электромагнитных сил Лоренца и сил обратного термокапиллярного течения Марангони под влиянием ПАВ из флюса. Центробежные течения Марангони способствуют расширению расплавленных зон на нижней свободной поверхности и вблизи границ ванны на верхней поверхности.

5. Сварки А-ТИГ занимает промежуточное положение между дуговым и лазерным способами сварки.

- Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры. — М.: Физматлит, 2005. — 320 с.
- Гуревич С.М., Замков В.Н., Кушниренко Н.А. Повышение эффективного проплавления при аргонодуговой сварке // Автомат. сварка. — 1965. — № 9. — С. 1–4.
- Островский О.Е., Крюковский В.Н., Бук Б.Б. и др. Влияние активирующих флюсов на проплавляющую способность сварочной дуги и концентрацию энергии в анодном пятне // Сварочное пр-во. — 1977. — № 3. — С. 3–4.

- Lucas W., House D., Savitsky M.M. et al. A-TIG – Increasing the performance and productivity of the TIG process: IIW Doc. XII-1448-96.
- Патон Б.Е., Замков В.Н., Прилуцкий В.П. и др. Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне // Автомат. сварка. — 2000. — № 1. — С. 3–9, 22.
- Lowke J., Tanaka M., Ushio M. Insulation effects of flux layer in production greater weld depth: IIW Doc. 212-1053-04.
- Heiple C.R., Roper J.R. Mechanisms for minor element effects on GTA fusion zone geometry // Welding J. — 1982. — 61, № 4. — P. 97–102.
- Oreper G.M., Eagar T.W., Szekeley J. Convection in arc weld pools // Ibid. — 1983. — 62, № 11. — P. 307–312.
- Zhang R.H., Fan D. Numerical simulation of effects of activating flux on flow patterns and weld penetration in A-TIG welding // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2007. — 12, № 1. — P. 15–23.
- Paton B.E., Yushchenko K.A., Kovalenko D.V. et al. Factors of increased penetrating capacity of A-TIG welding of stainless steel: IIW Doc. XII-1111-06.
- Kraus H.G. Experimental measurement of thin plate 304 stainless steel GTA weld pool surface // Welding J. — 1987. — 66, № 12. — P. 353–359.
- Zacharia T., David S.A. Heat and fluid flow in welding // Mathematical modelling of weld phenomena. — London: Institute of Materials, 1993. — P. 3–23.
- Yushchenko K.A., Kovalenko D.V., Krivtsun I.V. et al. Experimental studies and mathematical modelling of metal penetration in TIG and A-TIG welding: IIW Doc. 212-1117-08.
- Yushchenko K.A., Kovalenko D.V., Krivtsun I.V. et al. Peculiarities of thermal and hydrodynamic processes occurring in TIG and A-TIG welding: IIW Doc. 212-1159-09.
- Рыкалев Н.Н., Зуев И.В., Углов А.А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. — М.: Машиностроение, 1978. — С. 239.
- Витюк В.Н., Орлова К.В. О поверхностном напряжении жидкых металлов // Известия АН СССР. Металлы. — 1984. — № 4. — С. 37–42.
- Русанов А.И. Фазовое равновесие и поверхностные явления. — Л.: Химия, 1967. — С. 349.
- Keene B.C., Mills K.C., Books R.F. Surface properties of liquid metals and their effects on weldability // Material Sci. and Techn. — 1985. — № 1. — P. 568–571.
- Sahoo P., DebRoy T., McNallan M.T. Surface tension of binary metal surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy // Metallurg. Transact. B. — 1988. — 19. — P. 483–491.
- Zacharia T., David S.A., Vitek J.M. et al. Weld pool development during GTA and laser beam welding of type 304 stainless steel. Pt I // Theoret. Analysis. — 1989. — 68, № 12. — P. 499–509.
- Ющенко К.А., Коваленко И.В., Коваленко Д.В. и др. А-ТИГ сварка никелевого сплава НИМОНИК-75 // Сварщик. — 2000. — 14, № 4. — С. 26–27.
- Nicrofer 2520 – alloy 75 // ThessenerKrupp VDM Material Data Sheet No. 4035. — 1994.
- Due D., Hunzinker O., Roberts S.M. et al. Modeling of the mechanical effects induced by GTA welding of the IN 718 superalloy // Metalurg. and Materials Transact. A. — 2001. — 32, № 7. — P. 1713–1725.
- Sudnik V.A., Erofeev V.A., Richter K.-H. et al. Numerical modelling of the EBW process // Computer Technology in welding and manufacturing. — Kiev: PWI, 2006. — P. 295–300.
- Cornu D., Gouhier D., Richard I. et al. Weldability of superalloys by Nd:YAG laser // Welding Int. — 1995. — 9, № 10. — P. 802–811.
- Liu P.S., Baeslack III W.A., Hurley J. Dissimilar alloy laser beam welding of titanium Ti-6Al-4V to Beta-C™ // Welding J. — 1994. — № 7. — P. 175–181.
- Du H., Hu L., Liu J. et al. A study on the metal flow in full penetration laser beam welding for titanium alloy // Comput. Materials Sci. — 2004. — 29. — P. 419–427.
- Sekhar N.C., Reed R.C. Power beam welding of thick section nickel base superalloys // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2002. — 7, № 2. — P. 77–87.
- Kou T.Yu. Effects of pulsed and continuous Nd:YAG laser beam waves on welding of Inconel alloy // Ibid. — 2005. — 10, № 5. — P. 557–565.
- Sudnik W., Radaj D., Breitschwerdt S. et al. Numerical simulation of weld pool geometry in laser beam welding // J. Phys. D: Appl. Physics. — 2000. — 33. — P. 662–671.
- Zhao C.X., van Steijn V., Richardson I.M. et al. Unsteady interfacial phenomena during inward weld pool flow with an active surface oxide // Sci. and Technol. of Welding and Joining. — 2009. — 14, № 2. — P. 132–140.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА, ПЛАВЛЕНИЯ И ФОРМИРОВАНИЯ РАСПЛАВА НА ТОРЦЕ ПРОВОЛОКИ-АНОДА ПРИ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОМ НАПЫЛЕНИИ ПОКРЫТИЙ

**Харламов М.Ю.<sup>1</sup>, Кривцун И.В.<sup>2</sup>, Коржик В.Н.<sup>2</sup>,  
Петров С.В.<sup>2</sup>, Демьянин А.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, Луганск, Украина

<sup>2</sup>Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Разработана математическая модель, описывающая нагрев, плавление и образование жидкой прослойки на торце сплошной металлической токоведущей проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении. Проведены численные исследования и показано, что на условия распыления материала проволоки наибольшее влияние оказывают такие параметры ее подачи в плазменную струю, как скорость и пространственное положение рабочего конца проволоки относительно оси плазмотрона.

В настоящее время активно совершенствуются существующие и разрабатываются новые технологии газотермического нанесения покрытий, что связано с постоянно растущими требованиями, предъявляемыми промышленностью к качеству поверхности изделий. Одной из таких новых перспективных технологий является плазменно-дуговое проволочное напыление. При плазменно-дуговом напылении в качестве исходного материала для формирования покрытия используется токоведущая проволока, являющаяся, как правило, анодом плазменной дуги и постоянно подаваемая в дугу за срезом сопла плазмотрона. Существующий между срезом сопла плазмотрона и проволокой-анодом открытый участок разряда обдувается кольцевым потоком холодного защитного газа. Это обеспечивает минимальное насыщение распыляемого материала кислородом и азотом воздуха, получение оптимального фракционного состава дисперсной фазы, высокую объемную концентрацию напыляемых частиц, а также ряд других преимуществ. Процессы нагрева и плавления проволоки, а также диспергирования расплава являются одними из ключевых в технологии плазменно-дугового напыления, поскольку непосредственно влияют как на показатели производительности и стабильности напыления, так и на качество формируемых покрытий. Поэтому актуальным является развитие теоретических представле-

ний и математическое моделирование процессов, протекающих в системе «плавящаяся токоведущая проволока–плазменный поток–электрическая дуга».

Раньше тепловое состояние электродной проволоки изучалось в основном применительно к условиям дуговой сварки, когда источниками тепла были протекающий через проволоку электрический ток и тепловой поток, вводимый в нее через активное пятно дуги. Были получены аналитические выражения для определения температурных полей в плавящемся электроде при сварке [1], исследованы тепловые поля в электродной проволоке с покрытием [2], детально проанализированы процессы тепло-, массо- и электропереноса в системе «плавящийся электрод–электрическая дуга–сварочная ванна» [3, 4 и др.]. Имеются работы, в которых исследовано влияние сил, действующих на расплавленный металл на конце проволоки при дуговой сварке [4, 5] и электродуговой металлизации [6, 7].

Однако процесс плазменно-дугового напыления имеет ряд особенностей, не позволяющих применить к нему в полной мере результаты предыдущих исследований. Так, например, распыляемая проволока расположена практически поперечно обтекающему ее плазменному потоку, они образуют между собой угол 70–90°, скорость и температура плазмы в зоне проволоки имеют достаточно большие значения — соответственно выше 3000 м/с и 20000 К

[8] и т. п. Поэтому для описания взаимодействия плавящейся проволоки-анода с электрической дугой и поперечно обтекающим ее плазменным потоком необходимо использовать новые подходы. Цель данной работы состояла в разработке математических моделей и проведении на их основе численных исследований особенностей нагрева и плавления токоведущей проволоки, а также формирования удерживаемой на ее конце прослойки жидкого металла применительно к условиям плазменно-дугового напыления.

**Моделирование тепловых процессов в распыляемой токоведущей проволоке.** Моделирование процессов нагрева и плавления материала проволоки проводили при следующих условиях. Сплошная проволока круглого сечения радиусом  $R_w$  подается под срез сопла плазмотрона со скоростью  $v_w$  (рис. 1). Будем считать, что формируемая плазмотроном электрическая дуга замыкается на правом конце проволоки, являющейся анодом дуги, а тепловой поток, вводимый в проволоку через анодное пятно, равномерно распределен по ее сечению  $z_w = L_w$ . Вся проволока нагревается протекающим через нее током дуги  $I$ . Предполагается, что проволока расположена поперечно обтекающему ее плазменному потоку на расстоянии  $z_1$  от среза сопла плазмотрона, а выходное сечение мундштутка устройства подачи проволоки находится на расстоянии  $L_p$  от оси плазмотрона. Полагается также, что скорость плавления проволоки равна скорости ее подачи, а расплавленный металл, пересекающий сечение  $z_w = L_w$ , отделяется и уносится плазменным потоком.

При плазменно-дуговом напылении тепловое состояние проволоки-анода будет определяться совокупностью следующих физических процессов:

- конвективно-кондуктивным теплообменом плазменного потока и окружающего газа с боковой поверхностью проволоки;
- обменом энергией теплового излучения между плазмой и поверхностью проволоки;
- действием электрической дуги, вводящей тепло через анодное пятно;
- объемным джоулевым нагревом проволоки протекающим электрическим током;
- потерями тепла с расплавленным металлом, уносимым плазменным потоком;
- охлаждением поверхности проволоки за счет уноса потоком пара энергии испарения атомов ее материала.

При таких условиях задача определения температурного поля в проволоке сводится к решению следующего квазистационарного уравнения теплоп-

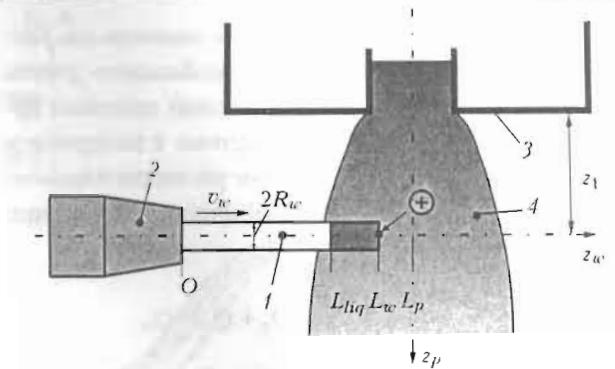


Рис. 1. Расчетная схема процесса нагрева проволоки при плазменно-дуговом напылении: 1 — проволока-анод; 2 — мундштук; 3 — сопло плазмотрона; 4 — поток плазмы;  $z_p$  — ось симметрии плазменного потока;  $z_w$  — ось симметрии проволоки

проводности, записанного в цилиндрической системе координат:

$$\gamma_w C_w v_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \chi_w r \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z_w} \left( \chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} \right) + j^2 \rho_w. \quad (1)$$

Здесь  $T_w(r, z_w)$  — пространственное распределение температуры в проволоке;  $\gamma_w(T)$ ,  $C_w(T)$ ,  $\chi_w(T)$ ,  $\rho_w(T)$  — плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и удельное электрическое сопротивление материала проволоки соответственно;  $j$  — плотность электрического тока.

Для решения уравнения (1) необходимо задать граничные условия. На поверхности проволоки (при  $r = R_w$ ) с учетом оговоренных выше механизмов теплообмена граничное условие может быть представлено следующим образом:

$$\left. \left( -\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \right|_{r=R_w} = Q_c + Q_r - Q_v, \quad (2)$$

где  $Q_c$  — плотность потока энергии за счет конвективно-кондуктивного теплообмена проволоки с плазмой и газом окружающей среды;  $Q_r$  — плотность потока энергии теплового излучения плазмы, поглощаемого поверхностью проволоки;  $Q_v$  — плотность потока энергии испарения, уносимой с поверхности проволоки.

На оси проволоки (при  $r = 0$ ) ставили условия симметрии

$$\frac{\partial T_w}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Полагая, что из мундштутка проволока выходит с температурой  $T_0$ , граничное условие при  $z_w = 0$  запишется следующим образом:

$$T_w(r, 0) = T_0. \quad (4)$$

При определении граничного условия на расплавленном конце проволоки необходимо учесть тепло, выделяемое в области анодной привязки дуги, а также потери тепла, связанные с испарением материала проволоки и отрывом расплава плазменной струей. В результате граничное условие при  $z_w = L_w$  определится как

$$\left(-\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z}\right) \Big|_{z_w=L_w} = Q_a + Q_v - Q_t, \quad (5)$$

где  $Q_a$  — удельный тепловой поток, вводимый дугой в анод;  $Q_t$  — потери тепла, связанные с отрывом и уносом расплавленного материала проволоки.

