

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

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

Сборник трудов Шестой международной конференции
29 мая–1 июня 2012 г., пос. Кацивели, Большая Ялта, Крым, Украина

Proceedings of Sixth International Conference
29 May–1 June, 2012, vil. Katsiveli, Big Yalta, Crimea, Ukraine

Под редакцией профессора В.И. Махненко

Edited by Prof. V.I. Makhnenko



ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины
Киев 2012

E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine
Kiev 2012

Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах: Сб. докл. Шестой межд. конф. / Под редакцией профессора В.И. Махненко. — Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2012. — 166 стр.

В сборнике представлены доклады Шестой 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.

Доклады представлены в авторской редакции

Издательский проект *А.Т. Зельниченко*

Компьютерная верстка *Т.Ю. Снегиревой, А.И. Сулимы*

Перевод *Е.С. Курочко*

Дизайн обложки *Д.И. Середы*

Свидетельство серия ДК, № 3497 от 4 июня 2009 г.

© Международная ассоциация «Сварка», 2012

Подписано в печать 01.11.2012. Формат 60×84/8. Бум. офс. Офс. печ. Гарн. Укр. петер. Усл. печ. л. 13,6. Усл. кр.-отт. 8,8. Уч.-изд. л. 8,6.

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>Ахонин С.В., Белоус В.Ю., Мужиченко А.Ф., Селин Р.В.</i> Исследование влияния термического цикла сварки на структурные превращения в зоне термического влияния титанового сплава ВТ23 методами математического моделирования	13
<i>Борисов Ю.С., Демченко В.Ф., Лесной А.Б., Хаскин В.Ю., Шуба И.В.</i> Численное моделирование теплообмена и гидродинамики при лазерно-плазменной обработке металлических материалов	16
<i>Васильев А.А., Ерофеев В.А., Судник В.А.</i> Анализ явлений испарения и конденсации металла при лучевых способах сварки	21
<i>Volpp J., Gatzen M., Vollertsen F.</i> Simplified analytical modeling of dynamic behavior of the keyhole for different spatial laser intensity distributions during laser deep penetration welding	27
<i>Костин В.А., Григоренко Г.М., Крупеник А.М.</i> Особенности моделирования структурных превращений в сварных швах высокопрочных сталей	31
<i>Маркашова Л.И., Кушнарёва О.С.</i> Структура и эксплуатационные свойства сварных соединений сложнолегированных Al-Li сплавов	36
<i>Маркашова Л.И., Позняков В.Д., Бердникова Е.Н., Алексеенко Т.А.</i> Структурная оценка эксплуатационных свойств сварных соединений высокопрочных сталей в условиях ремонтно-восстановительных работ	40
<i>Маркашова Л.И., Позняков В.Д., Бердникова Е.Н., Гайворонский А.А.</i> Структурно-аналитическая оценка прочности и трещиностойкости при восстановительном ремонте поверхностей железнодорожных колес	44
<i>Маркашова Л.И., Тюрин Ю.Н., Колисниченко О.В., Валевиц М.Л., Богачёв Д.Г.</i> Аналитическая оценка вклада структурных параметров в изменение механических свойств быстрорежущей стали после импульсно-плазменной поверхностной обработки	49
<i>Махненко В.И., Великоиваненко Е.А., Миленин А.С., Розынка Г.Ф., Пивторак Н.И.</i> Взаимодействие дефектов несплошности материала в сварных соединениях	54
<i>Махненко В.И., Великоиваненко Е.А., Розынка Г.Ф., Пивторак Н.И.</i> Математические модели вязкого разрушения сварных соединений на основе механизма порообразования	58
<i>Махненко В.И., Медовар Л.Б., Козлитина С.С., Дзюбак Л.И.</i> Математическое моделирование непрерывного процесса получения разнородных по высоте стальных слитков методом ЭШП с жидким присадочным материалом	64
<i>Махненко В.И., Медовар Л.Б., Саенко В.Я., Полишко А.А., Федоровский Б.Б., Григоренко С.Г., Зайцев В.А.</i> Моделирование процесса ЭШН ЖМ при изготовлении крупных полых слитков	70
<i>Makhnenko V.I., Milenin A.S.</i> On the issue of the safety guarantee at the in-service repair of main pipelines	74
<i>Махненко О.В.</i> Расчетное сопоставление гипотез образования дефекта несплошности материала в зоне сварного соединения № 111-2 на парогенераторах 3-его блока Ривненской АЭС	78
<i>Махненко О.В., Мирзов И.В.</i> Исследование напряженно-деформированного состояния внутрикорпусных устройств на примере выгородки реактора ВВЭР-1000	86
<i>Махненко О.В., Мужиченко А.Ф., Прудкий И.И.</i> Анализ напряженно-деформированного состояния сварных стрингерных панелей из титанового сплава ВТ-20 на основе математического моделирования	90

<i>Махненко О.В., Пустовой А.Д.</i> Математическое моделирование при разработке сварного варианта боковой рамы тележки грузового железнодорожного вагона	97
<i>Миленин А.С.</i> Основные аспекты планирования ремонта магистральных трубопроводов под давлением на основе результатов внутритрубной диагностики	102
<i>Міленін О.С.</i> Чисельна оцінка працездатності дефектних ділянок магистральних трубопроводів, відремонтованих під тиском	112
<i>Сапрыкина Г.Ю.</i> Совершенствование системы ArcWeldSys для сварки конструкционных сталей	117
<i>Семенов И.Л., Кривцун И.В., Зельниченко А.Т.</i> Исследование процессов испарения бинарных сплавов в условиях дуговой сварки	123
<i>Semenov A., Krivtsun I., Demchenko V.</i> Calculation of distributed characteristics of electric and magnetic fields in «electrode wire–welding arc» system	128
<i>Сидорец В.Н., Бушма А.И., Жерносеков А.М.</i> Взаимодействие бифуркаций в модели электрической цепи с лазерно-дуговым разрядом	133
<i>Сидорец В.Н., Кункин Д.Д., Абдулах В.М., Москович Г.Н.</i> Применение метода гармонического баланса при анализе высших гармоник тока электрической сварочной дуги	137
<i>Сурин А.П., Зайцев А.А.</i> Система рационального плавления металлов электрической дугой	141
<i>Tomashchuk I., Sallamand P., Jouvard J.-M.</i> Progress in numerical modeling of melted zone formed between dissimilar metallic materials	144
<i>Харламов М.Ю., Кривцун И.В., Коржик В.Н.</i> Численное моделирование движения, нагрева и дробления частиц, формирующихся при диспергировании проволоки в условиях плазменно-дугового напыления	147
<i>Цвелев Р.В., Слѣзкин Д.В., Судник В.А., Ерофеев В.А., Масленников А.В.</i> Физико-математическое моделирование процесса дуговой сварки под флюсом	156
<i>Именной указатель</i>	165

CONTENTS

<i>Makhnenko V.I.</i> Perspectives of Development of Mathematical Modeling and Information Technologies in Welding and Related Processes	7
<i>Akhonin S.V., Belous V.Yu., Muzhichenko A.F., Selin R.V.</i> Investigation of Influence of Welding Cycle on Structural Transformations in Heat Affected Zone of Titanium Alloy VT23 Using Mathematical Modeling Methods	13
<i>Borisov Yu.S., Demchenko V.F., Lesnoy A.B., Khaskin V.Yu., Shuba I.V.</i> Numeric Modelling of Heat and Hydrodynamic Processes in Laser-Plasma Treatment of Metal Surface	16
<i>Vasiliev A.A., Erofeev V.A., Sudnik V.A.</i> Modelling of Phenomena of Vapor Evaporation and Condensation in the Channel Using Beam Welding Methods	21
<i>Volpp J., Gatzen M., Vollertsen F.</i> Analytical Modelling of the Dynamic Behavior of the Keyhole for Different Laser Intensity Distributions During Laser Deep Penetration Welding	27
<i>Kostin V.A., Grigorenko G.M., Krupenik A.M.</i> Peculiarities of Modelling of Structural Transformations in Welds from High-Strength Steels	31
<i>Markashova L.I., Kushnareva O.S.</i> Structure and Service Properties of Welded Joints from Complexly Alloyed Al-Li Alloys	36
<i>Markashova L.I., Poznaykov V.D., Alekseenko T.A., Berdnikova E.N.</i> Structural Evaluation of Service Properties of Welded Joints from High-Strength Steels under Conditions of Repair-and-Renewal Operations	40
<i>Markashova L.I., Poznaykov V.D., Berdnikova E.N., Gayvoronskiy A.A.</i> Structural-and-Analytical Evaluation of Strength and Crack Resistance of the Surfaces of Railway Wheels under Repair	44
<i>Markashova L.I., Tyurin Yu.N., Kolisnichenko O.V., Valevich M.L., Bogachev D.G.</i> Analytical Evaluation of Contribution of Structural Parameters in Change of Mechanical Properties of the Tool from Quick-Cutting Steels in Pulse-Plasma Surface Processing	49
<i>Makhnenko V.I., Velikoivanenko E.A., Milenin A.S., Rozyinka G.F., Pivtorak N.I.</i> Interaction of Discontinuity Flaws in Welded Joints	54
<i>Makhnenko V.I., Velikoivanenko E.A., Rozyinka G.F., Pivtorak N.I.</i> Mathematical Models of Welded Joint Ductile Fracture Based on Pore-Formation Mechanism	58
<i>Makhnenko V.I., Medovar L.B., Kozlitina S.S., Dzyubak L.I.</i> Mathematical Modelling of Continuous Process of Obtaining of Various in Height Steel Ingots Using ESR method with Liquid Filler Metal	64
<i>Makhnenko V.I., Medovar L.B., Saenko V.Ya., Polishko A.A., Fedorovskii B.B., Grigorenko S.G., Zaitsev V.A.</i> Modelling of Process of Manufacture of Large Hollow Ingots with the Help of Build-up Using ESS LM Method	70
<i>Makhnenko V.I., Milenin A.S.</i> On the Issue of the Safety Guarantee at the in-Service Repair of Main Pipelines	74
<i>Makhnenko O.V.</i> Calculation Comparison of Hypotheses of Formation of Discontinuity Flaw Defect in the Zone of No. 111-2 Welded Joint at Steam Generators of the Third Block of Rovenskaya NPP	78
<i>Makhnenko O.V., Mirzov I.V.</i> Investigation of Stress-Strain State of Internals on Example of VVER-1000 Reactor Enclosure	86
<i>Makhnenko O.V., Muzhichenko V.F., Prudkiy I.I.</i> Analysis of Stress-Strain State of Welded Stringer Panels from Titanium Alloy VT-20 Based on Mathematical Modelling	90

<i>Makhnenko O.V., Pustovoy A.D.</i> Mathematical Modeling in Development of Welded Variant for Side Frame of Track of Freight Car	97
<i>Milenin A.S.</i> Basic Aspects for Planning of Repair of Under Pressure Main Pipelines Based on Results of In-Tube Diagnostics	102
<i>Milenin A.S.</i> Numerical Evaluation of Serviceability of Defective Sections of Main Pipelines being Repaired under Pressure	112
<i>Saprykina G.Yu.</i> Improvement of ArcWeldSys System for Welding of Structural Steels	117
<i>Semenov I.L., Krivtsun I.V., Zelnichenko A.T.</i> Investigation of Processes of Binary Alloy Evaporation in Arc Welding	123
<i>Semenov A., Krivtsun I., Demchenko V.</i> Calculation of Distributed Characteristics of Electric and Magnetic Fields in «Electrode Wire–Welding Arc» System	128
<i>Sidorets V.N., Bushma A.I., Zhernosekov A.M.</i> Interaction of Bifurcations in Electric Circuit Model with Laser-Arc Discharge	133
<i>Sidorets V.N., Kunkin D.D., Abdulakh V.M., Moskovich G.N.</i> Application of Harmonic Balance Method in Analysis of Higher Harmonics of Welding Arc Current	137
<i>Surin A.P., Zaytsev A.A.</i> System for Efficient Melting of Metal Alloys using Electric Arc	141
<i>Tomashchuk I., Sallamand P., Jouvard J.-M.</i> The Progress in Numerical Modeling of Melted Zone Formed Between Dissimilar Metallic Materials	144
<i>Kharlamov M.Yu., Krivtsun I.V., Korzhik V.N.</i> Numerical Modelling of Movement and Heating of Particles Formed in Wire Dispersion under Conditions of Plasma-Arc Spraying	147
<i>Tsvelev R.V., Slezkin D.V., Sudnik V.A., Erofeev V.A., Maslennikov A.V.</i> Physical-Mathematical Modelling of Submerged Arc Welding Process	156
<i>Name Index</i>	165

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

В.И. Махненко

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

В статье отмечается тенденция к более широкому использованию коммерческих систем компьютерных программ при моделировании характерных физических процессов при сварке и родственных технологиях, но для отдельных актуальных задач все же разрабатывается соответствующее проблемно-ориентированное математическое обеспечение. Традиционные темы математического моделирования и информационных технологий, разделены на ряд основных направлений и в конспективной форме отмечены перспективы их развития для сварки и родственных процессов.