Теперь перейдем к подробному описанию указанных выше составляющих теплообмена. Расчетный участок проволоки находится как в области действия высокотемпературного ядра плазменного потока, нагревающего проволоку, так и в относительно холодных периферийных участках течения газа, через которые будет отводиться тепло от проволоки. Полагая, что пространственное распределение температуры  $T_p = T_p(z_w)$  и скорости  $u_p = u_p(z_w)$  плазмы по длине проволоки известно (например, вычислены на основе модели [8]), конвективно-CONDУКТИВНЫЙ тепловой поток при данных условиях можно определить согласно ньютоновской модели теплообмена [9]:

$$Q_c = \alpha(T_p - T_{ws}), \quad (6)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $T_{ws}(z_w) = T_w(R_w, z_w)$  — температура поверхности проволоки.

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  связан с числом Нуссельта  $Nu$ , характеризующим конвективный теплообмен, следующим образом:

$$\alpha = Nu \chi_p / (2K_w), \quad (7)$$

где  $\chi_p(T)$  — коэффициент теплопроводности плазмы (газа). В свою очередь, число Нуссельта при поперечном обтекании цилиндра потоком аргоновой плазмы определяется выражением [10]

$$Nu = 0.5 Re^{0.5} Pr^{0.4} (\gamma_p \eta_p / \gamma_{pw} \eta_{pw})^{0.2}, \quad (8)$$

$$Re = \frac{2K_w \chi_p u_p}{\eta_p}, \quad Pr = \frac{C_p \eta_p}{\chi_p}.$$

Здесь  $Re$ ,  $Pr$  — число Рейнольдса и Прандтля соответственно;  $\gamma_p(T)$ ,  $\eta_p(T)$ ,  $C_p(T)$  — плотность, динамическая вязкость и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении, вычисленные при температуре невозмущенного потока;  $\gamma_{pw} = \gamma_p(T_{ws})$ ,  $\eta_{pw}(T_{ws})$  — плотность и вязкость плазмы (газа) при температуре поверхности проволоки.

Плотность теплового потока за счет радиационного теплообмена может быть вычислена при помощи известного соотношения [9]

$$Q_r = \beta \sigma_0 (T_p^4 - T_{ws}^4), \quad (9)$$

где  $\beta$  — коэффициент черноты материала проволоки;  $\sigma_0$  — постоянная Стефана–Больцмана.

Для определения теплового потока за счет испарения материала с поверхности проволоки использовали выражение

$$Q_v = \varepsilon n u, \quad (10)$$

где  $\varepsilon$  — скрытая теплота испарения в расчете на один атом;  $n$ ,  $u$  — концентрация и скорость атомов металлического пара вблизи испаряющейся поверхности, вычисляемые по методике [11].

Удельный тепловой поток в анод  $Q_a$  определяется рядом технологических параметров, таких как ток дуги, состав электродной проволоки, род плазмообразующего газа и других, и составляет в рассматриваемых условиях около  $(0.8\text{--}1.5) \cdot 10^9 \text{ Вт}/\text{м}^2$  [12].

Величину потерь тепла  $Q_t$  можно определить исходя из сделанного предположения, что скорость движения фронта плавления и, соответственно, отрыва расплавленного материала проволоки равна скорости подачи проволоки  $v_w$ . Тогда

$$Q_t = C_w \gamma_w v_w T_w(r, L_w). \quad (11)$$

В результате пространственное распределение температуры в расходуемой проволоке-аноде при плазменно-дуговом напылении может быть определено путем решения уравнения (1) с граничными условиями (2)–(5) и замыкающими соотношениями (6)–(11).

Математическая формулировка поставленной задачи может быть представлена и в более простой форме. Так, хотя температура по поперечному сечению проволоки распределена неравномерно, данный перепад будет незначителен. Связано это с большой теплопроводностью материала распыляемой проволоки, а также с достаточно малым (1–2 мм) ее диаметром. Тогда, интегрируя (1) по сечению проволоки и учитывая граничные условия (2), (3), получим следующее одномерное уравнение теплопроводности:

$$\gamma_w C_w v_w \frac{\partial \bar{T}_w}{\partial z_w} = \frac{\partial}{\partial z_w} \left( \chi_w \frac{\partial \bar{T}_w}{\partial z_w} \right) + W, \quad (12)$$

где  $\bar{T}_w(z_w)$  — осредненная по сечению температура проволоки;  $W$  — мощность тепловых источников.

Левое и правое граничные условия для (12) сохранят вид (4) и (5) с тем отличием, что в указанных

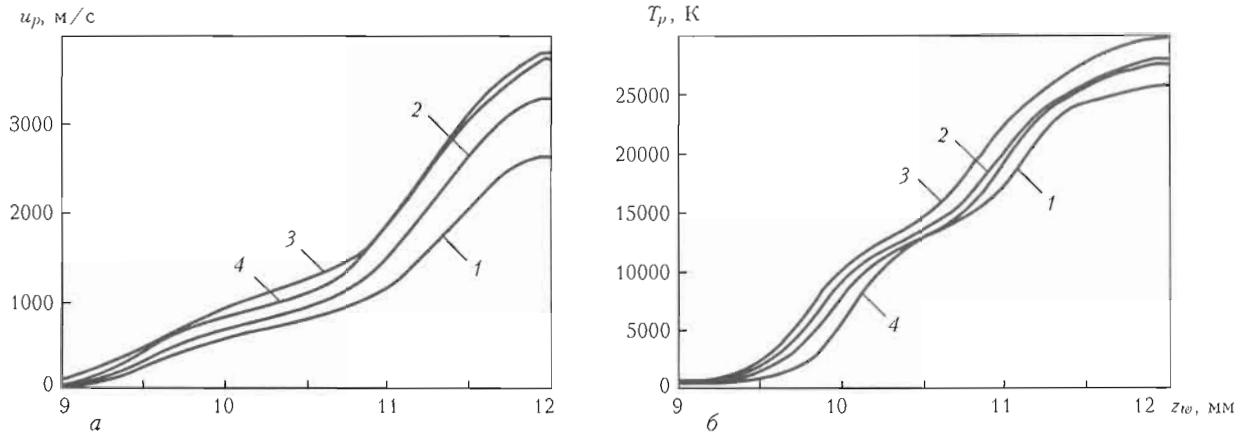


Рис. 2. Распределение скорости (а) и температуры (б) плазмы вдоль распыляемой проволоки-анода, торец которой расположен на оси плазменной струи, при токе 160 (1), 200 (2, 4) и 240 (3) А, расходе аргона 1,0 (1-3) и 1,5 (4) м<sup>3</sup>/ч

соотношениях вместо температуры проволоки  $T_w(r, z_w)$  будет фигурировать усредненная по ее сечению температура  $\bar{T}_w(z_w)$ . Тепловые потоки через боковую поверхность проволоки, фигурирующие в условии (2), после интегрирования (1) преобразуются к объемным источникам тепла. Мощность этих источников будет определяться формулой

$$W = [I^2 \rho_w / (\pi R_w^2) + 2\pi R_w (Q_c + Q_r - Q_v)] / \pi R_w^2. \quad (13)$$

Задачу определения теплового состояния проволоки решали численно методом конечных разностей [13, 14]. Уравнение (12) аппроксимировалось по трехточечной схеме, для представления конвективной слагаемой использовали несимметричные разности против хода подачи проволоки (разности «против потока» [13]). При расчетах не осуществлялось явное выделение границы фаз в проволоке — использовался метод сквозного счета [13]. В этой связи вместо удельной теплоемкости материала проволоки  $C_w(T)$  использовали эффективную теплоемкость  $\bar{C}_w(T)$ , учитывающую скрытую теплоту плавления:

$$\bar{C}_w(T) = C_w(T) + W_w^{(m)} \delta(T - T_w^{(m)}), \quad (14)$$

где  $T_w^{(m)}$  — температура плавления;  $W_w^{(m)}$  — скрытая теплота плавления материала проволоки;  $\delta(x)$  — дельта-функция.

Для оценки теплового состояния проволоки, а также последующего анализа ее силового взаимодействия с плазменной струей необходимо знать распределение тепловых и газодинамических характеристик струи в области нахождения проволоки. Эти распределения были рассчитаны при помощи созданного ранее программного обеспечения [8], предназначенного для количественной оценки основных параметров турбулентного течения дуговой плазмы в условиях плазменно-дугового напыления. При проведении расчетов полагалось, что

проводолка-анод расположена на расстоянии 6,3 мм от среза сопла плазмотрона. Распределение параметров плазмы в данном сечении при различных режимах работы плазмотрона приведено на рис. 2.

Численные исследования проводили для стальной проволоки, теплофизические характеристики которой были взяты из работы [4]. Параметры проволоки и режимы напыления варьировались в следующих пределах: диаметр проволоки 1,4–1,6 мм, скорость подачи 6–15 м/мин, ток дуги 160–240 А, расход плазмообразующего газа (аргона) 1,0–1,5 м<sup>3</sup>/ч. Расстояние от торца проволоки до оси плазменной струи изменяли в пределах 0–1 мм. Вылет проволоки (расстояние от мундштука до расплавленного конца проволоки) полагался равным 12 мм.

Перейдем к рассмотрению результатов моделирования. При анализе теплового состояния проволоки в процессе напыления довольно важной является оценка различных составляющих ее теплообмена с дуговой плазмой. Нагрев боковой поверхности проволоки обеспечивается двумя составляющими — конвективно-кондуктивным и радиационным теплообменом с обтекающей проволоку плазменной струей (рис. 3). Вклад этих составляющих в энергетический баланс поверхности распыляемой проволоки приблизительно одинаков, причем, вблизи ее расплавленного конца интенсивность указанных тепловых источников существенно возрастает, что связано с высокими значениями температуры (до 30000 К) и скорости (до 3800 м/с) плазмы в приосевой зоне струи. В результате, в области  $11,0 < z_w < 11,9$  мм температура проволоки может превышать температуру кипения ее материала (3133 К). При этом происходит интенсивное испарение материала проволоки, приводящее к ее охлаждению (см. кривую 4 на рис. 3). В свою очередь, это ведет к падению суммарного теплового потока через боковую поверхность проволоки (см. кривую 1). В отдаленных от оси струи участках проволоки

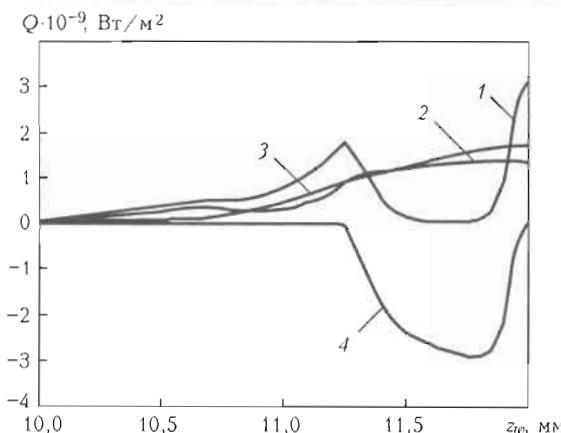


Рис. 3. Распределение по длине проволоки составляющих теплового потока к ее поверхности: 1 — суммарный тепловой поток; 2 —  $Q_e$ ; 3 —  $Q_i$ ; 4 —  $Q_v$

создается обратная ситуация — температура проволоки оказывается незначительной, т. к. проволока охлаждается обтекающим ее холодным газом.

Отдельно следует рассмотреть тепловой баланс участка поверхности проволоки вблизи сечения  $z_w = L_w$  (см. рис. 3), а также непосредственно в этом сечении (рис. 4). Из рис. 3 следует, что на этом участке ( $11,7 < z_w < 12,0$  мм) роль испарительного охлаждения значительно уменьшается и, соответственно, результирующий тепловой поток в проволоку возрастает. Ввиду прямой зависимости потерь тепла, связанных с испарением материала проволоки, от температуры такая ситуация обусловлена резким снижением температуры поверхности проволоки в данной области. Связано это с достаточно интенсивным отводом тепла через сечение  $z_w = L_w$ . Причем, с ростом температуры тепловые потери здесь также возрастают (см. рис. 4). При невысоких значениях температуры в указанном сечении потери тепла обусловлены преимущественно отрывом расплавленного материала проволоки по перечным плазменным потоком. При более высоких температурах ключевую роль в тепловом балансе

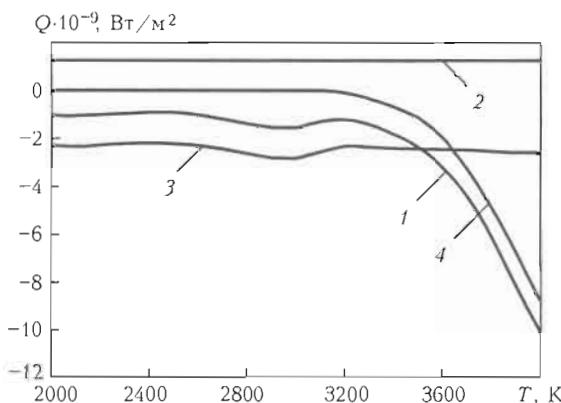


Рис. 4. Суммарный тепловой поток, вводимый через сечение  $z_w = L_w$ , и его отдельные составляющие в зависимости от температуры расплава в этом сечении: 1 — суммарный тепловой поток; 2 —  $Q_e$ ; 3 —  $Q_i$ ; 4 —  $Q_v$

рассматриваемого сечения играет испарительное охлаждение.

Влияние еще одного теплового источника — энергии, выделяемой при протекании через проволоку электрического тока, — оказывается малосущественным. В частности, вблизи расплавленного конца проволоки вклад джоулева нагрева составляет менее 1 % от совокупного действия всех источников, нагревающих проволоку. Таким образом, при плазменно-дуговом напылении нагрев и плавление проволоки прежде всего обеспечивается воздействием высокотемпературной высокоскоростной плазменной струи.

На рис. 5 представлены температурные поля в проволоке, полученные при варировании параметров режима напыления. Влияние диаметра проволоки на температурное поле предельного состояния показано на рис. 5, а. Как следует из приведенных на этом рисунке расчетных данных, в случае нагрева проволоки большего диаметра длина участка, нагретого выше определенной температуры, уменьшается. При этом слой жидкого металла на торце проволоки диаметром 1,2 мм составляет 1,2 мм, а на проволоке диаметром 1,6 мм — 1,0 мм. Подобная ситуация наблюдается и при увеличении скорости подачи проволоки. Уменьшение длины высокотемпературной области вблизи расплавленного конца проволоки (см. рис. 5, б) в данном случае является следствием того, что скорость подачи проволоки в дугу превышает скорость распространения тепла в проволоке за счет механизма теплопроводности. К тому же при повышении скорости подачи потери тепла с каплями расплавленного материала возрастают. В результате при скорости подачи 15 и 5 м/мин размер расплавленной области составляет соответственно 0,8 и 1,35 мм.