Несомненно, что экономический кризис последних лет в определенной степени сказывается на развитии научных исследований в различных областях знаний, включая сварку и родственные технологии. Снизился объем инвестиций в разработку новых конструкций и технологию их изготовления, что автоматически снизило промышленные заказы на решение новых проблемных научно-технических вопросов в области сварки и родственных технологий, однако при этом возрос интерес к использованию методов математического моделирования и современных информационных технологий в экспертизах сварных конструкций длительного срока эксплуатации с целью получения соответствующих оценок по безопасности их эксплуатации и экономии материальных средств за счет продления проектных сроков эксплуатации (рис. 1).

Следует отметить, что такое применение методов математического моделирования и современных информационных технологий имеет целый ряд особенностей по сравнению со стандартными плановыми экспертизами для таких конструкций. Это нестандартность обстоятельств и условий, формулируемых для конкретных конструкций при такой экспертизе, ограниченность времени на получение адекватных результатов, только частичное соответствие архивного физического материала для проведения экспериментальных исследований, необходимость восстанавливать последствия технологических операций (остаточные сварочные напряжения, свойства зоны термического влияния после соответствующего срока эксплуатации в конкретных условиях и т. п.) на сопротивляемость различ-

ных участков сварной конструкции соответствующему нагружению.

Характерно, что поскольку экспертизе предшествует соответствующая техническая диагностика данной сварной конструкции, то естественно содержание технической диагностики тесно увязывать с алгоритмами прогнозных оценок экспертизы, составляя, по возможности, необходимую информацию, связанную с расчетными моделями, на основе которых строятся прогнозные оценки относительно сроков безопасной эксплуатации (остаточного ресурса) данной конструкции. Такая увязка технической диагностики с алгоритмами экспертизы способ-

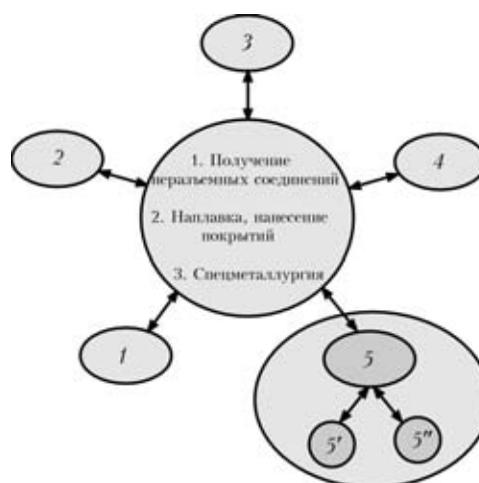


Рис. 1. Комплексные подходы, связанные с рассмотрением сочетания различных физических процессов, способствуют получению эффективных результатов: 1 – автоматизация и роботизация процессов; 2 – средства защиты от окружающей среды; 3 – средства активации поверхности (соединения); 4 – технологическая прочность (свариваемость); 5 – эксплуатационная прочность (надежность) конструкции; 5' – проектирование новой конструкции; 5'' – экспертиза сварных конструкций длительного срока эксплуатации

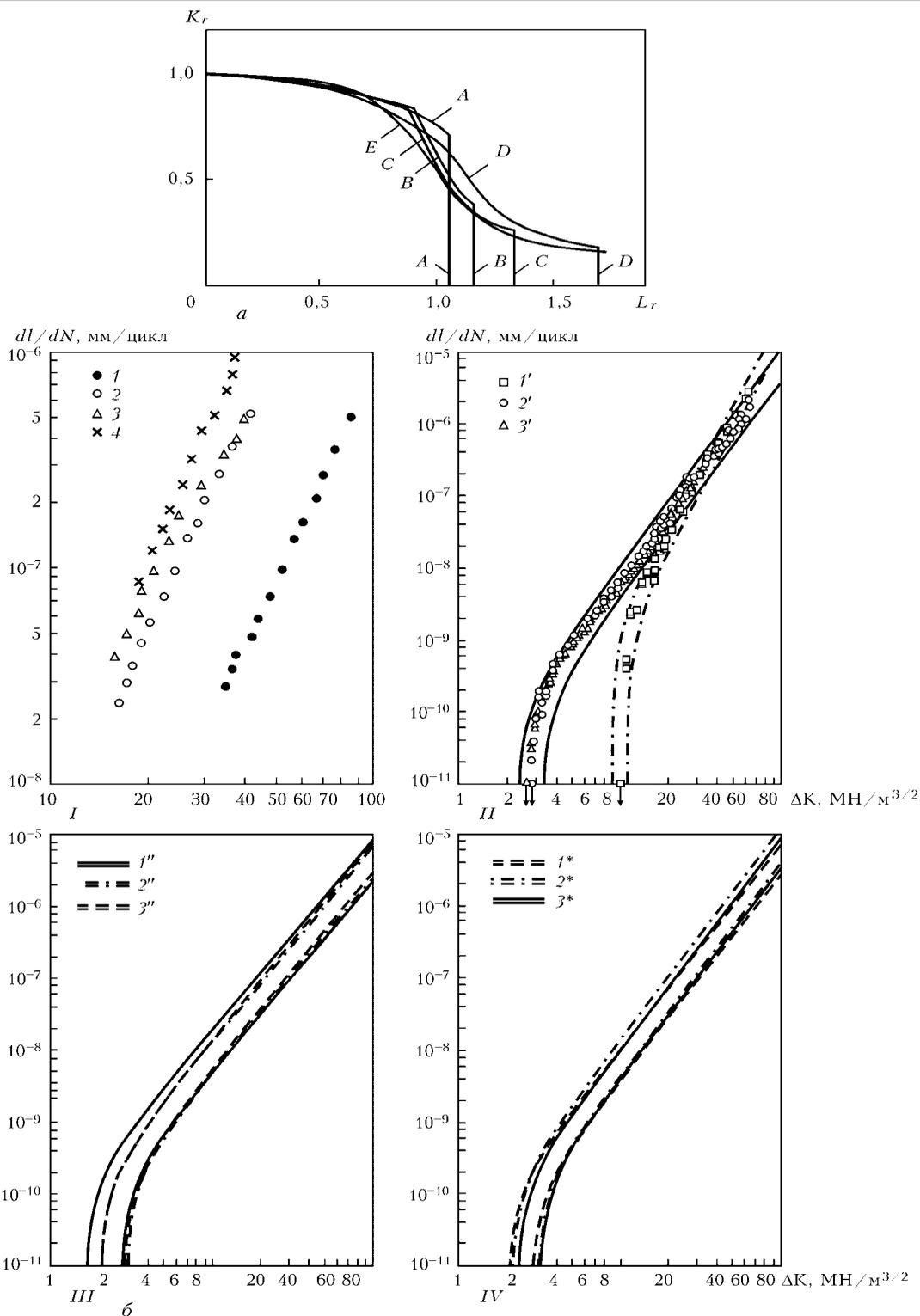


Рис. 2. Трещинообразные дефекты для современных сварных конструкций являются наиболее опасными при определенном сочетании геометрических размеров и условий нагружения (обозначения см. в тексте)

ствуется их взаимному развитию и повышению адекватности результатов прогнозных оценок.

Наиболее распространенными алгоритмами прогнозных оценок для ответственных сварных конструкций длительного срока эксплуатации по результатам соответствующей технической диагностики является прогнозирование поведения в реальных условиях эксплуатации обнаруженных при техни-

ческой диагностике геометрических дефектов несплошности материала в несущих элементах конструкций [1].

Наиболее характерными дефектами такого типа в сварных конструкциях считаются трещинообразные дефекты и дефекты утонения стенок (рис. 2, 3).

На рис. 2, а представлены диаграммы предельного состояния $K_r = f(L_r)$ для конструкционных

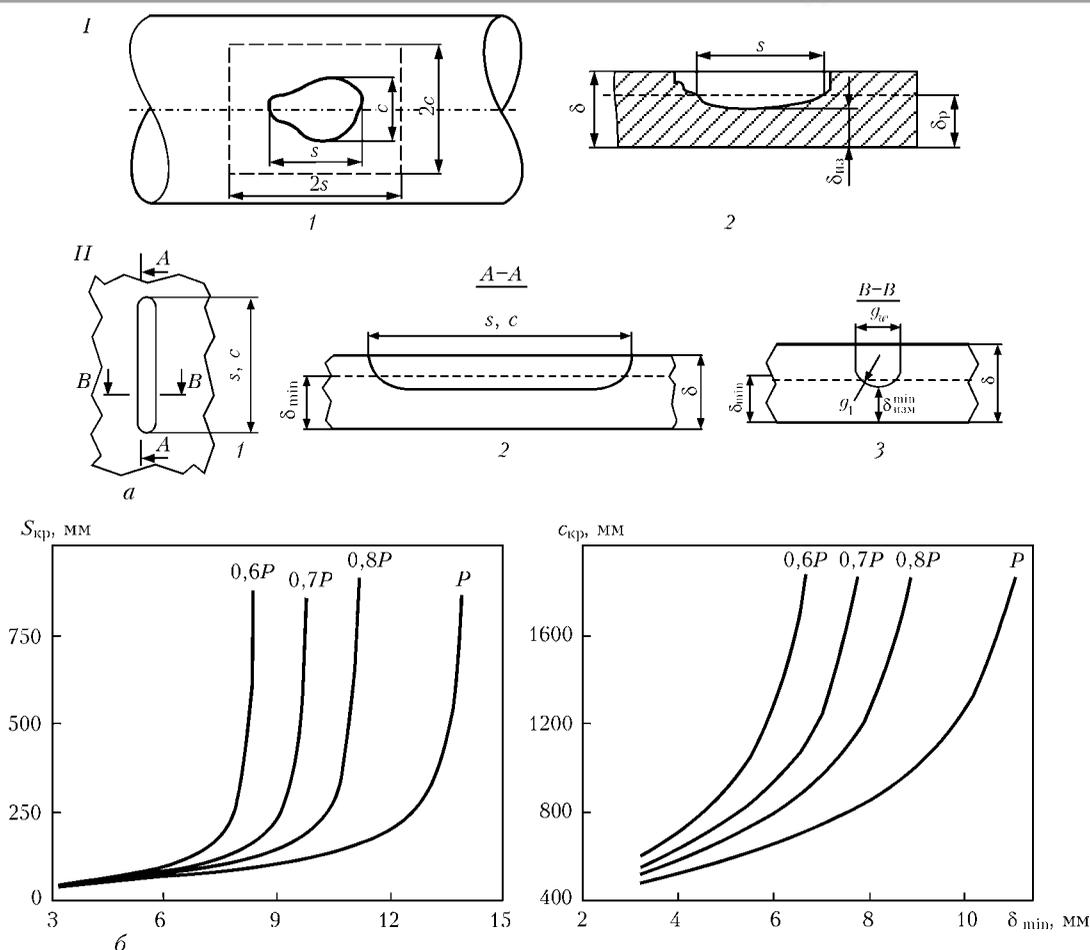


Рис. 3. Постулируемые дефекты утонения стенок сварных конструкций типа сосудов давления, трубопроводов (обозначения см. в тексте)

сталей разного типа (*A* — высокопрочная сталь EN408; *B* — сталь для сосудов давления A533B; *C* — низкоуглеродистая сталь с марганцем; *D* — аустенитная; *E* — расчетная кривая); хрупко-вязкое разрушение: $Kr = K_I / K_{IC}$, $Lr = \sigma_{ref} / \sigma_{0,2}$; а на рис. 2, б — зависимость скорости роста усталостной трещины в сварных соединениях от коэффициента асимметрии цикла *I*, местоположения трещины *II*, погонной энергии сварки *III* и способа сварки *IV*): *I*: 1 — $r_\sigma = -1$; 2 — $r_\sigma = 0$; 3 — $r_\sigma = 0,2$; 4 — $r_\sigma = 0,51$; *II* — сталь JIS SB42; коэффициент асимметрии цикла $r_\sigma = 0$; дуговая сварка под флюсом — 45 Дж/см²; 1' — основной металл; 2' — металл сварного шва; 3' — ЗТВ; штрихпунктирными линиями выделен 99%-й доверительный интервал в основном металле, сплошными — в металле сварного шва; *III*: сталь HT-80; коэффициент асимметрии цикла $r_\sigma = 0$; дуговая сварка под флюсом, Дж/см²: 1'' — 21; 2'' — 32; 3'' — 45; *IV* — сталь J1SSM50B; коэффициент асимметрии цикла $r_\sigma = 0$; виды сварки: 1' — ручная дуговая покрытым электродом (21 кДж/см²); 2' — дуговая в защитном газе (30 Дж/см²); 3'' — под флюсом (20–70 кДж/см²).