На рис. 5, в показано влияние режима работы плазматрона на нагрев и плавление распыляемой проволоки. При более высоких значениях тока дуги скорость и температура плазмы становятся выше, соответственно возрастает роль конвективно-кондуктивного и радиационного теплообмена в энергетическом балансе проволоки и, соответственно, длина ее расплавленного участка. Увеличение расхода газа прежде всего ведет к росту скорости плазмы. В этом случае длина расплавленного участка незначительно уменьшается.

Описанные выше результаты были получены при условии, что торец проволоки располагается на оси плазменной струи. Рассмотрим, как на тепловое состояние проволоки влияет ее смещение относительно оси плазменной струи. Как следует из рис. 5, г, положение расплавленного конца прово-

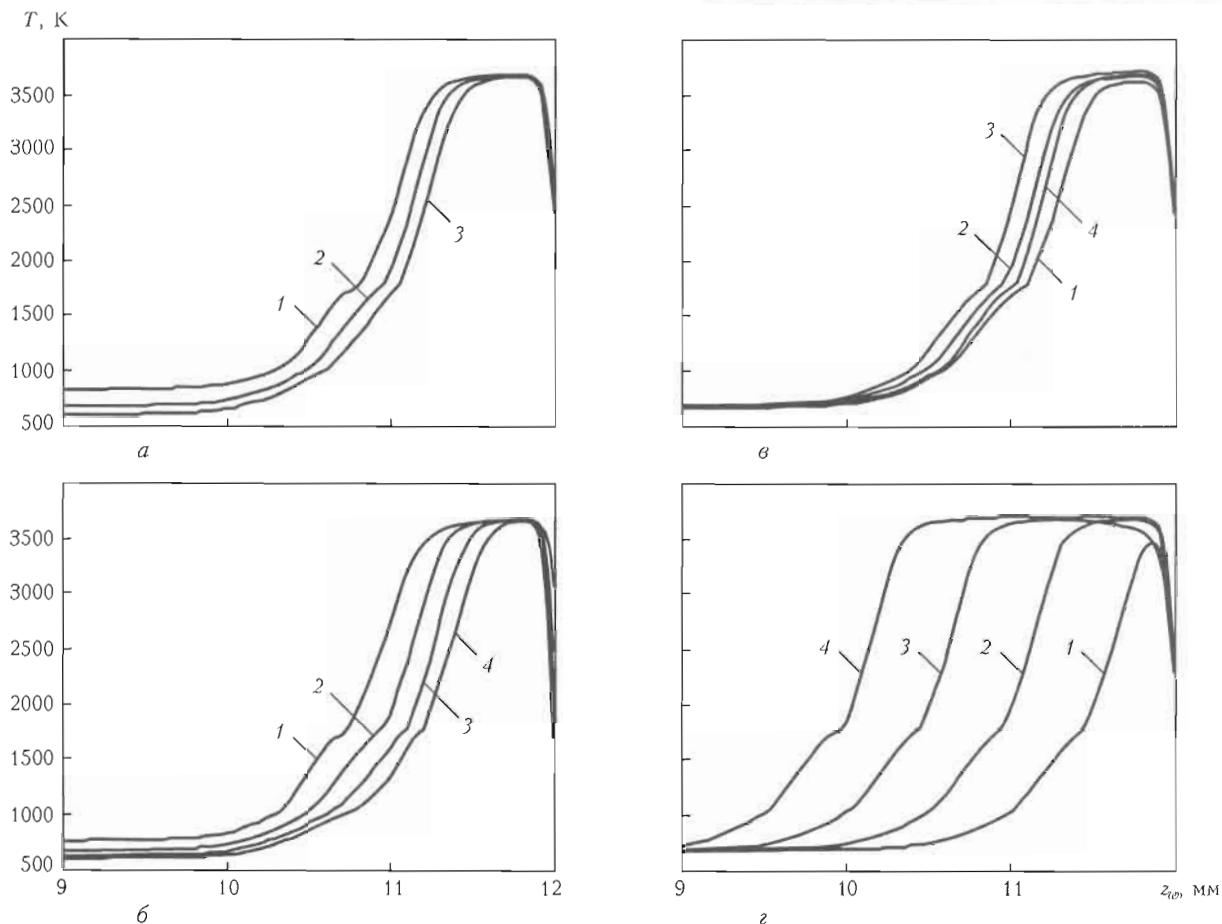


Рис. 5. Распределение температуры по длине проволоки в зависимости от ее диаметра (*a* — 1, 2, 1,4 (1); 1,4 (2); 1,6 (3) мм) и скорости подачи (*b* — 6 (1); 9 (2); 12 (3); 15 (4) м/мин), режимов работы плазмотрона (*в* — ток 160 (1); 200 (2, 4); 240 (3) А; расход аргона 1,0 (1–3); 1,5 (4) м<sup>3</sup>/ч) и смещения рабочего конца проволоки относительно оси плазменной струи (*г* —  $L_w - L_p = -0,5$  (1); 0 (2); 0,5 (3); 1,0 (4) мм)

локи в значительной степени сказывается на размере областей нагрева и плавления. Так, при подаче проволоки за ось струи площадь боковой поверхности, находящейся под воздействием ядра плазменной струи, увеличивается. Учитывая, что нагрев проволоки обеспечивается преимущественно за счет действия конвективно-кондуктивного и лучистого теплообмена, количество теплоты, накапливаемой в проволоке, возрастает. В результате, например, при подаче проволоки на 1 мм за ось струи (см. кривую 4 на рис. 5, г) длина расплавленной области составляет 2,05 мм. В случае же, когда расплавленный конец проволоки не доходит до оси струи, находясь, тем самым, на периферии плазменного потока, доля конвективно-кондуктивного и радиационного нагрева проволоки значительно уменьшается. Так, при  $L_w - L_p = -0,5$  мм длина расплавленной области составляет 0,55 мм (см. кривую 1 на рис. 5, г). Полученные результаты позволяют утверждать, что рассматриваемый процесс плазменно-дугового проволочного напыления обладает возможностями саморегулирования, а именно: при поддерживаемых стабильными параметрах режима

напыления будет устанавливаться определенное положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазмотрона и определенная длина расплава, удерживаемого на ее торце. Возможные колебания параметров режима в процессе напыления будут приводить к соответствующему изменению указанных характеристик. При таких изменениях положения рабочего конца проволоки поступающего тепла будет либо недостаточно для ее нагрева и плавления, и в результате она вернется в свое оптимальное положение, либо в случае выхода проволоки за ось струи интенсивность нагрева проволоки существенно увеличится и размер области расплавленного металла будет возрастать до тех пор, пока сможет удерживаться на торце проволоки. Отрыв расплава плазменной струей будет уменьшать длину проволоки, в результате чего ее конец также придет в оптимальное положение относительно оси струи.

**Моделирование взаимодействия расплава с плазменным потоком.** Согласно схеме протекания процесса плазменно-дугового напыления формирующийся на конце проволоки расплав будет уве-

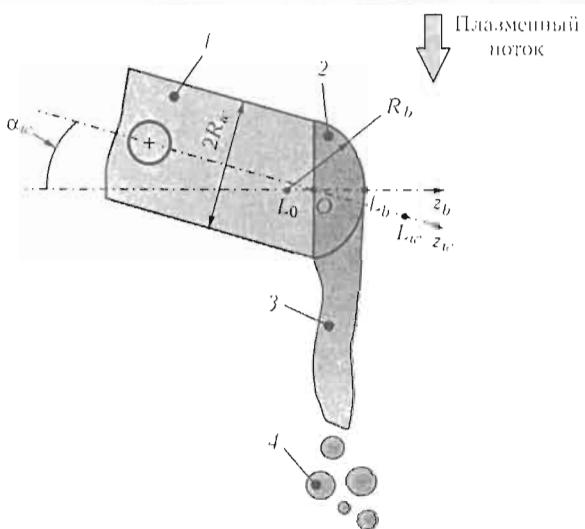


Рис. 6. Схема формирования жидкой прослойки на торце токоведущей проволоки при плазменно-дуговом проволочном напылении: 1 — токоведущая проволока; 2 — жидкая прослойка; 3 — струйка распыленного материала проволоки; 4 — напыляемые частицы;  $z_b$  — ось симметрии жидкой прослойки

катьсяя плазменным потоком, образуя струйку жидкого материала проволоки, так называемый «язык» (рис. 6, 3) [6]. При дальнейшем течении струйки под действием внешних и внутренних возмущающих факторов она будет распадаться на капли — дисперсные частицы напыляемого материала. Параметры течения жидкого металла в сносимой жидкой прослойке, удерживающей на торце силами поверхности натяжения, во многом будут определять дальнейшее течение струйки, а также условия ее дробления на капли. Рассмотрим модель формирования жидкой прослойки на торце проволоки.

В общем случае распыляемая проволока может располагаться под углом  $90^\circ - \alpha_w$  к оси симметрии плазменного потока. Примем, что нормаль к фронту плавления расположена ортогонально оси плазменного потока (см. рис. 6). Будем также считать, что удерживающая на торце проволоки жидкая прослойка под действием обтекающего плазменного потока

принимает форму шарового сегмента высотой  $L_b$  и радиусом шара, образующего сегмент  $R_b$ , с центром в точке, расположенной на прямой, перпендикулярной оси плазменной струи на расстоянии  $L_0$  от фронта плавления (где полагается  $z_b = 0$ ). Полагая протекающие процессы стационарными, рассмотрим условия, исходя из которых можно определить толщину  $L_b$  жидкой прослойки, а также пространственное распределение скорости течения жидкого металла в ней. Для этого отойдем от традиционного рассмотрения баланса сил, действующих на жидкий распыляемый материал [6, 7], т. к. ввиду взаимного расположения проволоки и плазменного потока имеются определенные сложности с получением математических зависимостей, связывающих размеры жидкой прослойки с режимами напыления и условиями обтекания жидкого расплава плазмой. Вместо этого рассмотрим задачу течения жидкого распыленного материала вдоль торца проволоки под действием сил вязкого трения от обтекающего проволоку плазменного потока (рис. 7). При такой постановке задачи мы по сути будем рассматривать взаимодействие двух потоков — вязкого течения несжимаемой жидкости (расплава) вдоль границы плавления и турбулентного течения вязкой газовой среды (плазмы) вдоль границы раздела сред при  $z_b = L_b$  (см. рис. 7).

В соответствии с газодинамической теорией [15] в непосредственной близости от раздела двух сред в плазменном потоке будет образован пограничный слой. Для последнего характерно резкое изменение основных параметров течения в поперечном направлении. В частности, значение скорости плазмы во внешнем потоке будет изменяться до значения скорости течения жидкого материала проволоки на границе раздела сред (условие «прилипания»). Почтио данного «внешнего» пограничного слоя будет также сформирован и второй, «внутренний», пограничный слой, который будет существовать в области течения жидкого расплава у твердой стенки проволоки-анода (при  $z_b = 0$ ).

Прежде, чем перейти к анализу движения расплава и плазмы в пограничных слоях, остановимся на структуре пограничного слоя как такого. С учетом турбулентного характера течения плазмы вдоль границы раздела расплава и плазменного потока пограничный слой будет турбулентным [8]. В турбулентном пограничном слое выделяется несколько подобластей (рис. 8) [16]. Внешний слой является областью полностью развитого турбулентного течения, свойства которого зависят от предыстории потока. Внутренняя область турбулентного пограничного слоя в общем случае состоит из

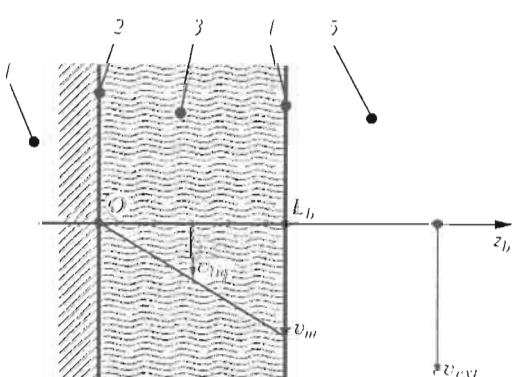


Рис. 7. Схема течения жидкого металла проволоки под действием обтекающего плазменного потока: 1 — нераспыленная проволока; 2 — фронт плавления; 3 — распыленная проволока; 4 — граница раздела расплав—плазменный поток; 5 — область течения плазмы

вязкого подслоя, переходной области и области логарифмического профиля скорости. Течению во внутренней области присущ универсальный характер распределения скорости, что служит основой для построения специальных пристеночных функций, связывающих параметры течения с расстоянием от границы, вдоль которой развивается пограничный слой [15, 16].

Данная особенность может быть взята нами за основу при получении соотношений, связывающих параметры течения плазмы с размерами жидкой прослойки расплавленного материала, удерживаемой на торце проволоки. Так, в вязком подслое внутренней области пограничного слоя поток является практически ламинарным и вязкие напряжения доминируют над турбулентными [15, 16]. Здесь имеет место линейная зависимость касательной составляющей скорости. Учитывая это, а также принимая во внимание относительно малую толщину расплава, удерживаемого на торце проволоки, для оценок параметров течения будем полагать, что распределение скорости в расплаве описывается линейной зависимостью. Тогда с учетом граничного условия на твердой стенке

$$v_{liq}(0) = 0, \quad (15)$$

скорость течения расплава вдоль торца проволоки  $v_{liq}(z_b)$  будет описываться зависимостью

$$v_{liq}(z_b) = \frac{z_b}{L_b} v_m, \quad (16)$$

где  $v_m$  — скорость течения расплава на границе раздела сред (при  $z_b = L_b$ ). В свою очередь, величина  $v_m$  связана с параметрами течения плазменного потока, исходя из допущения о том, что касательные напряжения в плазме и расплаве на границе раздела сред равны

$$\eta_{liq} \frac{\partial v_{liq}}{\partial z_b} \Big|_{L_b} = \eta_p \frac{\partial v_p}{\partial z_b} \Big|_{L_b}, \quad (17)$$

где  $\eta_p$ ,  $\eta_{liq}$  — динамическая вязкость плазмы и расплавленного материала проволоки соответственно;  $v_p(z_p)$  — распределение касательной (относительно торца проволоки) скорости плазмы вдоль оси  $z_b$ .