На рис. 3, а представлено локальное утонение (сх) в стенке трубы ($2c \times 2s$ — зона контроля): 1 —

план, 2 — профиль (*I*); удлиненные объемные дефекты, имеющие форму канавок: 1 — дефект в виде канавки (вид сверху), 2 — длина дефекта (сечение *A-A*), 3 — ширина дефекта (сечение *B-B*) (*II*). На рис. 3, б — приведен пример диаграммы допустимости линейных размеров утонений для трубопровода из стали X70 размером 1420×18 мм при $P = 7,5$ МПа (API — American Petroleum Institute); $P = 1 - \exp \left[- \int \left(\frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^\eta \frac{dV}{V_0} \right]$, *A*, *B*, η — параметры Вейбулла: $\eta \approx 4,0$; $A = \frac{\sigma_T + \sigma_B}{2}$.

Трещинообразные дефекты являются достаточно давно объектом пристального внимания специалистов во всем мире. Существует в современной механике разрушения твердых тел специальный раздел «Механика разрушения твердых тел с трещинами», подчеркивающий фундаментальность этого вопроса в современных условиях. Предельное состояние в зоне таких дефектов при различных условиях нагружения и в различных агрессивных средах достаточно хорошо изучено, в том числе и для сварных конструкций. Соответствующие обсуждения математических моделей и алгоритмов их реализации нашло отражение и в трудах нашей кон-

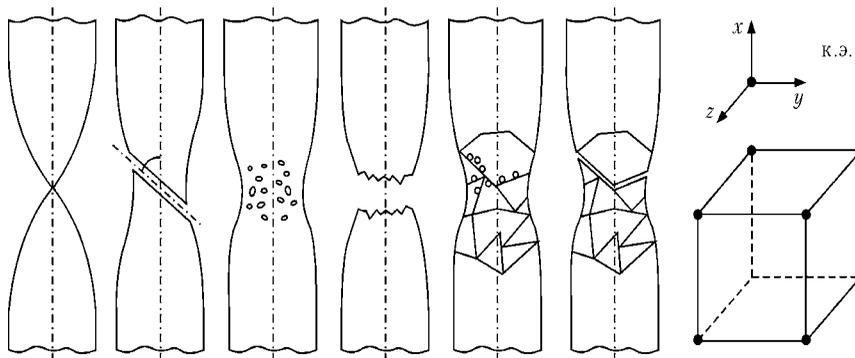


Рис. 4. Порообразование — атрибут вязкого разрушения

ференции, начиная с первой в 2002 году и конечно в шестой в настоящем 2012 году (40 % пленарных докладов в той или иной степени связано с этим вопросом).

Несколько хуже обстоит дело с дефектами утонения несущих стенок сварных конструкций. Поскольку в современных сварных конструкциях используются достаточно вязкие материалы, то предельное состояние в зоне дефектов утонения несущих стенок обычно наступает после достаточно развитого пластического течения, способствующего почти полному «забвению» начального упругого распределения напряжений в зоне дефекта, используемого в целом ряде случаев для приближенных оценок относительно критичности дефекта [2, 3]. Следует отметить, что для современного уровня механики упруго-пластического деформирования твердых тел с учетом деформационного упрочнения материалов получение предельного состояния пластической неустойчивости материала в достаточно большом объеме даже в рамках модели 3D не связано с принципиальными трудностями. Однако расчеты на основе указанной модели дают систематическую ошибку на основе критерия пластической неустойчивости порядка не менее 30–70 %, что свидетельствует о неполноте математической модели чисто упруго-пластического деформирования вплоть до разрушения. Этот факт отмечается в целом ряде работ [4, 5] в которых экспериментальным путем установлено процесс образования пор в пластически деформируемом материале. Такие пустоты — поры способствуют увеличению объема материала, а также определенному его «охрупчиванию» за счет увеличения жесткости напряженного состояния в районе возникающих физических и геометрических неоднородностей (рис. 4):

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_{xx} - \sigma_{rr})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + \\ &+ (\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xz}^2 + \sigma_{yz}^2)]^{1/2}; \quad \sigma_m = \frac{1}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{rr} + \sigma_{zz}); \\ d\varepsilon_i^p &= \frac{\sqrt{2}}{3} \{ (d\varepsilon_{xx}^p - d\varepsilon_{yy}^p)^2 + (d\varepsilon_{zz}^p - d\varepsilon_{xx}^p)^2 + \\ &+ (d\varepsilon_{zz}^p - d\varepsilon_{yy}^p)^2 + 6[(d\varepsilon_{xy}^p)^2 + (d\varepsilon_{xz}^p)^2 + (d\varepsilon_{yz}^p)^2] \}^{1/2} = \text{const}. \end{aligned}$$

Поры возникают, когда $\varepsilon_i^p \geq \varepsilon_{ин}^p$ (свойство материала) и равномерно распределены в к.э.; $\rho_{п} = \frac{\sum V_{п}}{V_{к.э}}$ — концентрация пор в единице объема к.э.; $\rho_{п}^{2/3}$ — концентрация пор в единице площади сечения к.э.; $\rho_{п}^{1/3}$ — концентрация пор на единице линейного размера к.э.; начальные размеры пор $\rho_{п}^{1/3} \approx 1$ мкм. При нагружении к.э. поры растут по закону Райса-Трейли:

$$\frac{d(\rho_{п}^{1/3})}{\rho_{п}^{1/3}} = 0,28 \exp\left(1,5 \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right) d\varepsilon_i^p = d[\alpha(T - T_0)].$$

Зарождение пор обычно происходит на немагнитических включениях либо в матрице из микротрещин, не распространяющихся по механизму скола. Существует пороговый уровень пластической деформации, ниже которого поры не зарождаются. Размеры зарождающихся пор в металлах при рассматриваемом механизме на уровне 1 мкм. При конечно-элементном анализе с использованием размеров конечных элементов, в пределах которых напряженно-деформированное состояние можно считать однородным, согласно современным представлениям относительно порообразования распределение пор в пределах данного конечного элемента представляется равномерным и определяется величиной интенсивности пластической деформации, характеристикой, которой является параметр Одквиста [5]:

$$\begin{aligned} \kappa &= \int d\varepsilon_i^p, \quad d\varepsilon_i^p = \frac{3}{\sqrt{2}} \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p}, \quad i, j = x, y, z \\ \kappa &< \kappa_{th}, \quad V_n = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где κ_{th} — пороговое значение величины κ ; V_n — объем пор в данном конечном элементе.

Вводятся понятия относительный объем пор на единицу объема конечного элемента — ρ_V .

$$\rho_V = \frac{V_n}{V_{к.э.}}, \quad (2)$$

где $V_{к.э.}$ — объем конечного элемента — $V_{к.э.} = \Delta x \Delta y \Delta z$.

Аналогичное понятие — относительная площадь поперечного сечения конечного элемента, занятая порами — ρ_S и относительный линейный размер конечного элемента, занятый порами — ρ_e .

При ρ_e , не зависящем от направления (x, y, z) между ρ_V , ρ_S и ρ_e существует связь:

$$\begin{aligned} \rho_S &= (1 + \rho_e)^2 - 1 = 2\rho_e + \rho_e^2; \\ \rho_V &= (1 + \rho_e)^3 - 1 = 3\rho_e \left(1 + \rho_e + \frac{1}{3} \rho_e^2\right), \end{aligned} \quad (3)$$

при $\rho_e \ll 1, 0$, $\rho_S \approx 2\rho_e$, $\rho_V \approx 3\rho_e$.

Величина ρ_e используется как линейная деформация, связанная с пористостью, а величина ρ_S — как величина, снижающая нетто сечения конечного элемента, т. е.

$$S_{\text{нетто}} = S / 1 - \rho_S, \quad (4)$$

где S — исходное сечение конечного элемента.

Важным моментом процесса порообразования при пластическом течении материала является рост пор [5]. В соответствии с законом Райса–Трейсли этот процесс роста линейных размеров пор можно представить в виде:

$$\frac{d\rho_e}{\rho_e} = 0,28 d\kappa \exp\left(1,5 \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right), \quad \kappa > \kappa_{th}, \quad (5)$$

где $\sigma_m = \frac{1}{3} \sigma_{ii}$ — среднее нормальное напряжение в точке x, y, z в данный момент; $\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{2} \sigma_{ij} \sigma_{ij}}$ — интенсивность напряжения, отношение σ_m / σ_i — жесткость напряженного состояния.

При последовательном прослеживании развития порообразования и достаточно малых шагах нагружения, когда значение $(\sigma_m / \sigma_i)^k$ относительно мало меняется от шага $k - 1$, до шага k , из (5) следует:

$$\begin{aligned} \ln \rho_e^{(k)} / \rho_e^{(k-1)} &= \int_{\kappa^{(k-1)}}^{\kappa^{(k)}} 0,28 \exp\left(1,5 \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right) dx = \\ &= 0,28 \exp\left(1,5 \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right) (\kappa^{(k)} - \kappa^{(k-1)}) = A^{(k)} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

$\kappa^{(k-1)} > \kappa_{th}$,

или

$$\rho_e^{(k)} = \rho_e^{(k-1)} \exp\left[A^{(k)} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right)\right]. \quad (7)$$

Соответственно относительное приращение линейных размеров конечного элемента за счет порообразования:

$$\Delta\rho_e^{(k)} = \rho_e^{(k)} - \rho_e^{(k-1)} [1 + \exp(A^{(k)})], \quad (8)$$

при $k = 1$ и $\kappa^0 > \kappa_{th}$, $\rho_e^{(k-1)} = \rho_e^0$.

Соотношение (8) удобно использовать при численном прослеживании процесса от момента $k - 1$ до момента $k = 1, 2, 3, \dots$. В этом случае связь между деформациями и напряжениями можно представить в виде [11]:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_{ij} &= \Delta \left[\left(\frac{\sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_m}{2G} \right) + \delta_{ij} (K \sigma_m) \right] + \\ &+ \delta_{ij} (\Delta\varepsilon_T + \Delta\rho_e) + \Delta\lambda (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_m), \end{aligned} \quad (9)$$

где Δ — оператор конечно-разностного приращения; δ_{ij} — символ Кронекера (единичный тензор); $G = \frac{E}{2(1+V)}$ — модуль сдвига; $K = \frac{1-2V}{E}$ — модуль объемного сжатия; E — модуль Юнга; V — коэффициент Пуассона; $\Delta\varepsilon_T$ — приращение относительного температурного (+ микроструктурного) изменения линейных размеров; $\Delta\lambda$ — скалярная функция координат x, y, z , определяемая условием текучести материала, для нетто сечения по (4).

В работе [6] данного сборника трудов подробно описан алгоритм реализации как деформационной задачи с учетом порообразования, так и алгоритм потери конечным элементом несущей способности. Показано, что использование рассматриваемого подхода для определения критического давления в магистральном стальном трубопроводе с дефектами утонения стенки дает достаточно близкие результаты с экспериментальными данными [7].

Рассмотрим еще один характерный пример, связанный с экспертизой сварных конструкций, в котором для описания их поведения требуются наряду с хорошо известными моделями деформирования применять новые известные модели. Это прочностные оценки поведения внутрикорпусных устройств (ВКУ) энергетических атомных реакторов в условиях высокого ядерного облучения и, связанного с этим, распухания металлов, в частности аустенитной стали, широко используемой для ВКУ современных АЭС.

В настоящее время большое внимание привлекает данная проблема в связи с ресурсом безопасной эксплуатации ВКУ современных АЭС, срок эксплуатации которых близок к проектному.

Имеется обширная библиография по вопросу распухания указанных сталей в зависимости от температуры, дозы и скорости облучения. Эти данные получены на свободных образцах небольшого сечения, предварительно отпущенных от деформационного упрочнения. Кроме того, выполнены исследования, связанные с влиянием на процесс распухания напряженного состояния (среднего гидростатического давления от нормальных напряжений — σ_m , интенсивности предварительного пластического деформирования — ε_i^p). Результаты этих исследований позволяют сформулировать количественное

влияние на величину распухания S материала ВКУ современных АЭС таких факторов как температура облучения T , °С; доза облучения D , сна; скорость облучения $\frac{\partial D}{\partial t}$, сна/с, а также напряжения в облучаемом образце — σ_m , МПа; предварительная пластическая деформация $\kappa = \int d\varepsilon_i^p$ — параметр Одквиста.

При скоростях облучения $\frac{\partial D}{\partial t} \approx (0,6 - 8,0) \cdot 10^{-8}$ сна/с можно зависимость величины S — распухания рассматриваемого материала образца от указанных факторов представить в виде [8–10]:

$$S = C_D D^n f_0(T) f_1(\sigma_m) f_2(\kappa_p) \geq 0, \quad (10)$$

где $C_D = 1,035 \cdot 10^{-4}$, $n = 1,88$, $f_0(T) = \exp[-r(T - T_{\max}^2)]$, $r = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$, $f_1(\sigma) = 1 + P(\sigma_m)$, $P = 4 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}^{-1}$, $f_2(\kappa_p) = \exp(-\eta \kappa_p)$, $\eta = 8,75$.

В зависимости (8) не учитывается фактор $\frac{\partial D}{\partial t}$ хотя его влияние имеет место. В работе [8] приведены экспериментальные данные, из которых следует, что при фиксированной скорости набора повреждающей дозы $V_D = \frac{\partial D}{\partial t} = \text{const}$ снижение V_D способствует росту величины S — распухания при одной и той же дозе D .

Такое проявление эффекта распухания можно связать с влиянием напряженно-деформированного состояния при постоянных температурах за счет изменения множителей $f_1(\sigma_m)$ и $f_2(\kappa_p)$ в выражении (8).

В этой связи очень важно рассматривать процесс распухания одновременно с процессом образования напряженно-деформированного состояния в конкретном облучаемом объекте при соответствующем распределении температуры, поскольку роль распухания в этом случае может быть решающей. Характерной особенностью объемных эффектов распухания S и связанных с ними относительными удлинениями распухания $S/\Delta S$ являются физические ограничения необходимости:

$$S \geq 0 \text{ и } \Delta S \geq 0. \quad (11)$$

Указанные ограничения к зависимости (8) значительно усложняют процесс решения задачи в общем случае. В работе [8] настоящего сборника применительно к выгорodkaм шахты энергетического ядерного реактора ВВЭР-1000 рассмотрен алгоритм численного решения рассматриваемой задачи, имеющей важное народно-хозяйственное значение для энергетики Украины.

Продолжая тему запросов практики на результаты математического моделирования в области сварки и родственных технологий следует отметить направление, связанное с получением методами ЭШП крупных слитков-заготовок из современных высоколегированных сталей и сплавов. Необходимость в таких заготовках диктуется запросами современного энергетического машиностроения и ограниченными возможностями препятствовать ликвационным процессам технологическими методами при наличии больших размеров жидкой ванны.

Разработанных в ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины метод позволяет за счет многопроходной наплавки наращивать сечение слитков-заготовок до весьма больших размеров при сохранении во времени относительно небольших объемов жидкой ванны [9], разработан также метод непрерывного процесса получения разнородного слитка по высоте [10]. Здесь принципиальным моментом является разработка управления размерами жидкой ванны перед сменой подачи жидкого присадочного металла. В [10] разработан такой подход, основанный на возможности управления подаваемым напряжением на токоведущий кристаллизатор. Разработанный подход позволяет существенно сокращать объемы усадочной раковины перед окончанием процесса плавки методами ЭШП.

1. *Махненко В.И.* Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений узлов современных конструкций. — К.: Наук. думка, 2006. — 618 с.
2. *СНИП III-42-80.* Магистральные трубопроводы. — Введен с 01.01.1981.
3. *ВБН В.2.3-00018201.04-2000.* Розрахунки на міцність діючих магістральних трубопроводів з дефектами. Держнафтогазпром України.
4. *Статическая прочность и механика разрушения сталей:* пер. с нем. под. ред. В. Далья и В. Антона. — М.: Металлургия, 1986. — 568 с.
5. *Карзов Г.П., Марголин Б.З., Швецова В.А.* Физико-механическое моделирование процессов разрушения. — С.-Петербург: Политехника, 1993. — 391 с.
6. *Математические модели вязкого разрушения сварных соединений на основе механизма порообразования / В.И. Махненко, Е.А. Великоиваненко, Г.Ф. Розынка, Н.И. Пивторак // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах».* — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона, 2012. — С. 58–64.
7. *Fitness-for-Service.* American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. — 2000. — 625 p.
8. *Махненко О.В., Мирзов И.В.* Исследование напряженно-деформированного состояния внутрикрупных устройств на примере выгорodka реактора ВВЭР-1000 // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона, 2012. — С. 86–89.
9. *Моделирование* процесса ЭШП ЖМ при изготовлении крупных полых слитков / В.И. Махненко, Л.Б. Медовар, В.Я. Саенко и др. // Там же. — С. 70–73.
10. *Математические моделирование* непрерывного процесса получения разнородных по высоте стальных слитков большого сечения методом ЭШП с жидким присадочным металлом / В.И. Махненко, Л.Б. Медовар, С.С. Козлицина, Л.И. Дзюбак // Там же. — С. 64–69.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО ЦИКЛА СВАРКИ НА СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЗОНЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ ТИТАНОВОГО СПЛАВА BT23 МЕТОДАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С.В. Ахонин, В.Ю. Белоус, А.Ф. Мужиченко, Р.В. Селин

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

В работе методами математического моделирования изучается влияние термического цикла аргонодуговой сварки на форму и размеры сварного шва, протяженность зоны термического влияния (ЗТВ) и на кинетику структурных превращений в ЗТВ на примере высокопрочного титанового сплава BT23. Расчеты по трехмерной математической модели тепловых процессов в титане при сварке, основу которой составляет дифференциальное уравнение теплопроводности, осуществляли с применением пакета прикладных программ на основе метода конечных элементов. Определены размеры участков зоны термического влияния, в которых протекают полиморфные превращения с образованием α -, α' - и β -фаз.

Дуговая сварка вольфрамовым электродом в среде инертных газов — аргона и гелия остается наиболее распространенным, относительно простым и универсальным способом изготовления конструкций из титановых сплавов. Он позволяет осуществлять сварку в различных пространственных положениях и достаточно быстро перенастраивать оборудование при изменении типа соединения и толщины свариваемого металла. Одним из путей расширения технологических возможностей дуговой сварки вольфрамовым электродом при сварке в узкий зазор деталей значительной толщины, а также при наплавочных работах является применение внешнего управляющего магнитного поля для отклонения сварочной дуги [1]. Экспериментальное изучение тепловых процессов протекающих в сварном соединении при сварке титана магнитоуправляемой дугой трудоемко и дорогостояще в связи с большим числом параметров сварочного процесса, особенно в случае сварки высокопрочных титановых сплавов. Поэтому авторами выполнялось аналитическое изучение тепловых условий в процессе сварки плит из титанового сплава BT23 путем математического моделирования процесса.

Моделирование позволило изучить влияние таких параметров процесса как скорость сварки и величина погонной энергии на форму зоны проплавления основного металла и ЗТВ, на значения максимальных скоростей охлаждения в различных участках ЗТВ и градиенты температур при охлаждении [2].

Схема процесса наплавки титановых деталей представлена на рис. 1.

Для расчета тепловых условий, сопровождающих процесс оплавления поверхности металла, бы-

ла использована математическая модель, основу которой составляет дифференциальное уравнение теплопроводности в трехмерной декартовой системе координат.

Конечно-элементная трехмерная модель тепловых процессов наплавки листов титана в прямоугольную разделку с перемещающимся источником нагрева представлена на рис. 2, а, результаты приведены для половины сварного соединения.

В качестве исходных данных для расчета были выбраны следующие параметры: $V_{св} = 10$ м/ч, $I_{св} = 220$ А, $U_{д} = 12$ В.

С учетом вышеприведенных начальных и граничных условий с использованием программного модуля «ANSYS» были получены расчетные тепловые поля (рис. 2, б) в наплавляемом изделии. По результатам расчетов были построены изотермы максимальных температур, по которым определяли геометрию и размеры зоны проплавления, ЗТВ, зоны полиморфного превращения (рис. 3, а), а также распределение максимальных скоростей охлаждения в поперечном сечении сварного соединения и

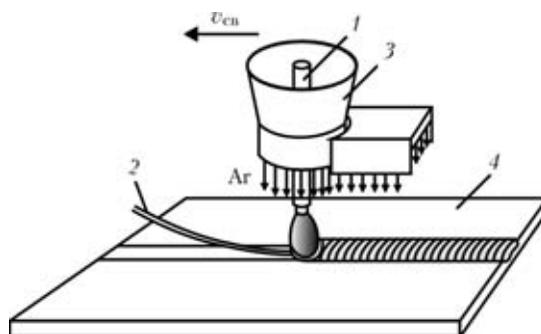


Рис. 1. Схема процесса дуговой сварки титана вольфрамовым электродом: 1 — вольфрамовый электрод; 2 — присадочная проволока; 3 — защитное сопло; 4 — наплавляемое изделие

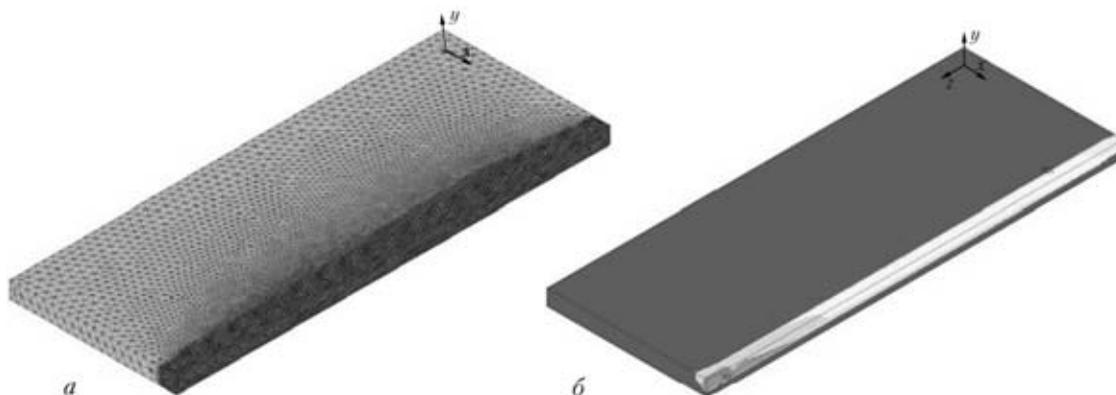


Рис. 2. Конечно-элементная модель, примененная в расчетах (а), результат расчета тепловых полей (б)

градиентов температур в поперечном сечении сварного соединения. Сопоставление результатов расчета формы зоны проплавления с экспериментальными данными показало удовлетворительную схожимость результатов (см. рис. 3, а, б).