Логарифмический подслой занимает большую часть внутренней области пограничного слоя (см. рис. 8), поэтому именно логарифмический закон «стенки» чаще всего используется на практике при описании параметров течения в пристеночных областях [16, 17]. С учетом этого для описания распределения скорости плазмы вблизи границы жид-

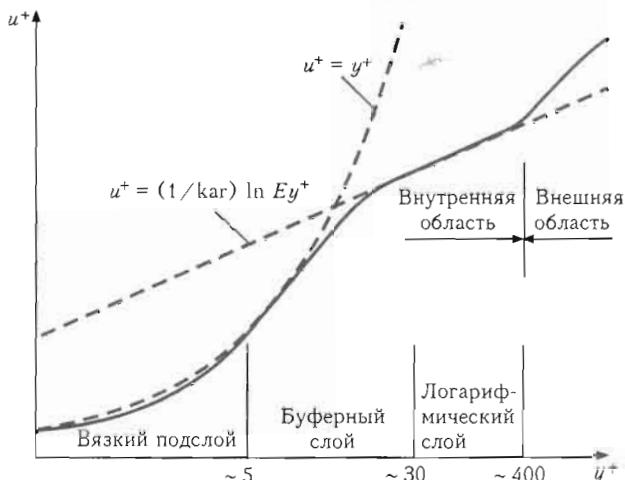


Рис. 8. Структура турбулентного пограничного слоя

кого расплава на торце проволоки использовали логарифмическую пристеночную функцию [16, 17], которая применительно к рассматриваемым нами условиям обтекания может быть записана следующим образом:

$$v^+ = \frac{1}{kar} \ln (E y^+). \quad (18)$$

Здесь  $v^+ = \bar{v}_p/v^+$  — безразмерная касательная скорость плазмы;  $\bar{v}_p(z_p) = v_p(z_p) - v_m$  — скорость течения плазмы относительно скорости течения расплава;  $v^+$  — динамическая скорость, определяемая как

$$v^+ = \sqrt{\tau_p/\rho_p}, \quad (19)$$

где  $\tau_p = \left( \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{L_b}$  — напряжение трения в плазме на обтекаемой поверхности;  $\rho_p$  — плотность плазмы;  $kar \approx 0,41$  — постоянная Кармана;  $E$  — постоянная, определяющая степень шероховатости стенки (для гладкой стенки  $E = 8,8$  [16]);  $y^+$  — безразмерное расстояние от границы развития турбулентного слоя (границы раздела  $z_b = L_b$ );

$$y^+ = \frac{\rho_p(z - L_b)}{\eta_p} v^+. \quad (20)$$

Логарифмический подслой расположен при  $y^+ < f^+$ , где  $f^+$  обычно выбирается в пределах 11,6–400 и больше [16, 17]. За логарифмическим подслоем следует внешняя область пограничного слоя, которая соответствует области полностью развитого турбулентного течения. Во внешней области пограничного слоя происходит плавный переход параметров течения от логарифмического закона стенки к параметрам внешнего невоздушного потока. Корректная оценка полной толщины пограничного слоя, образующегося в плазме вблизи торца проволоки, требует решения соответствующих газодина-

мических уравнений. Для проводимой нами оценки сделаем допущение, что скорость плазмы во внутренней области пограничного слоя изменяется по логарифмическому закону от скорости течения расплава (условие «прилипания») до скорости невозмущенного потока плазмы, определяемой, например, по модели [8]. Примем, что такой переход осуществляется в области  $0 \leq y^+ < 400$ . Тогда на основании (17) касательное напряжение в плазме можно будет представить следующим образом:

$$\tau_p(\tilde{v}_m) = \frac{\bar{v}_{ext}^2(\tilde{v}_m)}{\left( \frac{1}{kar} \ln(Ey^+) \right)^2} \rho_p = \frac{\bar{v}_{ext}^2(\tilde{v}_m)\rho_p}{396,71}, \quad (21)$$

где  $\bar{v}_{ext}(\tilde{v}_m) = v_{ext} - \tilde{v}_m$  — скорость течения невозмущенного потока плазмы вблизи торца проволоки  $v_{ext}$  относительно скорости течения расплава  $\tilde{v}_m$ .

Неизвестной величиной остается толщина жидкой прослойки  $L_b$ . Для определения последней рассмотрим баланс массы расплавленного материала проволоки. Исходя из условия постоянства и равенства скоростей подачи и плавления проволоки, количество материала проволоки, расплавляющегося за единицу времени и, следовательно, пересекающего сечение  $z_b = 0$ , будет определяться выражением

$$G_1 = \rho_w(T_m)v_m S_w, \quad (22)$$

где  $\rho_w = \rho_w(T)$  — плотность материала проволоки;  $T_m$  — температура плавления материала проволоки;  $S_w = \pi R_w^2 \cos \alpha_w$  — площадь сечения проволоки в плоскости, параллельной фронту плавления. Таким образом, величина  $G_1$  будет представлять собой массовый расход материала проволоки через сечение  $z_b = 0$ .

Согласно постановке задачи расплавленный материал проволоки сносится плазменным потоком вниз по течению, образуя на торце проволоки шаровой сегмент. Если рассматривать половину шарового сегмента, образуемую плоскостью, проходящей через ось  $z_b$  перпендикулярно оси плазменной струи, то расход жидкого материала проволоки через данную плоскость определится как

$$G_2 = 2\rho_w(T_m) \int_0^{L_b} v_{liq}(z) \int_0^{y(z)} dy dz \quad (23)$$

где  $y(z_b) = \sqrt{R_w^2 - 2((R_w^2 - L_b^2)/(2L_b))z_b - z_b^2}$  — граница шарового сегмента. Учитывая, что в рассматриваемую половину шарового сегмента будет поступать соответственно половина расплавляемого материала проволоки, придем к следующему соотношению:

$$G_1/2 = G_2. \quad (24)$$

Подставляя в (24) выражения (22), (23) и используя (16), получим следующую зависимость максимальной скорости течения жидкого расплава от толщины слоя жидкого материала на торце проволоки:

$$v_m(L) = \frac{S_w}{4} \frac{v_{liq} L}{\int_0^L \int_0^{y(z)} dy dz}. \quad (25)$$

Теперь мы можем переписать (24) следующим образом:

$$\frac{v_w S_w}{2} = 2 \frac{\tau_p(v_m(L_b))}{\eta_{liq}} \int_0^{L_b} \int_0^{y(z)} dy dz. \quad (26)$$

Обозначив в (26) искомую величину толщины жидкой прослойки на торце проволоки  $L_b$  через  $x$ , запишем следующее уравнение для ее определения:

$$2 \frac{\tau_p(v_m(x))}{\eta_{liq}} \int_0^x \int_0^{y(z)} dy dz - \frac{v_m S_w}{2} = 0. \quad (27)$$

Уравнение (27), замыкаемое соотношениями (21) и (25), можно решить одним из численных методов решения нелинейных уравнений [18]. Для этого может быть использован простейший метод дихотомии или итерационный метод Ньютона с учетом, что подынтегральное выражение записано аналитически.

Рассмотрим теперь, каким образом изменение режимов и условий напыления сказывается на размерах жидкой прослойки на торце распыляемой проволоки-анода, сносимой плазменным потоком. Значения скорости и температуры плазмы достаточно резко изменяются в поперечном направлении относительно оси плазменной струи. Соответственно условия вязкого взаимодействия плазмы с расплавом будут существенно зависеть от пространственного положения торца проволоки относительно ядра плазменного потока. Однако зависимость толщины жидкой прослойки от расстояния до оси плазменной струи оказывается немонотонной, что демонстрирует, например, кривые 3 и 4 на рис. 9, б в области 1–2 мм от оси плазменной струи. Связано это с изменениями параметров течения плазмы при различных режимах напыления, а также с зависимостью теплофизических и транспортных свойств плазмы от температуры. Так, при повышении расхода плазмообразующего газа скорость потока возрастает, однако температурный профиль оказывается более сжатым и, следовательно, на периферии

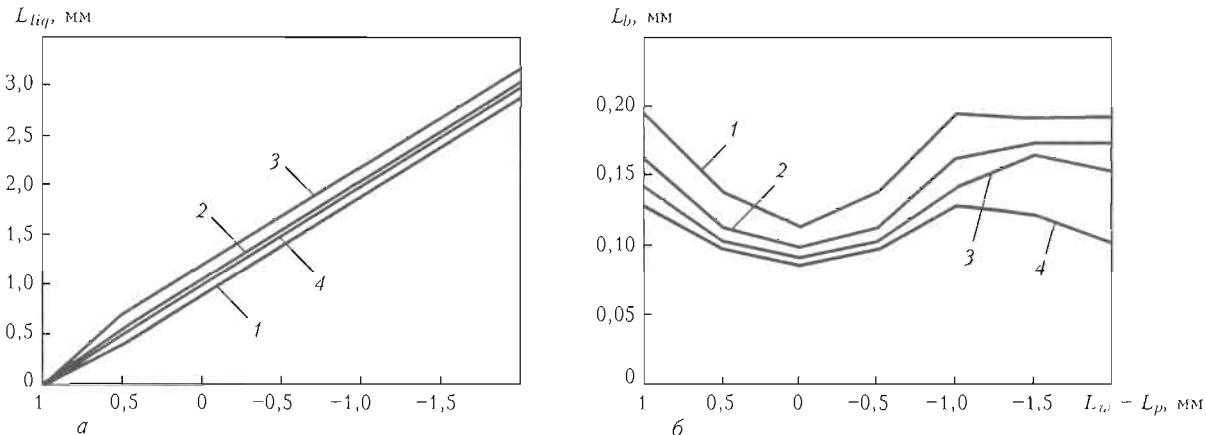


Рис. 9. Зависимость длины расплава (а) и толщины жидкой прослойки (б), удерживаемой на торце проволоки, от смещения проволоки относительно оси плазменной струи на токе 160 (1), 200 (2, 4), 240 (3) А и расходе аргона 1,0 (1-3) и 1,5 (4)  $\text{м}^3/\text{ч}$

потока температура оказывается ниже (см. кривые 2, 4 на рис. 2). В результате при смещении торца распыляемой проволоки относительно оси плазменной струи на 1 мм и больше толщина сносимой жидкой прослойки увеличивается незначительно, а при определенных режимах напыления даже становится ниже своих максимальных значений. Наиболее же существенное изменение размеров удерживаемого на торце проволоки расплава (более чем в 1,5 раза) происходит при изменении положения проволоки в пределах 0–1 мм относительно оси плазменной струи, что можно использовать при управлении процессом отрыва капель и формирования частиц напыляемого материала.

На рис. 9, б показано также влияние режимов работы плазматрона на размеры сносимого плазменным потоком расплава. Так, увеличение тока дуги приводит к возрастанию скорости и температуры плазмы (см. рис. 2), и силы вязкого трения, действующие на жидкий расплав на торце проволоки, возрастают. В результате при высоких значениях тока дуги большая часть образующегося расплава сносится вниз по течению, а толщина жидкой прослойки, удерживаемой на торце проволоки,

уменьшается с 0,11 мм при токе дуги 160 А до 0,09 мм при токе дуги 240 А. Увеличение расхода плазмообразующего газа приводит к возрастанию скорости плазмы, что также сказывается на вязком взаимодействии плазменного потока с обтекаемым расплавом: толщина сносимой жидкой прослойки уменьшается с 0,1 мм при расходе аргона 1,0  $\text{м}^3/\text{ч}$  до 0,086 мм при расходе аргона 1,5  $\text{м}^3/\text{ч}$ .

Влияние диаметра распыляемой проволоки, а также скорости ее подачи в плазменную струю на размеры сносимой жидкой прослойки на торце проволоки показано на рис. 10, б. Полученные результаты являются вполне предсказуемыми. При больших диаметрах распыляемой проволоки, равно как и при увеличении скорости ее подачи, количество материала, расплавляемого в единицу времени, увеличивается. Соответственно увеличивается и толщина сносимой жидкой прослойки на торце проволоки, составляя 0,074 мм при скорости подачи 5 м/мин и 0,13 мм при 15 м/мин (скорость течения жидкого материала проволоки  $v_m$  при этом равна 4 м/с). В то же время, расчет по модели теплового состояния проволоки (11)–(13), (4), (5) показывает, что при рассмотренных нами режимах напыле-

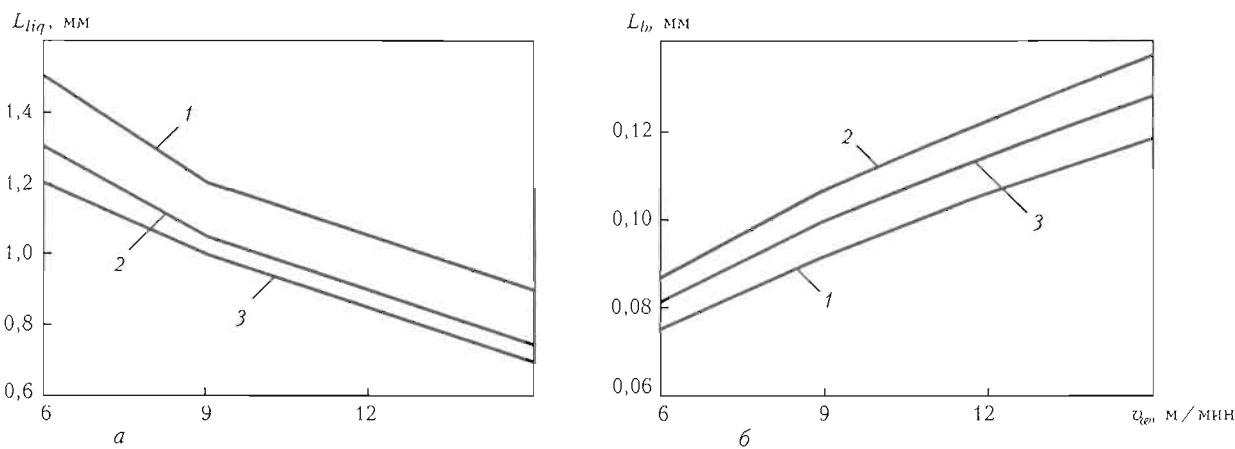


Рис. 10. Зависимость длины расплава (а) и толщины жидкой прослойки, удерживаемой на торце проволоки (б), от скорости подачи проволоки диаметром 1,2 (1), 1,4 (2), 1,6 (3) мм

ния толщина слоя расплавленного материала может изменяться в достаточно широких пределах от 0 до 13 мм (см. рис. 9, а; рис 10, а). Так, в случае, когда проволока отстоит от оси струи на некотором расстоянии (1 мм и больше), находясь тем самым на периферии плазменного потока, теплоты, поступающей в проволоку, недостаточно для достижения температуры плавления проволоки. Напротив, при нахождении проволоки вблизи оси и при ее подаче за ось струи плазменного потока толщина слоя расплавленного материала значительно (в 10–15 раз) превышает размеры сносимой плазменным потоком жидкой прослойки (см. рис. 9, а, б). В этом случае на торце проволоки будет удерживаться количество жидкого металла, определяемое согласно решению уравнения (27), а остальной жидкий металл будет сноситься «языком» (см. 3 на рис. 6), который далее дробится на капли – напыляемые частицы. Очевидно, что объем сносимой жидкой прослойки и общий объем расплавленного материала, перетекающего в струйку жидкого материала проволоки, будут связаны с параметрами формируемых дисперсных частиц, в том числе с их размерами и частотой отрыва с торца проволоки-анода. Однако коначное прогнозирование параметров формируемых дисперсных частиц требует замыкания предложенной модели моделью течения струйки расплавленного материала проволоки и ее диспергирования под действием внутренних и внешних возмущающих факторов.