Сварные соединения высоколегированного титанового сплава ВТ 23 чувствительны к скорости охлаждения [3]. Полученные результаты позволяют оценить вероятный фазовый состав остывающего металла шва и ЗТВ. На диаграмме (рис. 4) отмечена температура начала мартенситного превращения $\beta \rightarrow \alpha''$ (560 °С), линии начала и конца высокотемпературного диффузионного распада β -фазы и линия начала выделения низкотемпературной α_n -фазы. В интервале скоростей охлаждения 59–11 °С/с на диаграмме указана линия превращения $\beta \rightarrow \omega$.

Анализ полученных расчетных данных, показал, что при охлаждении с температуры 1667 °С до 890 °С наибольшие скорости охлаждения отмечаются в металле шва, и могут достигать значений 400 °С/с, в зоне сплавления скорости охлаждения могут достигать значений 130 °С/с, а в большей

части ЗТВ скорость охлаждения не превышает значения 30 °С/с.

При достижении температуры 900 °С, скорость охлаждения сварного шва снижается до 130 °С/с, а участка соответствующего зоне крупного зерна увеличивается до 70 °С/с. При охлаждении в интервале температур 890–800 °С, скорость охлаждения сварного шва составляет 70–130 °С/с, в этом случае образуются пластины α'' -фазы. При охлаждении в этом интервале температур (890–800 °С) наибольшую скорость охлаждения имеет верхняя часть металла сварного соединения, поэтому в этой зоне следует ожидать наибольший размер выделений высокотемпературной α -фазы (рис. 5, б). Следует отметить, что максимальный градиент температур при температуре 890 °С находится не в верхней части остывающего металла шва, а в ЗТВ (рис. 6). В интервале температур 700–600 °С скорость охлаждения верхней части металла сварного соединения все еще наибольшая, и составляет 23–31 °С/с (рис. 5, в), а при охлаждении с 600–500 °С

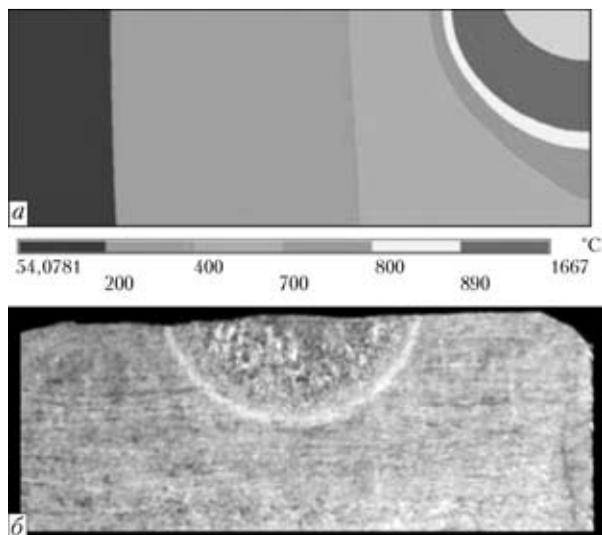


Рис. 3. Изотермы максимальных температур, полученные в результате расчета (приведена половина сварного соединения) (а), поперечный макрошлиф наплавки вольфрамовым электродом (б); $V_{св} = 10$ м/ч, $I_{св} = 220$ А, $U_d = 12$ В

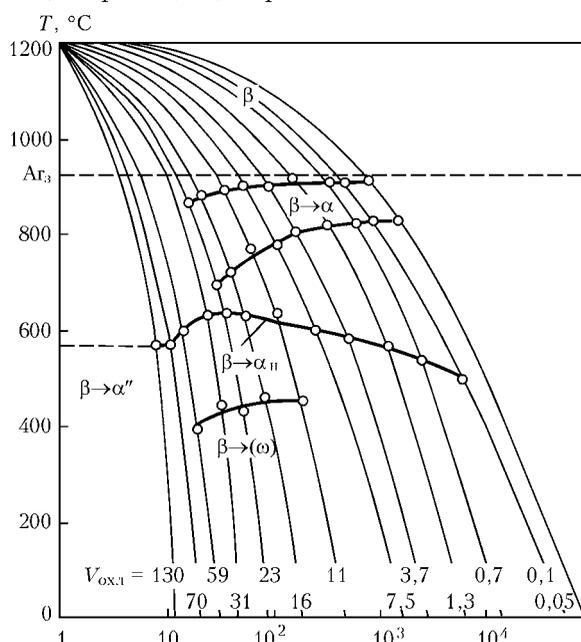


Рис. 4. Диаграмма анизотропических превращений титанового сплава ВТ23 [3]

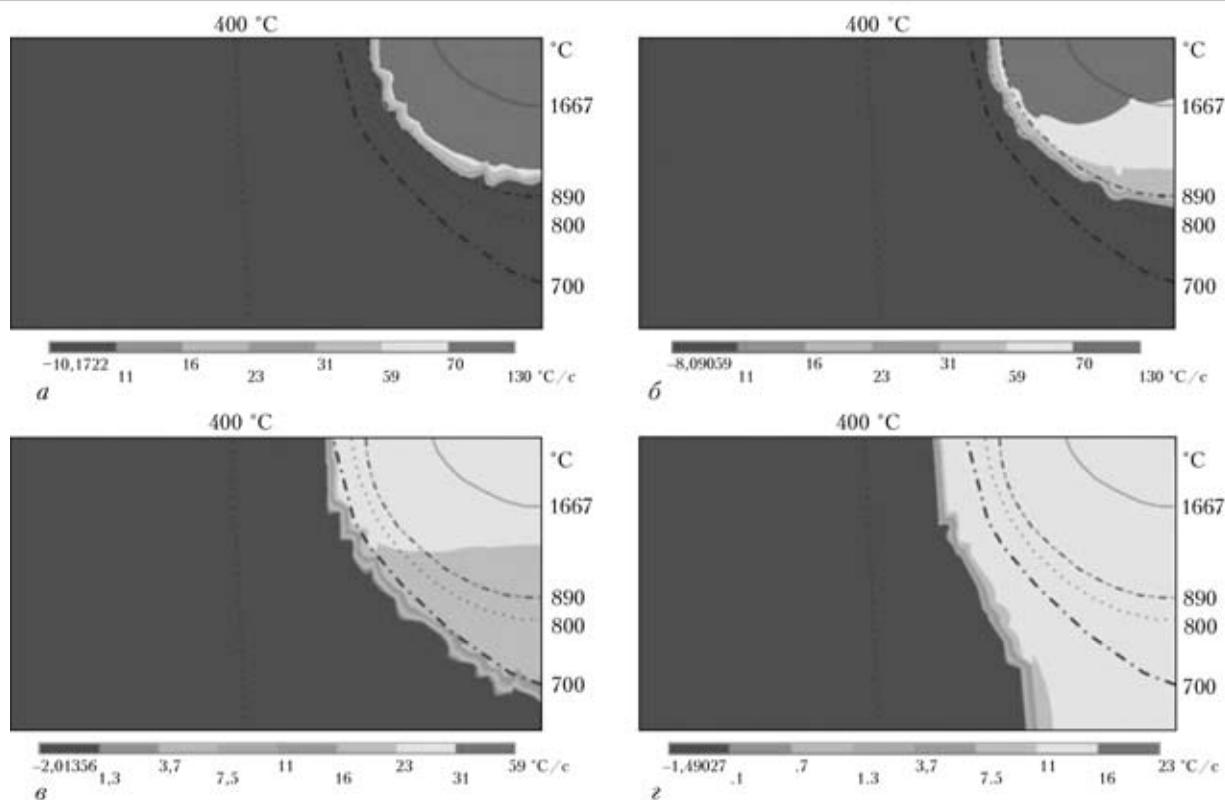


Рис. 5. Распределение максимальных скоростей охлаждения в поперечном сечении сварного соединения титанового сплава BT23 в интервале температур: а – 1000–890 °С; б – 890–800 °С; в – 700–600 °С; г – 600–500 °С; $V_{св} = 10$ м/ч, $I_{св} = 220$ А, $U_d = 12$ В

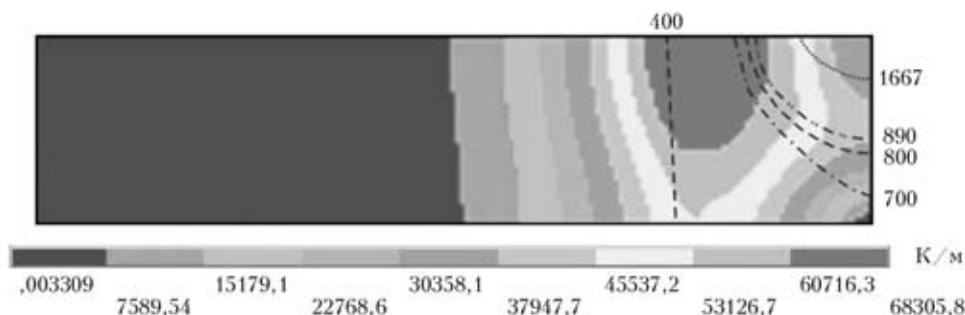


Рис. 6. Распределение градиентов температур в поперечном сечении сварного соединения титанового сплава BT23 при температуре 890 °С

скорость охлаждения выравнивается в целом по сечению ЗТВ и составляет 11–16 °С/с. В этом случае распад β -фазы обогащенной β -стабилизаторами происходит с выделением т.н. низкотемпературной α_n [4], отличающейся от высокотемпературной тем, что она содержит больше легирующих элементов и намного более дисперсная. В связи с низкой пластичностью α_n связано и значительное снижение пластичности сварных соединений сплава BT23, выполненных на приведенном режиме.

Охлаждение в интервале температур 500–400 °С происходит на фоне выравнивания скоростей охлаждения шва и ЗТВ, при этом скорости охлаждения составляют 3,7–7,5 °С/с и практически равномерны по всей ЗТВ. Распада в этом интервале температур β -фазы с образованием ω -фазы не происходит в связи со сравнительно малыми скоростями охлаждения.

Скоростей охлаждения менее 0,05 °С/с в сварном охлаждении не отмечается поэтому металл сварного шва и ЗТВ состоит из смеси фаз α и β -фаз, а их соотношение различно для разных участков сварного соединения.

Выводы

1. Разработана математическая модель тепловых процессов в титане при сварке вольфрамовым электродом, которая позволила определить размеры и форму шва и ЗТВ, в которых протекают полиморфные превращения с образованием α -, α' - и β -фаз.

2. Проведенные расчеты показали, что образование α' -фазы возможно в металле сварного шва, который имеет наибольшие скорости охлаждения.

3. Образования в сварном шве или в ЗТВ сварных соединений титанового сплава BT23, выпол-

ненных на приведенном режиме, малопластичной ω -фазы не происходит в связи с со сравнительно малыми скоростями охлаждения в интервале температур 500–600 °С.

4. Снижение пластичности сварных соединений титанового сплава ВТ23 связано с образованием α_n образующейся в участках β -твердого раствора обогащенных легирующими элементами при охлаждении со скоростями 70–0,1 °С/с.

1. *Металлургия* и технология сварки титана и его сплавов: Монография / С.М. Гуревич, В.Н. Замков, В.Е. Блащук и др. — К.: Наук. думка, 1986. — 240 с.
2. *Akhonin S.V., Belous V.Yu., Muzhychenko A.F.* Narrow-gap TIG welding of titanium alloys with electromagnetic redistribution of thermal energy of the arc // Proc. of the Fourth Int. Conf. on Laser technologies in Welding and Materials Processing (26–29 May, 2009, Katsiveli, Crimea, Ukraine). — P. 11–13.
3. *Фазовые превращения при непрерывном охлаждении в сплавах ВТ6ч и ВТ23.* Известия вузов / В.С. Лясоцкая, И.В. Лясоцкий, В.Н. Мецераков и др. // Цветная металлургия. — 1986. — № 2. — С. 88–93.
4. *Лясоцкая В.С.* Термическая обработка сварных соединений титановых сплавов. — М.: Экомет., 2003. — 352 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

**Ю.С. Борисов, В.Ф. Демченко, А.Б. Лесной,
В.Ю. Хаскин, И.В. Шуба**

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

Описаны математические модели тепловых и гидродинамических процессов, протекающих в основном металле при лазерно-плазменной наплавке. Проведена верификация моделей и описаны результаты вычислительных экспериментов по исследованию формирования проплавленной зоны при действии комбинированного лазерно-плазменного источника нагрева. Исследовано влияние различных силовых факторов на гидродинамику расплава и выявлена роль гидродинамических потоков в формировании теплового состояния и размеров расплавленной зоны.