## Выводы

1. Проанализированы условия взаимодействия электрической дуги и плазменного потока с распыляющей токоведущей проволокой при плазменно-дуговом напылении и предложена математическая модель протекающих при этом физических процессов, позволяющая прогнозировать температурные поля, объем расплавленного металла и размеры жидкой прослойки, удерживаемой на торце проволоки.

2. Одним из эффективных способов управления параметрами дисперсных частиц, формируемыми в условиях плазменно-дугового напыления, в том числе их размерами и частотой отрыва с торца распыляемой проволоки-анода, может являться регу-

лирование условий ее подачи в плазменную струю (скорости подачи и расположения рабочего конца проволоки относительно оси плазмотрона).

3. Для построения полной самосогласованной модели процесса плазменно-дугового проволочного напыления необходима разработка модели течения струйки расплавленного металла и ее дробления на капли, что позволит оценивать размер, начальную температуру и условия ввода в плазменную струю дисперсных частиц, образующихся в результате плавления проволоки.

1. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. – М.: Машгиз, 1951. – 286 с.
2. Sanyal S., Chandra S., Kumar S. et al. An improved model of cored wire injection in steel melts // ISIJ Int. – 2004. – 44, № 7. – P. 1157–1166.
3. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 2007. – 50. – P. 833–846.
4. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt II: The metal // Ibid. – 2007. – 50. – P. 808–820.
5. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. – М.: Машиностроение, 1970. – 335 с.
6. Коробов Ю.С. Оценка сил, действующих на распыляемый материал при электрометаллизации // Автомат. сварка. – 2004. – № 7. – С. 23–27.
7. Агеев В.А., Белащенко В.Е., Фельдман И.Э. и др. Анализ методов управления параметрами напыляемых частиц при дуговой металлизации // Сварочное про-во. – 1989. – № 12. – С. 30–32.
8. Харламов М.Ю., Криоцуп И.В., Коржик В.Н. и др. Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазмотроном с проволокой-анодом // Автомат. сварка. – 2007. – № 12. – С. 14–20.
9. Юдаев Б.Н. Техническая термодинамика. Тсплонередача. – М.: Высш. школа, 1988. – 479 с.
10. Дресвин С.В., Донской А.В., Гольдфарб В.М. и др. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под общ. ред. С.В. Дресвина. – М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.
11. Knight Ch.J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. – 1979. – 17, № 5. – P. 519–523.
12. Nemchinsky V.A. Plasma parameters near a small anode in a high-pressure arc (gas metal arc welding) // J. Phys. D: Appl. Physics. – 1994. – 27. – P. 2515–2521.
13. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная тепло-передача. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
14. Андерсон Д., Таннхилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М.: Мир, 1990. – Т. 1. – 384 с.
15. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 847 с.
16. Волков К.Н. Границные условия на стенке и сеточная зависимость решения в расчетах турбулентных течений на неструктурированных сетках // Вычислите. методы и программирование. – 2006. – 7, № 1. – С. 211–223.
17. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD. – La Canada: DCW Industries Inc., 1994. – 460 р.
18. Калиткин Н.Н. Численные методы: Уч. пособие. – М.: Наука, 1978. – 512 с.

# NUMERICAL MODEL OF ARC BEHAVIOUR IN GMA WELDING

**Schnick M.<sup>1</sup>, Fuessel U.<sup>1</sup>, Hertel M.<sup>1</sup>,**  
**Spille-Kohoff A.<sup>2</sup> and Murphy A.B.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Technische Universität Dresden, Dresden, Germany*

<sup>2</sup>*CFX Berlin Software GmbH, Berlin, Germany*

<sup>3</sup>*CSIRO, Lindfield, Australia*

Current numerical models of gas metal arc (GMA) welding are trying to combine magnetohydrodynamic (MHD) models of the arc and volume of fluid (VoF) models of metal transfer. They neglect vaporization and assume an argon atmosphere for the arc region, as it is common practice for models of gas tungsten arc (TIG) welding. These models predict temperatures above 20,000 K and a temperature distribution similar to TIG arcs. However, current spectroscopic temperature measurements in GMA arcs demonstrate much lower arc temperatures. In contrast to TIG arcs they found a central local minimum of the radial temperature distribution. The paper presents a GMA arc model that considers metal vapour and which is in a very good agreement with experimentally observed temperatures. Furthermore, the model is able to predict the local central minimum in the radial temperature and the radial electric current density distributions for the first time. The axially symmetric model of the welding torch, workpiece, wire and arc (fluid domain) implements MHD as well as turbulent mixing and thermal demixing of metal vapour in argon. The mass fraction of iron vapour obtained from the simulation shows an accumulation in the arc core and another accumulation on the fringes of the arc at 2000–5000 K. The demixing effects lead to very low concentrations of iron between these two regions. Sensitive analyses demonstrate the influence of the transport and radiation properties of metal vapour, and the evaporation rate relative to the wire feed. Finally the model predictions are compared with the measuring results of Zielinska.

GMA welding is a long-established process that is used for joining metals. The arc is established between the workpiece and a continuously-fed wire. On the one hand, the arc flow and attachment at the anode wire have an important influence on the droplet formation and the heat transfer. On the other hand, the droplet geometry, surface temperatures and vaporization affect the fluid flow and the heat transfer inside the arc. A comprehensive understanding of the welding process and a detailed description of the physical effects are necessary to reduce the parameter space required for experiments and to provide direction to the development of welding techniques and equipment. Numerical simulation is a knowledge engineering tool for a better visualisation and understanding of the complex cause and effect chains in arc welding.

The GMA welding models that have been used previously differ in the effects being studied and corresponding models [1]. The main focus of most of them is the prediction of droplet formation. State-of-the-art models include those that use VoF multiphase modelling of a free surface [2]. For the calculation of the electric current density, resistive heating and pinch force in the droplet, VoF-based models either

use heat and electric current flux boundary conditions [3] or are combined with arc model [4–6] that has been developed and tested for TIG arcs. They are based on MHD and assume a single-component fluid of argon in a state of local thermodynamic equilibrium (LTE). In [4–6] the arc attachment at the wire and the workpiece are simplified by using an increased mesh size. Spille-Kohoff [7] neglected the droplet formation but used the unified sheath model of Lowke and Sansonnens [8–10] for modelling the transient behaviour of GMA welding process in argon. All of these arc models predict arc temperature distributions and plasma flows that have been measured at TIG arcs. The peak temperatures of 20,000–23,000 K were calculated direct below the wire. The arc temperature at the centreline of the arc is always higher than 16,000 K, except in the near-electrode regions.

However, spectroscopic plasma temperature measurements contradict the predicted arc temperatures. Metzke [11] analysed a pulsed GMA welding process with a copper wire and argon as the process gas. By using a narrow band-pass filter and spectroscopy he showed high local concentrations of metal vapour during the pulse. The metal vapour is not evenly dist-

ributed. A high concentration occurs for the arc core, while argon dominates in the fringes of the arc. Furthermore spectroscopic measurements of the arc temperatures were done. The radial temperature distribution demonstrates a maximum of 13,000 K, which can be located at the transition region between the metal vapour and argon. In contrast to TIG arcs, a central temperature minimum of 8000 K was observed. Goecke [12] performed spectroscopic investigations at GMA welding of aluminium in argon. He used different spectroscopic methods but he always obtained the same characteristic temperature distribution as in [11]. The recent measurements of Zilinska [13, 14] were done for GMA welding of mild steel in spray transfer mode and confirm the results of [11, 12]. He compared the measured temperatures with the predictions of [4] and suggested the influence of the metal vapour, which was neglected in the model, as the cause of the lower measured temperatures.

The influence of metal vapour on arc behaviour has so far been analysed numerically only for TIG welding. Tashiro [15] modelled a TIG arc in helium considering a fixed fraction of metal vapour. The results predict higher temperatures and arc constriction. The TIG models of Yamamoto [16, 17] and Lago [18] include vaporization at the workpiece surface. They both consider mixing of metal vapour and argon but their simple treatments of diffusion did not allow the effects of demixing [19] to be considered. In this paper, a stationary axially symmetric model is used for numerical investigations of the influence of metal vapour in GMA welding. In the model a flux of metal vapour is defined at the lower side of the wire and the flow and diffusion of metal vapour in the arc is considered. The transient behaviour of droplet formation is neglected initially.

**Arc model.** The commercial simulation software ANSYS CFX is used for a rotationally-symmetric steady-state model of a gas metal arc. An MHD model was used for the implementation of the electromagnetic effects in the fluid and the solids. It is based on

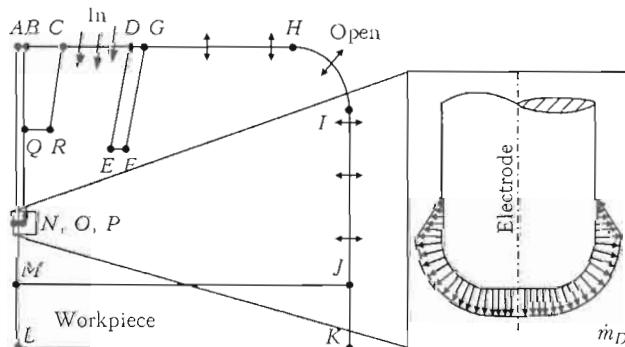


Figure 1. Configuration of model and iron vapour mass source

the conservation equation of electric current and Ohm's law:

$$\vec{J} = -\sigma \operatorname{grad} \Phi \quad (1)$$

and the calculation of the magnetic vector potential

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (2)$$

for the calculation of the magnetic field, the resistive heating and the Lorentz force, which appear in the conservation equations of energy, mass and momentum. The effects of the sheaths are simplified by using a mesh size of 0.1 mm at the electrodes.

The computational domain includes the welding torch, wire, arc (fluid domain) and workpiece. The diameter of the wire is 1.2 mm, and the stick out and the arc length are 5 mm.

The shielding gas flows around the gas nozzle and contact tube. We defined an argon fraction of 100 % at the shielding gas inlet and at the opening. An interface mass source of iron vapour at 3023 K was modelled at the lower side of the wire. The total mass flow of iron vapour corresponds to 0.01, 0.1 or 1 % of the 10 m/min wire feed rate. The configuration of the model and the distribution of the iron vapour mass source are shown in Figure 1.

The plasma is assumed to be in LTE. Density, enthalpy, thermal and electric conductivity and viscosity are calculated as functions of argon mole fraction and temperature, which is equal for heavy particles and electrons (Figure 2). The thermodynamic and transport properties, including the combined diffusion coefficients, were calculated using the Chapman-Enskog method for a temperature range of 300–30,000 K [19]. Radiation is treated using the net emission coefficient (NEC) model with the published data of Menart [20].

An SST turbulence model is used and demixing effects are taken into account. The combined diffusion coefficient model [19, 21] is used to treat diffusion of metal vapour relative to argon. It is based on a conservation equation for the mass fraction  $y_A$  of component A:

$$\frac{\partial(\rho y_A)}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \bar{u} \vec{y}_A + \vec{J}_A) = 0 \quad (3)$$

with the diffusion mass flux  $\vec{J}_A$

$$\vec{J}_A = \frac{n^2}{\rho} \bar{m}_A \bar{m}_B (D_{AB}^x \operatorname{grad} x_B + D_{AB}^p \operatorname{grad} \ln p_{tot} + D_{AB}^E \vec{E}) - D_{AB}^T \operatorname{grad} \ln T, \quad (4)$$

where the terms describe respectively diffusion due to the gradient in the mass fraction of component B,