Постановка проблемы. Одной из актуальных проблем сварки, наплавки и других технологий обработки металлов с использованием плазменно-дугового, лазерного или комбинированного лазерно-плазменного нагрева является оценка результатов теплового воздействия источника тепла на обрабатываемое изделие. Вопросам теоретического и экспериментального исследования лазерного и плазменно-дугового воздействия на металлические материалы посвящено большое количество публикаций [1–3]. В то же время проблема совместного воздействия на металлы микроплазменной дуги (прямого или косвенного действия) и лазерного пучка, интерес к которой резко возрос с появлением комбинированных лазерно-микроплазменных технологий, изучена в гораздо меньшей степени.

Для адекватного теоретического описания процессов, протекающих при лазерно-микроплазменной наплавке металлических материалов, требуется принимать во внимание сложное взаимодействие различных физических процессов и явлений, связанных с нагревом и плавлением основного материала при воздействии комбинированного источника нагрева. С достаточно хорошим приближением

можно полагать, что комбинированный лазерно-микроплазменный источник энергии является аддитивным, т. е. представляется в виде суммы распределенных по поверхности изделия лазерного и микроплазменного источников тепла. В моделях теплового источника, генерируемого лазерным излучением, обычно учитывается поглощение лазерного излучения металлическим материалом и задается некоторый закон распределения плотности мощности по поверхности обрабатываемого материала. При анализе плазменной составляющей потока тепла примем во внимание, что комбинированная лазерно-микроплазменная наплавка осуществляется, как правило, с использованием плазмотронов косвенного действия, т.е. ток через обрабатываемое изделие не течет. Тем не менее, тепловое взаимодействие бестоковой плазмы с поверхностью изделия происходит за счет передачи кинетической и потенциальной энергии частиц плазмы, в результате которого формируется закон распределения тепловой мощности плазменного источника нагрева.

При тепловом воздействии источника нагрева с плотностью 10^4 Вт/см² и выше поверхность сварочной ванны может превышать температуру кипения

ния на 10–20 К, вследствие чего потери тепла на испарение не только превосходят тепловые потери за счет конвективного и лучистого теплообмена вместе взятые, но и становятся сопоставимыми с плотностью теплового источника. Поэтому учет тепла на испарение является важным аспектом теоретического описания теплового воздействия комбинированного лазерно-плазменного источника нагрева на обрабатываемый материал.

Математическая модель. Будем исходить из положения о том, что формирование зоны расплавленного металла осуществляется в теплопроводностном режиме. Под этим термином понимается такой режим, при котором проплавленная зона основного металла формируется без образования выраженного парогазового канала (keyhole). В соответствии с этим свободная поверхность расплавленного металла полагается недеформируемой, а источник тепла, воздействующий на изделие, — поверхностным. Несмотря на малые объемы расплава, образующегося при наплавке с использованием комбинированного лазерно-микроплазменного источника энергии, скорость движения жидкого металла в расплавленном металле может оказаться достаточно высокой, а, следовательно, конвективный перенос энергии может играть заметную роль в формировании теплового состояния наплавляемого изделия. При отсутствии протекания тока через металлическую ванну в качестве силовых факторов, воздействующих на расплавленный металл, выступают термомгравитационная сила Архимеда и термокапиллярная сила Марангони.

Пусть $\{x', y', z'\}$ — неподвижная система декартовых координат, связанная со свариваемым изделием, ось z' которой направлена по направлению действия силы тяжести; t' — время. Введем подвижную систему координат $\{x, y, z\}$ следующим образом $x = x' - v_w t'$, $y = y'$, $z = z'$, $t = t'$, где v_w — скорость перемещения источника нагрева. При достижении квазистационарного теплового и гидродинамического состояния полная система уравнений гидродинамики и теплообмена записывается в виде

$$\begin{aligned} (V_x + v_w) \frac{\partial W}{\partial x} + V_y \frac{\partial W}{\partial y} + V_z \frac{\partial W}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{cases} (V_x + v_w) \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + v \Delta V_x; \\ (V_x + v_w) \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + v \Delta V_y; \\ (V_y + v_w) \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + \\ + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \Delta V_z + g \beta_T T; \\ \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где V_x, V_y, V_z — компоненты вектора скорости движения расплава; v — кинематическая вязкость; P — давление; β_T — термический коэффициент объемного расширения расплава; g — ускорение силы тяжести; $W = \rho \int_0^T c dT + \rho \chi \eta$ — энтальпия; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость материала; T — температура; χ — скрытая теплота кристаллизации; λ — коэффициент теплопроводности; $\eta = \eta(T, T_S, T_L)$ — объемная доля жидкой фазы в интервале температур кристаллизации; T_S, T_L — температура солидус и ликвидус; v — скорость наплавки. Уравнение (1) интегрируются в области $\Omega = \Omega_L \cup \Omega_S$, где Ω_L — сварочная ванна; Ω_S — нерасплавленный основной металл, система уравнений (2) в области Ω_L .

Пусть $Pe = \frac{v_w l}{a}$ — тепловой критерий Пекле, где l — характерный геометрический размер (в данном случае — толщина наплавляемой пластины); a — коэффициент температуропроводности наплавляемого материала. При $Pe = 1$ хорошим приближением трехмерной задачи расчета температурного поля является схема быстродвижущегося источника, предложенная Н.Н. Рыкалиным [4] применительно к модели сварочного нагрева, сформулированной в рамках кондуктивного механизма переноса энергии в свариваемом изделии. В настоящей работе идея быстродвижущегося источника распространяется на случай совместного конвективно-кондуктивного переноса энергии. В рамках схемы быстродвижущегося источника пренебрегается переносом тепла в направлении движения источника сварочного нагрева и учитывается лишь теплопередача в поперечном сечении свариваемого изделия. Дополнительно к этому в уравнениях (1), (2) положим $V_x = 0$, $\frac{\partial P}{\partial x} = 0$. Тогда система уравнений (1), (2) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial W}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial W}{\partial y} + V_z \frac{\partial W}{\partial z} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad y, z \in \Omega^*; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial V_y}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \Delta V_y; \\ \frac{\partial V_z}{\partial \tau} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \Delta V_z + g\beta_T T; \\ \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0; \\ y, z \in \Omega_L^*, \end{cases} \quad (4)$$

где $\tau = x/v_w$, $\Omega^* = \{0 < y < L_y, 0 < z < L_z\}$ – поперечное сечение пластины. Уравнения гидродинамики (3) интегрируются подлежащей определению области Ω_L^* , ограниченной свободной поверхностью расплава и фронтом кристаллизации, геометрия области подлежит определению из решения тепловой задачи.

Граничные условия для уравнения (4) запишем в виде

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L_z} &= \alpha [T(y, L_z, t) - T_c] + \\ &+ \varepsilon \sigma [\bar{T}^4(y, L_z, t) - \bar{T}_c^4]; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \alpha [T(y, 0, t) - T_c] + \\ &+ \varepsilon \sigma [\bar{T}^4(y, 0, t) - \bar{T}_c^4] + q_v(T) + q_h(y, t); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=L_y} = 0, \quad (7)$$

где α – коэффициент теплообмена; T_c – температура окружающей среды; ε – приведенная степень черноты поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана; T – абсолютная температура; $q_v(T)$ – потери тепла на испарение; q_h – плотность теплового потока, сообщаемого поверхности изделия источниками плазменного и лазерного нагрева. Тепловые потери на испарение с поверхности расплава оценивались в соответствии с моделью Найта [7].

Распределения плотности теплового потока $q_h(y, t)$ лазерного излучения и плазменного источников энергии зададим в виде

$$q_h(y, t) = q_0 \exp(-k(\sqrt{(x_0 - v_w t)^2 + y^2})^n),$$

где x_0 – начальное смещение центра источника относительно начала неподвижной системы координат $\{x', y', z'\}$. Обозначим через r_L, r_P – эффективные радиусы пятен лазерного и плазменного ис-

точников энергии (полагается, что в пятне эффективного радиуса выделяется 95 % мощности соответствующего источника), $a = \max\{r_L, r_P\}$. Если в качестве x_0 положить $x_0 = 1,2a$, то при $t = 0$ в начале подвижной системы координат плотность теплового потока комбинированного лазерно-плазменного источников нагрева будет практически равна нулю.

Полагая свободную поверхность расплава недеформируемой, граничные условия для уравнений гидродинамики (3) запишем в виде

$$V_z \Big|_{z=0} = 0, \quad v \frac{\partial V_y}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\beta_\sigma}{\rho} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{z=0}, \quad (8)$$

где $\beta_\sigma = \frac{d\sigma}{dT}$, $\sigma = \sigma(T)$ – коэффициент поверхностного натяжения расплава. Второе из этих условий является балансом касательных напряжений, выписанное с учетом действия термокапиллярной силы Марангони. На фронте затвердевания задаются условия прилипания и непроницаемости, а при $y = 0$ условия симметрии

$$V_y \Big|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial V_z}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (9)$$

Численная реализация сформулированной модели осуществлялась с использованием совместного лагранжево-эйлерового метода и схем расщепления уравнений (3), (4) по физическим подпроцессам и пространственным переменным [6, 7].

Результаты расчетов. Для верификации модели были проведены экспериментальные исследования формы проплавленной зоны и зоны термического влияния при воздействии на металлическую пластину толщиной $L_z = 1$ см из стали 09Г2С Nd:YAG-лазерного излучения мощностью $P_L = 1,25$ кВт (диаметр фокусирующей линзы $D_F = 5$ см, диаметр пучка на фокусирующей линзе $D_L = 4$ см, фокусное расстояние линзы $F = 30$ см, скорость перемещения источника нагрева $v_w = 60$ м/ч). При проведении численных исследований анализировалось влияние гидродинамического фактора на формирование расплавленной зоны основного металла в следующих вариантах: 1) без учета конвекции расплава; 2) учитывается лишь свободная конвекция; 3) учитывается действие термокапиллярной силы; 4) совместное воздействие термогравитационной и термокапиллярной сил. Результаты расчета, выполненные при $\eta = 0,32$, $r_L = 0,1$ см, приведены в табл. 1 и на рис. 1. В таблице приведены расчетные данные о ширине B и глубине проплавления H , а также о величине максимального перегрева поверхности металлической ванны и максимальных значениях компонент вектора скорости движения расплава. Из табл. 1 следует, что наиболее близкое совпадение

Таблица 1. Влияние гидродинамических факторов на параметры проплавления

№		H , см	B , см	V_y , см/с	V_z , см/с	T_{max} , °C
	Эксперимент	0,042	0,222	–	–	–
	Расчет					
1	Без конвекции	0,051	0,168	0	0	2905
2	А	0,049	0,174	0,191	0,089	2896
3	М	0,045	0,234	51,101	16,205	2875
4	А + М	0,042	0,252	51,300	16,310	2874

Примечание. А – свободная конвекция; М – конвекция Марангони.

расчетных и экспериментальных данных достигается при воздействии на расплав термогравитационной и термокапиллярной сил, при этом доминирующим фактором, определяющим ширину проплавления, является термокапиллярная конвекция Марангони.

Направление течения расплава и его скорость (~50 см/с), обусловлены доминирующим влиянием силы Марангони, под воздействием которой потоки расплава переносят наиболее перегретый металл из при осевой части приповерхностных слоев ванны к периферии, способствуя увеличению ширины проплавления в полтора раза по сравнению с вариантом расчета не учитывающим конвекцию расплава. На рис. 2 показано сопоставление результатов расчета очертаний ванны и зоны термического влияния (табл. 1, № 4) с экспериментальными данными. На макрошлиф нанесены расчетная форма проплавленной зоны (кривая 1, изотерма $T =$

$= 1480$ °C) и граница зоны термического влияния (кривая 2 – изотерма $T = 750$ °C).