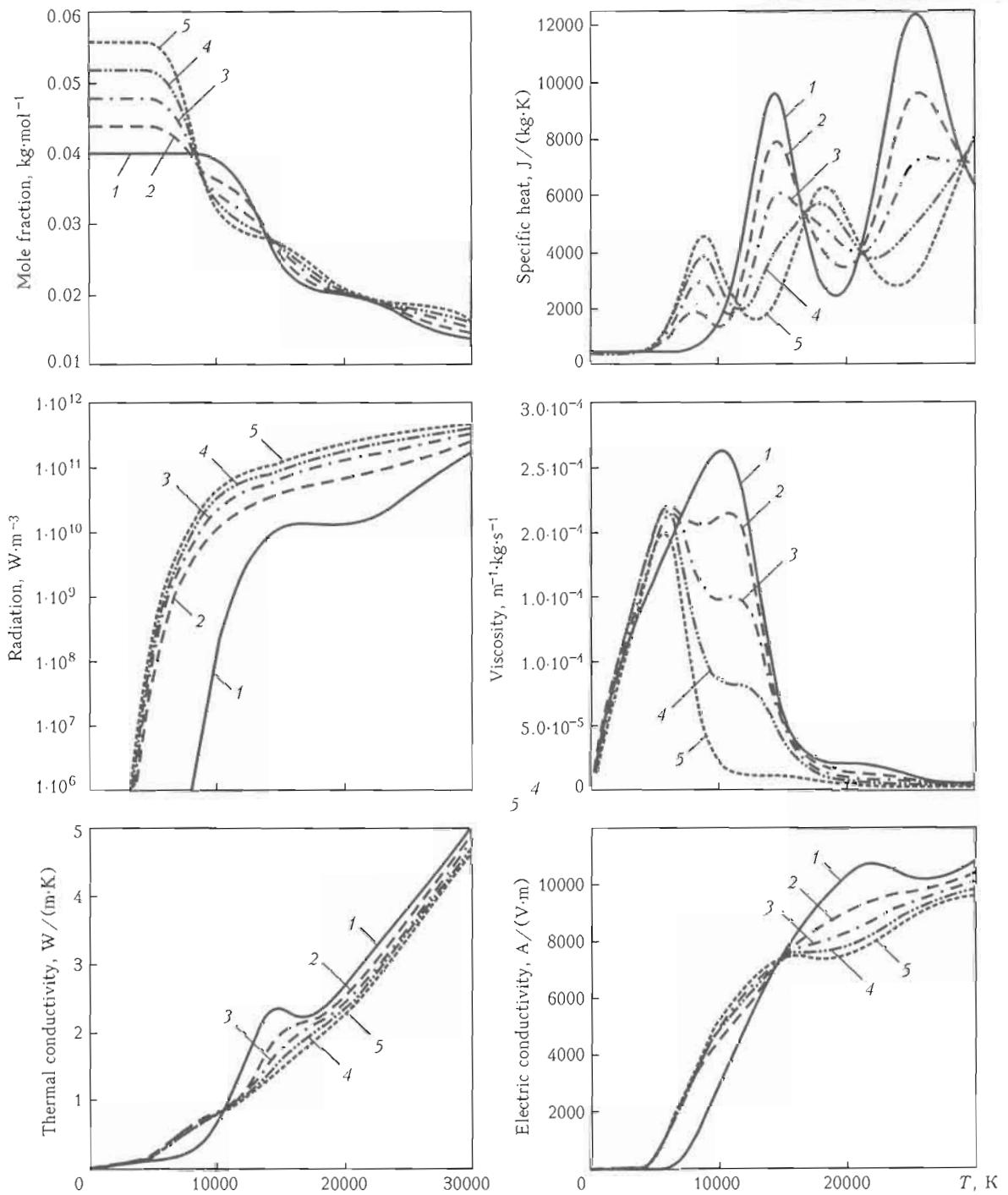


Figure 2. Influence of iron vapour on plasma properties of argon at content of iron, %: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) and 100 (5)

gradient in the total pressure, electric field of the arc, and temperature gradient;  $m_k$  are the average masses of the heavy species in the two components;  $D_{AB}^f$  are combined diffusion coefficients (Figure 3).

**Results.** Figure 4 shows calculated results for a 250 A arc and a vaporization rate of 1 % relative to the wire feed rate. The calculated arc temperatures are in good agreement with experimental data [11–13]. The highest arc temperature of 18,000 K is predicted at the centre line, directly below the wire. Closer to the workpiece, a local minimum in the radial

temperature distribution is predicted at the centre of the arc. At a height of 1.5 mm above the workpiece, the central temperature is 10,000 K whereas the highest temperature of 12,500 K occurs off centre.

The calculated mass fraction of the iron vapour shows an accumulation in the arc core. This arises from the iron vapour boundary source at the tip of the wire. Another accumulation is visible at the arc edge between 2000 and 5000 K. Demixing effects lead to low concentrations of iron vapour between these two accumulations. The calculated mass fraction dis-

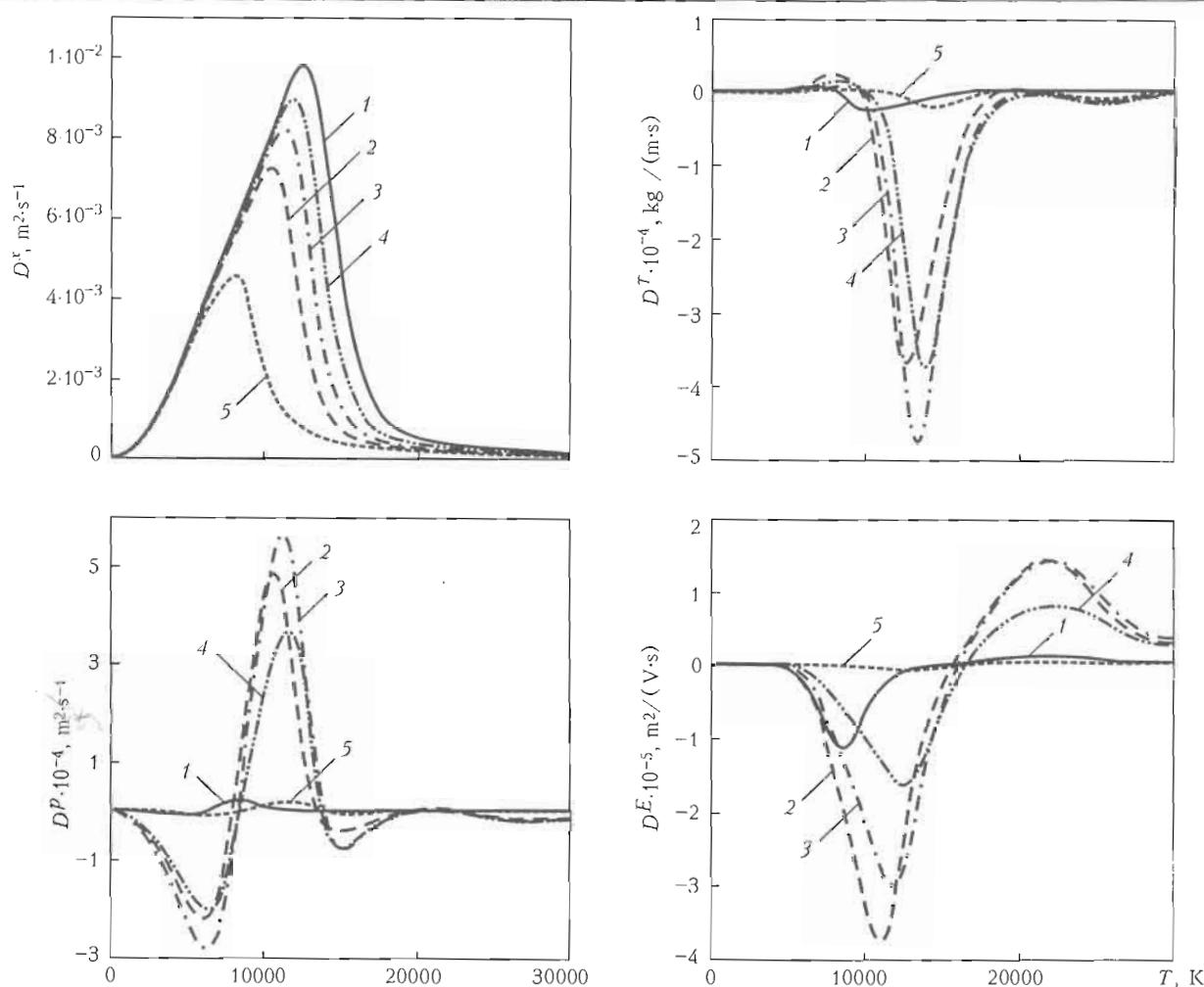


Figure 3. Diffusion coefficients of iron vapour in argon at content of iron, %: 1 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) and 99 (5)

tribution is consistent with the observed sharp optical separation of the arc core, mainly dominated by the metal vapour, and the outer arc regions. Steep gradients are predicted at the border of the arc core. The vapour accumulation in the outer regions is correlated with the well-known (especially for GMA welding with magnesium-aluminium filler) optically-bright

arc fringes. The highest temperatures and current densities occur at the boundary of the arc core.

Analyses of the sensitivity of the four driving forces of diffusion demonstrate that the temperature and the mole fraction gradients are the strongest drivers of demixing. The effects of the electric field and the pressure gradient are very small and could be neglected. In principle, the diffusion leads to an iron vapour flux from regions with higher temperatures to lower temperature regions. The off-centre radial maximum of the temperature leads to iron vapour diffusion fluxes both radially outwards and inwards. However, a calculation without demixing effects demonstrates that the plasma jet is the primary reason for the high iron vapour concentration in the arc core and the low fraction in the arc fringes.

*Influence of vaporization and iron vapour properties.* Different mechanisms have been suggested as responsible for the radial minimum in the temperature distribution. The vapour is about 3000 K at the wire surface, and heat is required to raise its temperature. Further, the electric conductivity and the net radiative emission coefficient of iron vapour are much high-

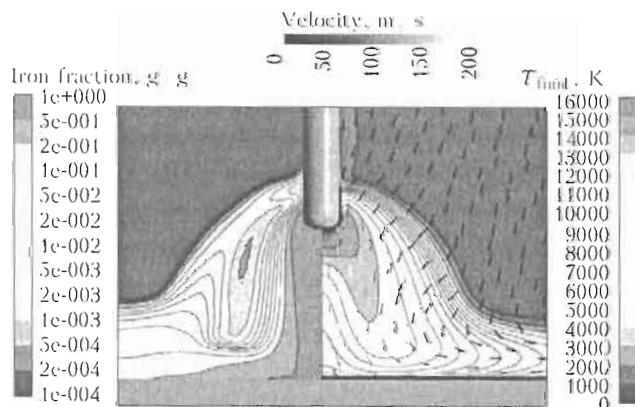


Figure 4. Calculated values of temperature, iron mass fraction and flow (vectors) for 250 A arc with vaporization rate of 1 % relative to the 10 m/min wire feed rate

her than that of argon at the same temperature, especially below 10,000 K. To investigate this, calculations were done with and without vaporization and with a vapour that was assumed to have the properties of argon (Figure 5).

The results make clear that the thermophysical properties of the metal vapour cause the low plasma temperatures at the centre of the arc. Subsequent calculations were done for evaluation of the influence of each physical property of the iron vapour (Figure 6).

The minimum in the radial temperature distribution can only be found if the radiative properties (NEC) of the iron vapour are used. The influence of the electric conductivity is very small and causes just a minor decrease of the electric current density in the arc core. In fact the electrical conductivity of iron vapour is significantly larger than that of argon only at lower temperatures. For temperatures above 15,000 K, that of argon is larger.

The higher density of the iron vapour results in higher specific enthalpy and leads to a wider arc. The

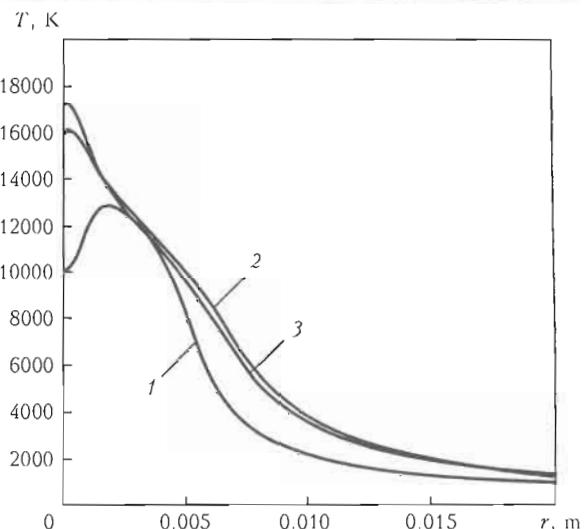


Figure 5. Influence of vaporization and physical properties of iron (1) and argon (2) vapour on the radial temperature distribution at position 1.5 mm above the workpiece (parameters as in Figure 4): 3 — without vaporization

central minimum in the radial temperature distribution is correlated with a minimum in the current density distribution. The highest electric conductivity is located at the edge of the metal-vapour-dominated

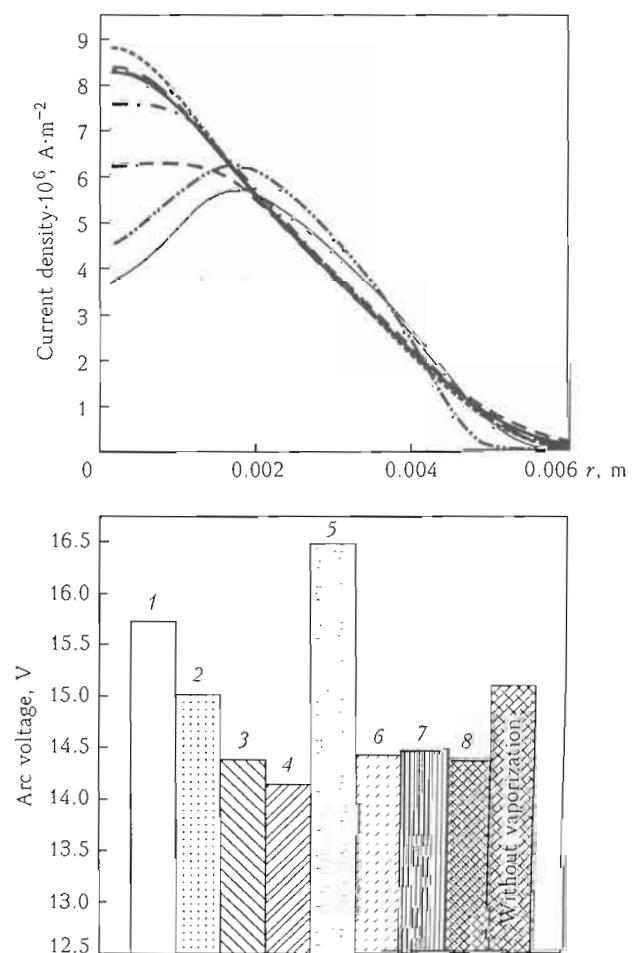
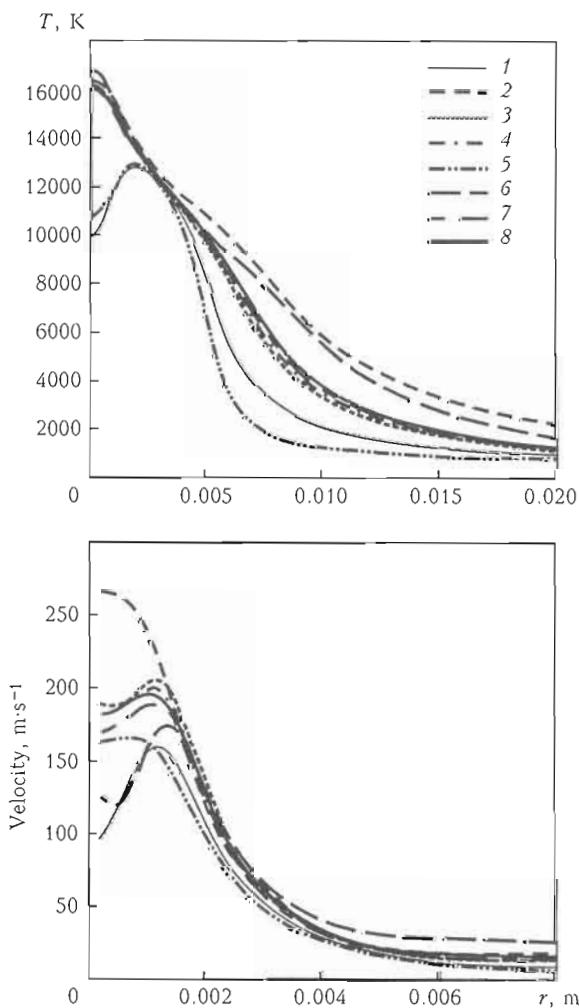
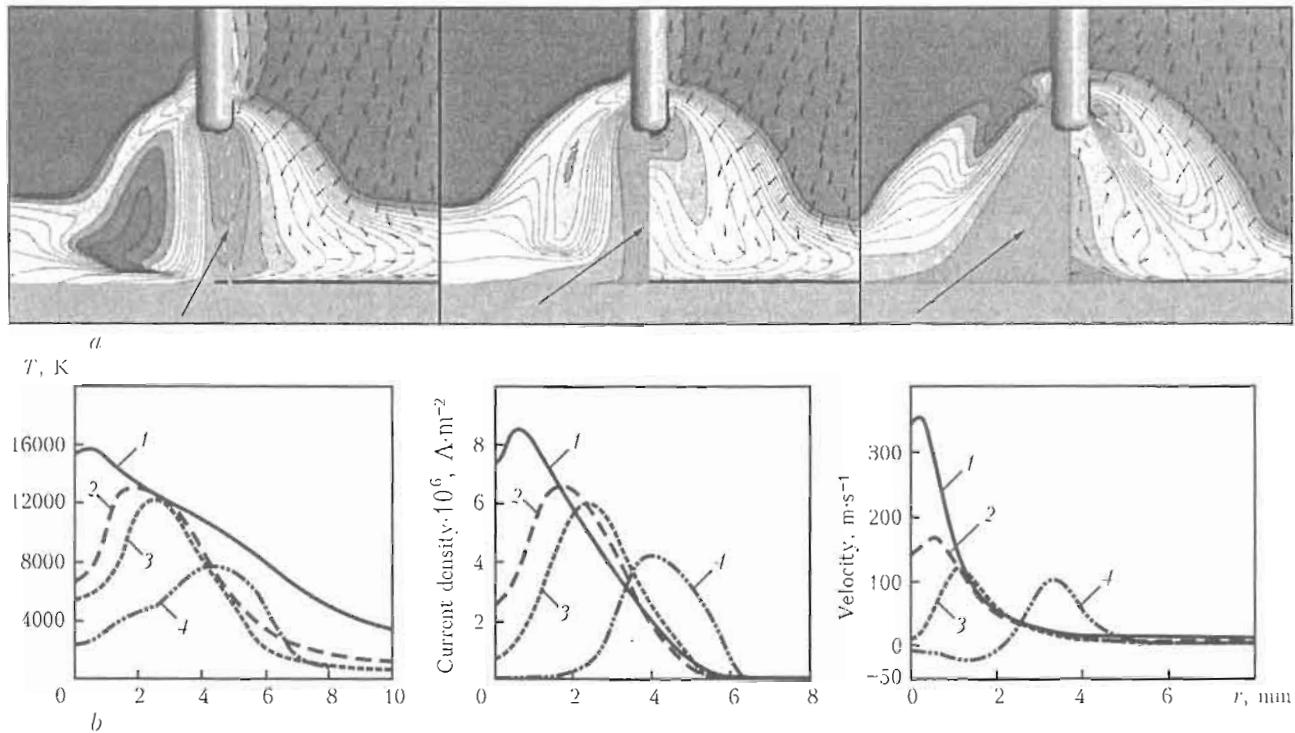


Figure 6. Influence of physical properties of vapour on the radial distributions of temperature, electric current density, axial velocity and arc voltage drop above the workpiece (parameters as in Figure 4): 1 — all properties; 2 — density; 3 — viscosity; 4 — electric conductivity; 5 — radiation; 6 — specific heat; 7 — thermal conductivity; 8 — properties of argon



**Figure 7.** Influence of vaporization rate, relative to wire feed rate of 10 m/min, for 250 A arc using the 1 mm NECs of Menart and Malik: *a* – temperature distribution, flow vectors (right) and metal vapour mass fraction distribution (left) at vaporization rate of 0.1 (left), 1 (middle) and 5 (right) %; *b* – radial distributions of temperature, current density and downward velocity at a position of 1.5 mm above the workpiece at vaporization rate of 0.1 (1), 1 (2), 2 (3) and 5 (4) %

arc core. This has been predicted by Goecke [12], who measured the highest charge density at the intersection of the metal vapour core and the outer argon arc.

High vaporization rates lead to a higher arc voltage. This is mainly caused by the higher radiative losses and the higher specific enthalpy. Further, it seems that the arc attachment at the wire is less constricted because of the vaporization. However, the model does not allow predictions about the attachment mode and charge transfer at the surfaces of the wire and the workpiece.

**Influence of vaporization rate.** The influence of the welding current (100–400 A) on arc temperatures and flow field has been examined previously. GMA welding at current of 400 A in argon is characterized by the spray mode of droplet transfer; this means that the wire melts so that its tip forms a cone of liquid and a large number of small detaching droplets is produced. Observations of a spray mode arc at these parameters show a differently shaped metal vapour distribution in the arc core; the strongly radiating metal vapour region looks more like a cone than a cylinder. Numerical analyses demonstrate that the shape of the metal-vapour-dominated region is mainly affected by the vaporization rate. The calculations presented above were all done for vaporization rates of 1 % of wire feed. However, vaporization rates of 5–10 % were measured for GMA welding of aluminium

alloys, and a rate of 5 % was measured for GMA brazing with copper filler [10].

Figure 7 shows the calculated metal vapour mass fraction, arc temperature and flow vectors of 250 A arcs depending on the vaporization rate relative to a wire feed rate of 10 m/min. For a low vaporization rate of 0.1 %, the model predicts a narrow metal-vapour region as well as a flow field and arc temperatures very similar to those found in TIG arcs. The influence of the metal vapour is almost negligible. Vaporization rates above about 3 % cause a dramatic change in the arc flow field and the metal vapour distribution. As it can be seen in the results for the vaporization rate of 5 %, the region with the metal vapour mass fraction above 0.5 (arrows) becomes conical. A similar conical region of low temperature is formed.

The results indicate that the formation of the conical metal vapour distribution is accompanied by a reversal of the direction of plasma flow in the centre of the arc. In contrast to all previous results, the central plasma flow is directed axially from the workpiece towards the wire.

In the fringes of the arc the direction of flow is radially inward and axially downward. This outer region is characterized by the highest temperatures and high flow velocity. Especially in the upper arc region there are high gradients of the metal vapour

content between the iron vapour and argon plasma regions.

The lower half of Figure 7 shows the radial distributions of temperature, current density and the axial flow velocity 1.5 mm above the workpiece. The radial position of the maximum in temperature and current density shifts radially outwards as the vaporization rate increases. For vaporization rates above about 2 %, the current density in the arc core vanishes because of the low temperature. In such cases, the electric current flows through the high-temperature region between the metal vapour and argon plasma regions. An interesting property of the arc in the case of 5 % vaporization rate is that the velocity at radii less than 2 mm is directed upwards. This behaviour is very unusual; it is generally found, in both measurements and simulations, that the flow velocity is downwards in free-burning arcs such as those used in GTA and GMA welding. Upwards flow can be obtained when the attachment to the lower electrode is forced to be constricted [22]; however the attachment here is diffuse. We attribute the flow reversal to the strong radiative cooling of the central regions of the arc because of the high metal vapour concentration. This decreases the electrical conductivity in this region, so the current is forced to flow at higher radii. The magnetic pinch force then drives the downward plasma flow at these higher radii. Mass continuity then leads to the upward plasma flow in the central regions.

**Comparison with experimental results of Zielinska.** We have mentioned three recent publications containing results of arc temperature distributions in GMA welding. The results of [11, 12] are related to pulsed GMA welding processes and aluminium or copper wires. The measurements of Zielinska et al. [13, 14] are most relevant to the calculations presented here, because they are for spray transfer mode GMA welding, which can be approximated by a steady state calculation, and an iron wire was used. The arc temperature measurements were performed for rather academic welding parameters, with a much longer arc than used industrially. A measured arc temperature distribution was presented for spray transfer mode GMA welding with arc current of 330 A, wire feed rate of 9 m/min and argon as shielding gas. We obtained best agreement with the measured radial temperature distributions using a vaporization rate of 3 % relative to the wire feed rate.

For the purposes of comparison of our numerical predictions with the experimental results of spray transfer mode GMA welding, the idealized wire tip shape and the assumption of a flat workpiece without weld pool depression are not longer suitable. Thus

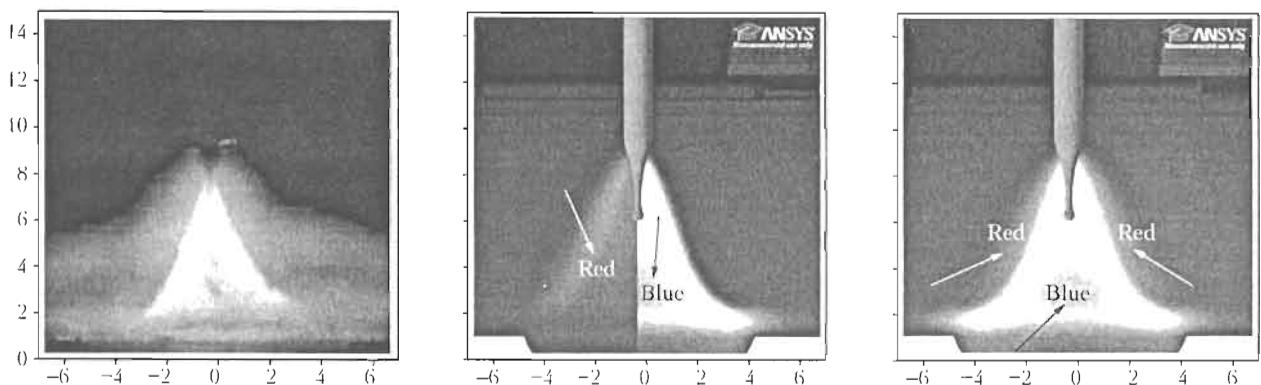
the geometrical boundary conditions of the partially liquid wire were determined using the high-speed video images also presented by Zielinska et al. [14]. The shape of the depressed weld pool can not be extracted from these pictures, because it is obscured by the workpiece. We assumed a weld pool depression with a depth of 2 mm and a diameter of 7 mm. The presence of detached droplets between wire and workpiece was neglected.

To allow a comparison between simulations and high-speed video images, the calculated distribution of net radiative emission for axisymmetric plasma was used to determine the intensity distribution of radiation from the arc, viewed from side on. The axisymmetric calculation gives the local radiation intensity  $\text{rad}(z, r)$ , where  $z$  is the vertical, and  $r$  is the radial position. The side-on view radiation (as recorded by the camera)  $\text{Rad}(z, x)$ , with horizontal distance  $x$  from arc axis, was calculated by an integral of the local radiation intensity over a line of sight perpendicular to axial direction  $z$ , according to

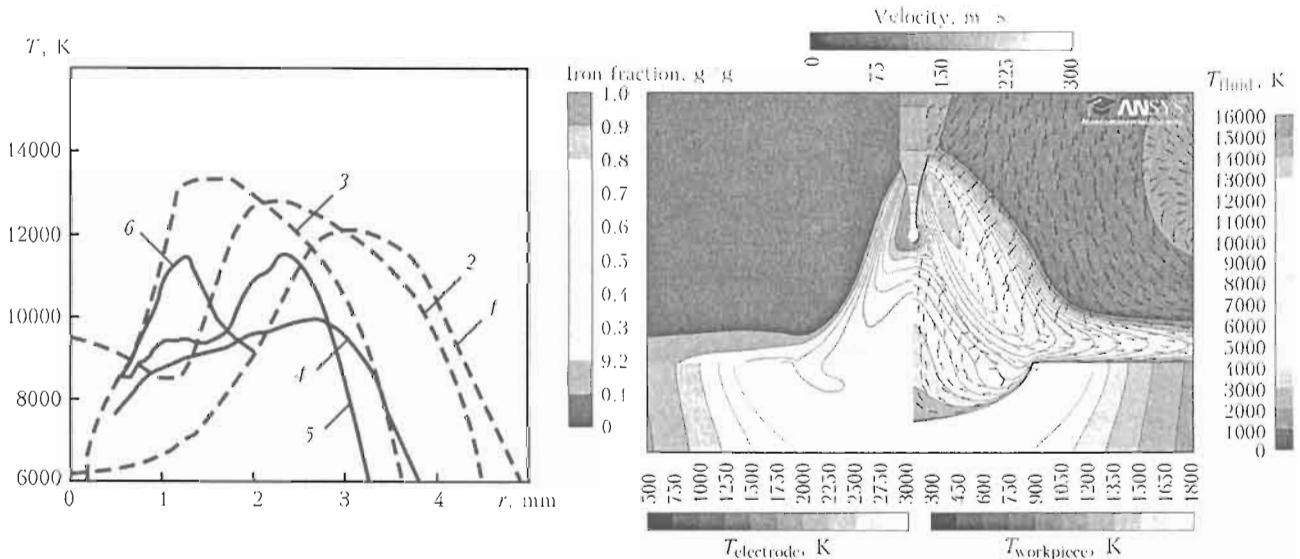
$$\text{Rad}(h, x) = \int \text{rad} \left( h, \frac{x}{\cos \alpha} \right) x \times (1 + \tan^2 \alpha) d\alpha. \quad (5)$$

Here  $\alpha$  is the angle between the axial direction and the radial direction to the integration point on the line of sight.

Figure 8 shows a high-speed video image [14] and the calculated radiation intensity. The radiative contributions of argon and metal vapour were calculated separately; the metal vapour radiation contains mainly lines at wavelengths below 650 nm, and is scaled transparent-to-blue, and the argon radiation contains mainly lines above 650 nm and is scaled transparent-to-red. The results obtained demonstrate good agreement, especially for the shape of the metal vapour radiation. The highest metal vapour and argon radiation intensities were calculated at the edge of the conical arc core. There is a lower-intensity region inside the metal vapour zone of the arc in both measured and calculated figures; this is due to the much lower temperatures in the lower central region of the arc. The predicted extent of the argon radiative emission is much smaller than in the measured image. This is expected, since it has been shown that absorption and re-emission of radiation by the cool gas surrounding argon arcs leads to radiative emission from regions up to 10 mm or more from the arc core [23, 24]. Such radiative transfer effects are of course not taken into account in the NEC approach, and therefore cannot be reproduced by the model.



**Figure 8.** Comparison of high-speed video image (left) with reconstructions of calculated radiation intensity for spray transfer mode GMA welding with arc current of 330 A, separate (middle) and combined (right) argon and iron vapour radiation



**Figure 9.** Comparison between predicted and measured radial temperature distributions at different heights above the workpiece (left), and calculated metal vapour mass fraction, temperature distributions and flow velocity vectors (right) of spray transfer mode GMA welding process for arc current of 330 A: simulation — 3.0 (1), 4.5 (2), 6.0 (3) mm above workpiece; by Zielinska — 4, 5, 6 respectively

The left-hand side of Figure 9 shows a quantitative comparison between the measured and numerically predicted radial temperature distributions at different heights above the workpiece. The distributions of the iron vapour content and temperature as well as the flow velocity vectors are shown on the right-hand side. The numerical predictions are in reasonable agreement with the measurements (note that the temperature scale starts at 6000 K, which exaggerates the discrepancies). In particular, the radial positions at which the maximum temperatures occur agree closely. The discrepancies in temperature are around 2000 K, with the calculated temperatures generally exceeding the measured temperatures, especially in the outer arc regions.

We emphasize that there are many uncertainties inherent in the comparison. In particular, the rate of vaporization of the wire, distribution of the metal vapour source at the edge of the wire, and shape of

the weld pool depression are not known and estimated values are used in the model. Further, we have not taken into account the influence of droplets falling through the arc. Nevertheless, the reasonable agreement between the predictions and the measurements suggests that the most important physical processes are adequately taken into account in the model. In particular, the flow reversal found for high vaporization rates in section above is again present. Our simulations indicate that the conical region of high metal vapour concentration in the arc centre is always associated with the flow reversal. As discussed in section above, this is a consequence of the strong radiative cooling in the central region of the arc, and the consequent effects on the current density and flow distributions. The fact that we are able to predict the observed temperature profile and the radiative emission distribution is evidence that the flow reversal is indeed occurring.

## CONCLUSION

An MHD model of the GMA welding process has been used for numerical studies of the influence of iron vapour on the arc temperature and the current transfer. An iron vapour mass source was defined at the lower side of the wire. The effects of turbulent mixing, and laminar diffusion and demixing, have been taken into account. The model predicts a central minimum in the radial temperature distribution. The calculated temperature distributions are in accordance with measurements.

A high concentration of metal vapour is predicted in the arc core, with a second accumulation in regions with temperatures between 2000 and 5000 K. Between these accumulation regions, the iron mass fraction is very small. The high concentration of iron vapour leads to the decreased temperatures near the arc axis. The main mechanism is the strong radiative emission from the iron vapour. The role of the higher electric conductivity of metal vapour below temperatures of 15,000 K is found to be much smaller than previously suggested.

The rate of vaporization of the wire has a strong influence on the arc temperature and current density distributions, affecting both the maximum and minimum temperatures and the position of the minimum. The model also predicts a significant influence on the arc flow field. For high vaporization rates of 3–5 % or more relative to the wire feed rate, a reversal of the plasma flow direction for the inner arc region was predicted. Downward flow occurs in the outer regions of the arc, and an upward flow occurs in the central regions. Such a flow reversal has not been previously observed in welding arcs. However, it appears to be associated with a change in the shape of metal vapour distribution; the shape of the central region with high-metal vapour concentration was predicted to change from cylindrical at low vaporization rates to conical at high vaporization rates.

While there is no direct measurement of the flow reversal, its existence has been given indirect support through the comparison of our modelling results with the arc temperature measurements and high-speed video images of Zielinska. The images showed a conical metal vapour region, in agreement with the predictions of our model. Further, a good agreement was obtained with the position of the off-centre temperature maximum and reasonable agreement with the temperature values. These results suggest that our simulations are taking into account the main physical

processes, and therefore that the prediction of the inner flow reversal is realistic.

**Acknowledgements.** This work was partially supported by DFG (FK: FU 307/5-1), which is gratefully acknowledged. Many thanks to J.J. Lowke, Prof. M. Tanaka and D. Uhrland for the discussions of these results.

1. Radaj, D. (1999) *Schweissprozesssimulation: Grundlagen und Anwendung*. Düsseldorf: Verlag für Schweißen und verwandte Verfahren DVS.
2. Hirt, C., Nichols, B. (1981) Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Physics*, **39**.
3. Wang, Y., Shi, Q., Tsai, H.L. (2001) Modeling of the effects of surface-active elements on flow patterns and weld penetration. *Metallurg. Transact. B*, **32**, 145–161.
4. Haidar, J. (1998) An analysis of the formation of metal droplets in arc welding. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **31**, 1233–1244.
5. Hu, J., Tsai, H.L. (2007) Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **50**, 833–846.
6. Hu, J., Tsai, H.L. (2007) Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt II: The metal. *Ibid.*, **50**, 808–820.
7. Spille-Kohoff, A. (2005) Numerische Simulation des ChopArc. In: *Schweissprozesse final research report: ChopArc*. Fraunhofer IRB Verlag.
8. Lowke, J.J., Morrow, R., Haidar, J. (1997) A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **30**, 2033–2042.
9. Sansonnens, L., Haidar, J., Lowke, J.J. (2000) Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *Ibid.*, **33**, 148–157.
10. Lowke, J.J., Tanaka, M. (2006) LTE-diffusion approximation for arc calculations. *Ibid.*, **39**, 11–24.
11. Metzke, E., Schuopp, H. (2005) Spektralanalyse Metall-Lichtbogenplasma. In: *Abschlussbericht Choparc*. Fraunhofer IRB Verlag.
12. Goecke, S.F. (2004) *Auswirkungen von Aktivgaszumischungen im vpm-Bereich zu Argon auf das MIG-Impulsschweißen von Aluminium*. PhD thesis. Berlin: TU.
13. Briand, F. et al. (2008) Experimental investigations of the arc in MIG–MAG welding. *IIW Doc. 212-1123-08*.
14. Zielinska, S., Musiol, K., Dzierzega, K. et al. (2008) *Plasma Sources Sci. Technol.*, **16**, 832–838.
15. Tashiro, S., Tanaka, M., Nakata, K. et al. (2007) Plasma properties of helium gas tungsten arc with metal vapour. *Sci. and Technol. of Welding and Joining*, **12**, 202–207.
16. Yamamoto, K., Tanaka, M., Tashiro, S. et al. (2008) Numerical simulation of diffusion of multiple metal vapors in a TIG arc plasma for welding of stainless steel. *IIW Doc. 212-1121-08*.
17. Yamamoto, K., Tanaka, M., Tashiro, S. et al. (2008) Metal vapour behaviour in thermal plasma of gas tungsten arcs during welding. *Sci. and Technol. of Welding and Joining*, **13**, 566–572.
18. Lago, F., Gonzalez, J.J., Gleizes, A. (2003) A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode. Pt I: The two dimensional model. *J. Phys. D: Appl. Physics*, **37**, 883–897.
19. Murphy, A.B. (2001) Thermal plasmas in gas mixtures (Top. review). *Ibid.*, **34**, 151–173.
20. Menart, J., Malik, S. (2002) Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas. *Ibid.*, **35**, 867–874.
21. Murphy, A.B. (1996) A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas. *Ibid.*, **29**, 1922–1932.
22. Heberlein, J., Mentel, J., Pfender, E. (2010) The anode region of electric arcs: a survey. *Ibid.*, **43**.
23. Farmer, A.J.D., Haddad, G.N. (1988) Rayleigh scattering measurements in a free-burning argon arc. *Ibid.*, **21**, 426–431.
24. Murphy, A.B., Farmer, A.J.D., Haidar, J. (1992) Laser-scattering measurements of temperature profiles of a free-burning arc. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 1304–1306.

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Алексеенко Т.А. 101  
Аснис Е.А. 16  
Ахонин С.В. 20
- Батранин А.В. 23  
Белоус В.Ю. 20  
Бердникова Е.Н. 101, 105, 111  
Березин И.В. 126  
Бут В.С. 177  
Бушма А.И. 26
- Валевич М.Л. 111
- Головко В.В. 30  
Grden M. 33  
Григоренко Г.М. 77, 105  
Гурин А.М. 38
- Демченко В.Ф. 61, 89, 183, 193  
Демьянов А.И. 222  
Дзюбак Л.И. 121
- Ерофеев В.А. 210  
Жуков В.В. 77, 126
- Забиров А. 183  
Зайцев А.В. 45
- Ivanov S. 115
- Karkhin V.A. 56, 115  
Клочков И.Н. 126  
Ковалев О.Б. 38, 45, 70  
Ковалева И.О. 70  
Коваленко Д.В. 61, 65  
Коваленко И.В. 61, 65  
Козлитина С.С. 121  
Колисниченко О.В. 111  
Коржик В.Н. 222  
Королева Т.В. 126  
Костин В.А. 77  
Кравец В.П. 121, 151  
Кректулева Р.А. 23, 85  
Кривцун И.В. 61, 89, 183, 193, 222  
Крикент И.В. 89  
Кушнарева О.С. 111
- Лесной А.Б. 16, 126  
Лысенко А.Б. 97
- Маркашова Л.И. 101, 105, 111
- Martikainen J. 115  
Махненко В.И. 7, 121, 126, 134, 144  
Махненко О.В. 134, 151  
Медовар Л.Б. 126  
Миленин А.С. 134, 161  
Мокров О. 183  
Мужиченко А.Ф. 20, 166  
Mundt J. 33, 171  
Murphy A.B. 233
- Олейник О.И. 177
- Павляк Д.А. 65, 216  
Петров С.В. 222  
Pittner A. 56  
Полещук М.А. 166  
Полищко А.А. 126
- Райсген У. 183  
Rethmeier M. 56  
Романова И.Ю. 144
- Савинская Н.А. 97  
Саенко В.Я. 126  
Sakkiettibutra J. 171  
Семенов А.П. 89, 183  
Semenov I.L. 193  
Сидорец В.Н. 26  
Советченко Е.Ф. 23, 85  
Spille-Kohoff A. 233  
Страхова Е.А. 210  
Судник В.А. 65, 204, 210, 216
- Тараборкин Л.А. 30  
Туник А.Ю. 126  
Тюрин Ю.Н. 111
- Vollertsen F. 33, 171  
Fuessel U. 233
- Харламов М.Ю. 222  
Hertel M. 233  
Hiltunen E. 115
- Черепанов О.И. 85
- Schwenk C. 56  
Щевцов В.Л. 166  
Schnick M. 233
- Якунин Е.А. 97

## NAME INDEX

- A**khonin S.V. 20  
Alekseenko T.A. 101  
Asnis E.A. 16  
**B**atranin A.V. 23  
Belous V.Yu. 20  
Berdnikova E.N. 101, 105, 111  
Berezin I.V. 126  
Bushma A.I. 26  
But V.S. 177  
**C**herepanov O.I. 85  
**D**emchenko V.F. 61, 89, 183, 193  
Demyanov A.I. 222  
Dzyubak L.I. 121  
**E**rofeev V.A. 210  
**F**uessel U. 233  
**G**olovko V.V. 30  
Grden M. 33  
Grigorenko G.M. 77, 105  
Gurin A.M. 38  
**H**aessler M. 233  
Hertel M. 233  
Hiltunen E. 115  
**I**vanov S. 115  
**K**arkhin V.A. 56, 115  
Kharlamov M.Yu. 222  
Klochkov I.N. 126  
Kolisnichenko O.V. 111  
Korolyova T.V. 126  
Korzhik V.N. 222  
Kostin V.A. 77  
Kovalenko D.V. 61, 65  
Kovalenko I.V. 61, 65  
Kovalev O.B. 38, 45, 70  
Kovaleva I.O. 70  
Kozlitina S.S. 121  
Kravets V.P. 121, 151  
Krekuleva R.A. 23, 85  
Krikent I.V. 89  
Krivtsun I.V. 61, 89, 183, 193, 222  
Kushnaryova O.S. 111  
**L**esnoi A.B. 16 126  
Lysenko A.B. 97  
**M**akhnenko O.V. 134, 151  
Makhnenko V.I. 7, 121, 126, 134, 144  
Markashova L.I. 101, 105, 111  
Martikainen J. 115  
Medovar L.B. 126  
Milenin A.S. 134, 161  
Mironenko A.N. 77  
Mokrov O. 183  
Mundt J. 33, 171  
Murphy A.B. 233  
Muzhichenko A.F. 20, 166  
**O**leinik O.I. 177  
**P**avlyak D.A. 65, 216  
Petrov S.V. 222  
Pittner A. 56  
Poleshchuk M.A. 166  
Polishko A.A. 126  
**R**eisgen U. 183  
Rethmeier M. 56  
Romanova I.Yu. 144  
**S**aenko V.Ya. 126  
Sakkiettibutra J. 171  
Savinskaya N.A. 97  
Schnick M. 233  
Schwenk C. 56  
Semenov A.P. 89, 183  
Semenov I.L. 193  
Shevtsov V.L. 166  
Sovetchenko B.F. 23, 85  
Spille-Kohoff A. 233  
Strakhova E.A. 210  
Sudnik V.A. 65, 204, 210, 216  
Sydorets V.N. 26  
**T**araborkin L.A. 30  
Taranova T.G. 77  
Tunik A.Yu. 126  
Tyurin Yu.N. 111  
**V**alevich M.L. 111  
Vollertsen F. 33, 171  
**Y**akunin E.A. 97  
**Z**abirov A. 183  
Zaitsev A.V. 45  
Zhukov V.V. 77, 126