Как следует из рис. 2, наилучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных наблюдается при одновременном учете термогравитационной и термокапиллярной сил. Имеющееся отличие расчетных и экспериментальных данных по форме оплавленной зоны вероятно связано с деформацией свободной поверхности ванны под воздействием реакции отдачи паров. На рис. 3–4 показано поле изотерм на поверхности пластины и в продольном сечении шва (координата $x = 0$ соответствует центру источника нагрева).

Рис. 3–4 показывают что максимальная глубина и ширина проплавления основного металла смещена от центра источника нагрева в хвостовую часть на расстояние 0,06–0,08 см.

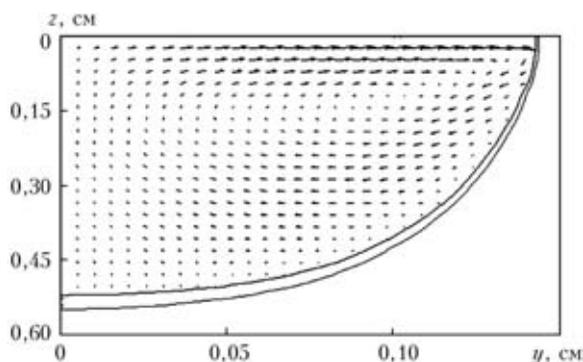


Рис. 1. Поле скоростей движения расплава в поперечном сечении металлической ванны (таблица 1, вариант № 4)

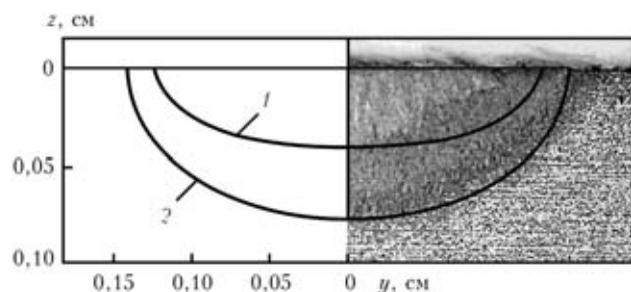


Рис. 2. Проплавленная зона и зона термического влияния при лазерном нагреве

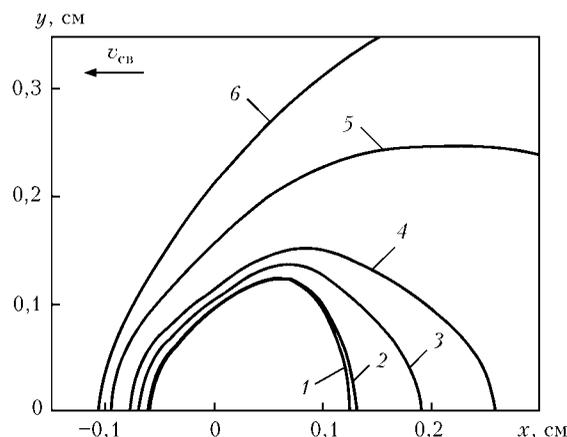


Рис. 3. Поле изотерм на поверхности пластины, T , °C: 1 – 1480; 2 – 1430; 3 – 1000; 4 – 600; 5 – 250; 6 – 100

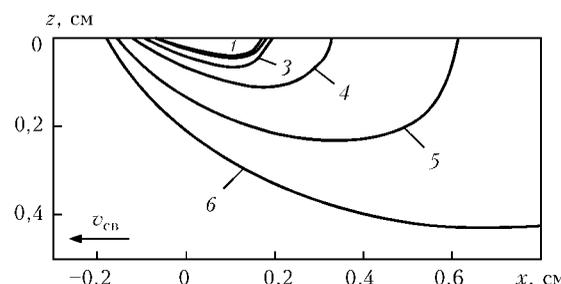


Рис. 4. Поле изотерм в осевом сечении шва, T , °C: 1 – 1480; 2 – 1430; 3 – 1000; 4 – 600; 5 – 250; 6 – 100

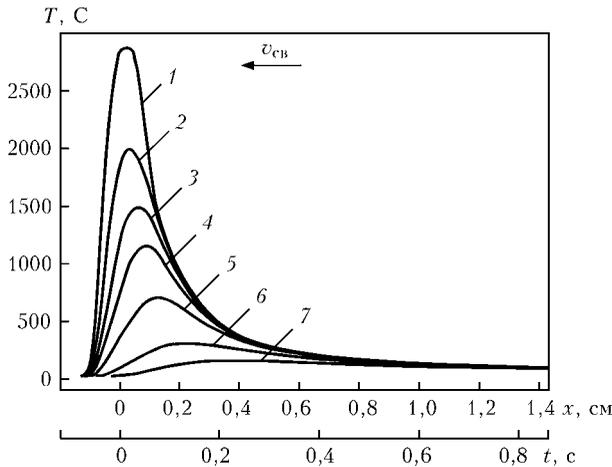


Рис. 5. Температурные циклы на оси шва для различных сечений по высоте пластины, z : 1 – 0; 2 – 0,02; 3 – 0,04; 4 – 0,06; 5 – 0,28; 6 – 0,36; 7 – 0,44

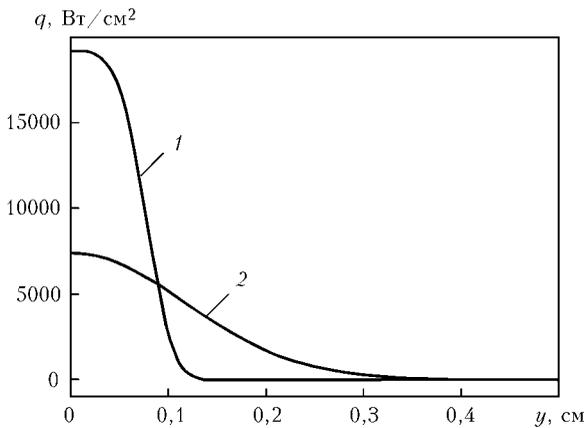


Рис. 6. Распределение удельного теплового потока лазерного (1) и плазменного (2) источников тепла на поверхности пластины ($r_L = 0,1$ см, $\eta = 0,32$, $P_L = 1250$ Вт, $r_p = 0,25$ см, $\eta = 0,5$, $P_p = 1300$ Вт)

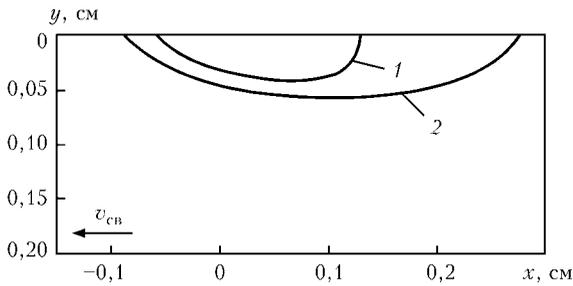


Рис. 7. Форма проплавленной зоны в осевом сечении шва ($T = 1480$ °С) при воздействии лазерного (1) и комбинированного лазерно-микроплазменного источников тепла (2)

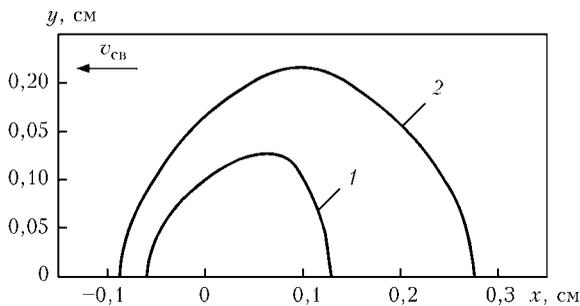


Рис. 8. Форма проплавленной зоны на поверхности пластины при воздействии лазерного (1) и комбинированного лазерно-микроплазменного (2) источников тепла

Таблица 2. Влияние тепловой мощности, вводимой в пластину, на параметры проплавления при $v_w = 1,67$ см/с, $r_l = 0,1$ см

P_l , Вт	H , см	B , см	T_{max} , °С	V_x , см/с	V_y , см/с
200	0,0165	0,1094	1886	12,8	3,7
300	0,0339	0,1872	2518	38,2	12,6
400	0,0418	0,2526	2880	51,3	16,5
500	0,0455	0,2826	2920	54,9	17,3
600	0,0475	0,3022	2944	57,1	17,9

Таблица 3. Влияние радиуса теплового пятна нагрева на проплавление $P_l = 400$ Вт, $v_w = 1,67$ см/с

r_l , см	H , см	B , см	T_{max} , °С	V_x , см/с	V_y , см/с
0,10	0,0418	0,2526	2880,65	51,30	16,50
0,12	0,0396	0,2338	2589,32	39,24	12,74
0,14	0,0346	0,2150	2274,98	27,45	8,42
0,16	0,0276	0,1920	2002,03	17,19	4,85
0,18	0,0171	0,1550	1748,69	7,62	2,04
0,20	0,0042	0,0712	1512,43	0	0

Таблица 4. Влияние скорости перемещения источника нагрева на проплавление ($P_l = 400$ Вт, $r_l = 0,1$ см)

v_w , см/с	H , см	B , см	T_{max} , °С	V_x , см	V_y , см
1,0	0,051	0,3220	2890	51,6	16,7
2,0	0,039	0,2320	2872	50,4	16,2
3,0	0,032	0,1860	2742	45,2	14,5
5,0	0,023	0,1480	2453	30,7	10,7
10,0	0,010	0,1040	1956	9,8	2,0

На рис. 5 показаны термические циклы в различных сечениях по высоте пластины. Из рисунка следует, что пластина прогревается выше температуры 750 °С на глубину менее 0,3 см со средним временем пребывания 0,15 с в температурном интервале 800–500 °С.

Результаты исследования влияния параметров режима лазерного нагрева (тепловой мощности лазерного излучения, радиуса теплового пятна, скорости перемещения источника нагрева) представлены в табл. 2–4.

Увеличение мощности от 200 до 400 Вт приводит к росту глубины проплавления в 2,5 раза, дальнейшее повышение мощности ($P_l > 400$ Вт) не оказывает существенного влияния на глубину проплавления, поскольку максимальная температура поверхности ванны жидкого металла становится выше температуры кипения основного материала пластины, соответственно этому возрастают тепловые потери на испарение металла с поверхности расплава.

Рассмотрим особенности нагрева пластины при воздействии комбинированного лазерно-микроплазменного источника энергии. При проведении вы-

числительного эксперимента полагалось, что центры пятен лазерного и плазменного нагрева совпадают. Распределение плотности мощности каждого из указанных источников нагрева на поверхности обрабатываемого материала показано на рис. 6.

На рис. 7, 8 показаны формы проплавленной зоны основного металла в продольном сечении (рис. 7) и на поверхности (рис. 8) обрабатываемой пластины.

Расчетные данные показывают, что при использовании комбинированного лазерно-микроплазменного ширина проплавленной зоны увеличивается в 1,5 раза по сравнению с лазерным нагревом. Благодаря этому при наплавке комбинированным лазерно-микроплазменным источником энергии можно получать существенно больший размер наплавленного валика.

Заключение. При воздействии источника лазерного нагрева на поверхность пластины в расплавленной зоне формируется интенсивное (~50 см/с) приповерхностное течение расплава, обусловленное доминирующим действием термокапиллярной силы, которая возникает за счет высокого градиента температуры (~7000 °С/см) на свободной поверхности металлической ванны. Это течение, направленное от осевой части ванны в сторону фронта

плавления, интенсифицирует перенос энергии из перегретой при осевой части ванны в ее периферийную область и способствует увеличению ширины проплавленной зоны. Влияние конвективного перемешивания ванны на глубину проплавления существенно меньше ввиду преимущественно приповерхностного течения расплава. Использование комбинированного лазерно-микроплазменного источника энергии для наплавки порошковыми материалами (в том числе — насыпными) позволяет увеличить ширину наплавленного валика по сравнению с лазерной наплавкой и повысить производительность процесса наплавки.

1. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. — М.: Мир, 1986. — 504 с.
2. Воздействие лазерного излучения на материалы / Р.В. Арутюнян, В.Ю. Баранов, Л.А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.
3. Веденов А.А., Гладиш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 208 с.
4. Рыкалин Н.Н. Расчет тепловых процессов при сварке. — М.: Машгиз, 1951. — 295 с.
5. 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. — С. 43–47.
6. Демченко В.Ф., Лесной А.Б. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // Доклады АН Украины. — 2000. — № 11. — С. 71–75.

АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЙ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ МЕТАЛЛА ПРИ ЛУЧЕВЫХ СПОСОБАХ СВАРКИ

А.А. Васильев, В.А. Ерофеев, В.А. Судник

Тульский государственный университет, Россия

Рассмотрена задача испарения и конденсации паров в парогазовом канале при лучевой сварке, в которой решают систему уравнений энергии и давлений на поверхности канала. Для учета колебаний глубины канала, вызывающих образование дефектов, предложено рассмотреть явления поверхностного кипения и конденсации паров металла в канале. Расположение канала определяли по изотерме температуры кипения. Теплоту, затрачиваемую на образование паров, определяли как разность между мощностью луча и мощностью теплоотвода в металл. Распределение теплоты конденсации по длине канала определяли по разности температур между фактическим значением в данной точке канала и значением, необходимым для поддержания равновесного давления. Приведены численные исследования и показано, что периодическое схлопывание канала возникает в момент, когда весь пар со дна канала полностью конденсируется на его стенках.

При лучевых способах сварки характерным дефектом является корневые пустоты (рис. 1). Возникновение этих пустот объясняют периодическими процессами, приводящими к повторяющемуся схлопыванию в горловинной части парогазового канала [1].

Математическое моделирование процесса лазерной сварки начато в 1970-х годах в работах Эндрюс и Этти [2], которые оценили гидродинамический

предел проникновения лазерного излучения в материал. Первая самосогласованная модель Крооса и др. [3], учитывающая взаимодействие ряда явлений процесса, таких как неравновесное испарение и баланс давлений на стенке парогазового канала, позволяла найти форму и размер канала, а также температуру и давление в нем. Судник и др. [4] усовершенствовали модель Крооса и впервые рассчитали к.п.д. процесса поглощения энергии на ос-

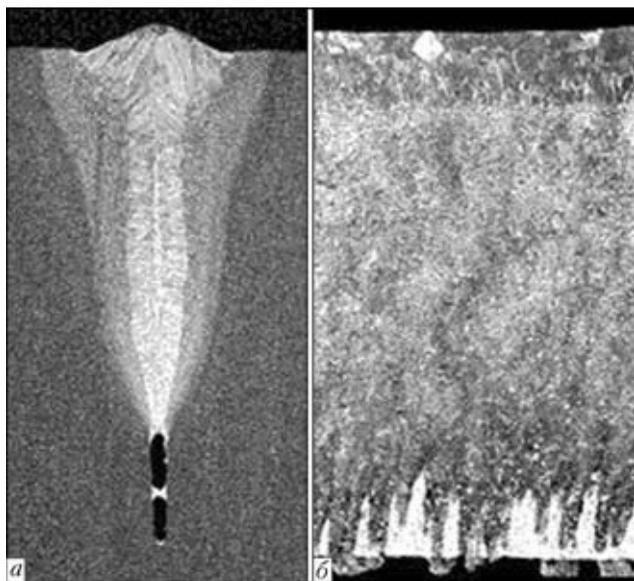


Рис. 1. Поперечное (а) и продольное (б) сечения швов

нове фундаментальных принципов поглощения излучения и потерь энергии.

Каплан, Мацунава и др. [5] предложили аналитическую модель схлопывания или коллапса канала при импульсной лазерной сварке, расчеты по которой сравнили с результатами просвечивающей рентгеновской микроскопии при облучении жидкого цинка. Хорошее соответствие теоретического описания парогазового канала и эксперимента позволила авторам предложить модель процесса, в которой учитывалась повторная конденсация при быстром охлаждении потоком защитного газа в парогазовом канале в период паузы.

Кривцун и др. [6] разработали самосогласованные математические модели процессов испарения

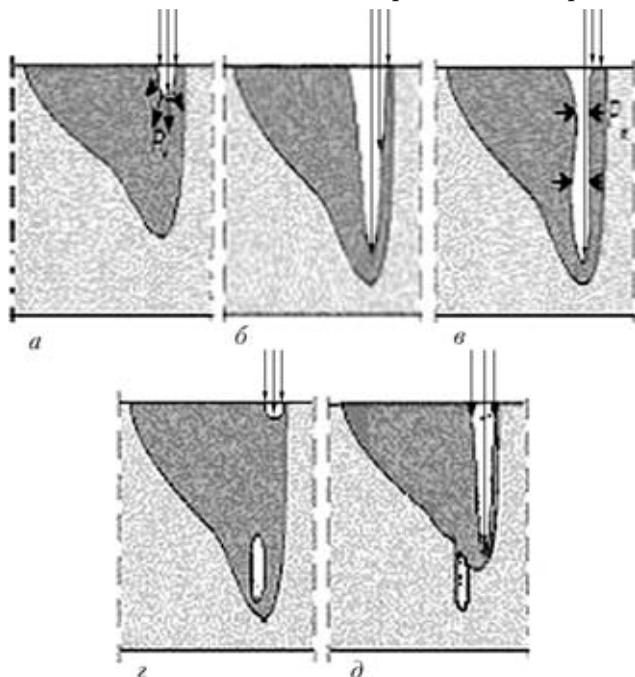


Рис. 2. Стадии формирования парогазового канала при лучевых способах сварки

металла, поверхностной конденсации и газодинамики металлического пара внутри парогазового канала, формирующегося в расплавленном металле при лазерной сварке с глубоким проплавлением и исследовали влияние газодинамических процессов на состояние пара в парогазовом канале, его давление на стенку канала и теплообмен в ванне расплава за счет процессов испарения и конденсации на ее свободной поверхности. Авторы показали, что имеется участки положительного теплового потока, направленного на стенку канала (нагрев за счет поверхностной конденсации пара и выделяющейся при этом энергии связи атомов в расплаве), и участки, где пар уносит энергию (охлаждение поверхности расплава в результате испарения).

Туричин и др. [7] разработали аналитическую динамическую модель, основанную на вариационных принципах и формализме механики Лагранжа, лазерной и гибридной сварки с учетом схлопывания парогазового канала. Авторы свели модель к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Они показали, что нестабильное поведение парогазового канала при сварке волоконным лазером связано с величиной радиуса луча и распределением интенсивности.

Ерофеев [8] разработал упрощенную теоретическую модель схлопывания канала при электроно-лучевой сварке, в которой глубина проплавления и формирование парогазового канала определялась по равенству значения температуры канала температуре кипения легкоиспаряющегося компонента сплава. Решение уравнений модели имело колебательный характер относительно глубины канала, но вследствие высокой частоты колебаний и инерционности тепловых процессов температурное поле за пределами сварочной ванны за период колебаний не изменялось. Соответствие расчетных профилей поперечного сечения шва макрошлифам достигалось введением калибровочных коэффициентов для учета влияния перемешивания расплава и погрешностей данных по температуре кипения (интенсивного парообразования). Значения коэффициентов определены для конкретного сплава при сравнении расчетных и опытных значений ширины шва и глубины проплавления.

Однако рассмотренные модели достаточно сложны и в них недостаточно рассмотрен вклад конденсации. В настоящей работе представлена упрощенная модель формирования канала и его схлопывания.

Феноменологическая модель. Лазерный луч вызывает интенсивное испарение на дне канала (рис. 2, а). Реактивная отдача паров создает давление на жидкий металл. Луч постепенно заглубляется в образовавшийся канал, при этом поверх-

ность, на которую падает луч, заглубляется в толщину металла (рис. 2, б). Часть тепла уходит в металл, часть расходуется на испарение.

При этом боковые стенки канала удерживаются давлением потока пара со дна канала (рис. 2, в). Стенки канала охлаждаются теплоотводом вглубь металла. Поток паров препятствует охлаждению, так как пар конденсируется на поверхности стенок канала. Пока тепловой энергии потока паров достаточно для поддержания температуры стенок на уровне температуры, при которой парциальное давление пара вместе с реактивным давлением отдачи паров достаточно для противодействия силам, стягивающим канал, последний устойчиво существует и заглубляется внутрь металла. При этом количество пара, выходящего из канала, уменьшается по мере заглубления, так как все большая часть этого пара конденсируется на боковой поверхности канала. В момент, при котором весь поток паров будет поглощен стенками канала, исчезает давление пара в горловине канала. Противодействие капиллярным силам исчезает, и они закрывают входное отверстие канала (рис. 2, з). Воздействие луча на дно канала прекращается, испарение на дне канала исчезает. В нижней части канала остается газовая полость в случае, если металл охлаждается до температуры плавления раньше, чем сила капиллярного давления стенок канала заполнит его расплавом. В этом случае формируется дефект в виде корневой поры (рис. 2, д). Повторное заглубление луча и плавление металла могут залить образовавшуюся полость. Это зависит от скорости сварки и периода колебания глубины канала.

Указанные физические процессы учтены при разработке математической модели формирования шва при лучевых методах сварки.

Математическая модель. Особенностью высокотемпературных лучевых технологических процессов является взаимодействие различных физических явлений, протекающих в гетерогенной среде, строение которой должно быть определено в результате решения уравнений модели. Строение пространства моделирования описывается дискретной функцией, указывающей принадлежность точки пространства к одной из зон, внутри которой среда имеет определенные свойства.

Использовали декартову систему координат x, y, z с центром в точке пересечения оси луча с поверхностью свариваемого листа.

Система координат движется вдоль оси x со скоростью сварки. Область моделирования охватывает всю толщину листа и зону вокруг луча, y которой температура превышает значение равное $0,2$ температуры плавления. Ввиду зеркальной симмет-

рии процесса рассматривали одну из симметричных частей.

При компьютерной имитации пространство искусственно ограничено. Размеры области имитации, которая имеет форму параллелепипеда, и положение центра координат в ней находятся на основе предварительного расчета размеров высокотемпературной зоны по простым аналитическим формулам.

Во всех точках пространства моделирования состояние вещества определяется энтальпией, вычисляемой решением нестационарного уравнения сохранения энергии:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \text{div} [\lambda(T) \text{grad } T] + v_s \frac{\partial H}{\partial x} + Q(z), \quad (1)$$

где H — объемная энтальпия; t — время; T — температура; v_s — скорость сварки; $\lambda(T)$ — коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры (рис. 3); $Q(z)$ — удельное объемное распределение мощности лазерного излучения по объему канала.

Принято, что канал имеет форму цилиндра с радиусом r_c , равным радиусу луча, и глубиной z_c . При решении этого уравнения учитывается что температура и энтальпия связаны между собой нелинейной функцией $T(H)$ (рис. 3).

Начальные условия:

$$T(x, y, z) = T_0, \quad t = 0. \quad (2)$$

Граничные условия:

- на верхней и нижней поверхностях учтена радиационная теплоотдача:

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} = \varepsilon \sigma_0 (T^4 - T_0^4), \quad z = 0 \cup z = S, \quad (3)$$

где ε — степень черноты поверхности; σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана; S — толщина листа.

- на плоскости симметрии $y = 0$:

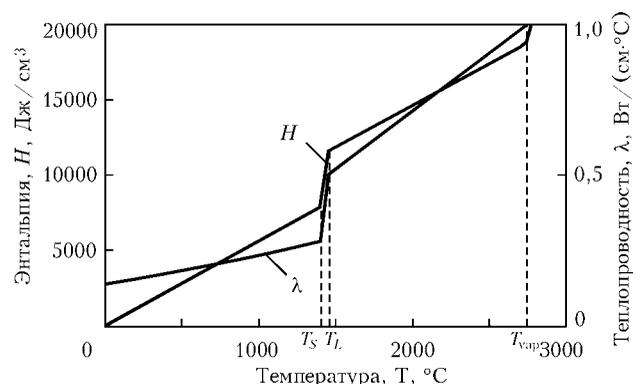


Рис. 3. Зависимость энтальпии и теплопроводности от температуры

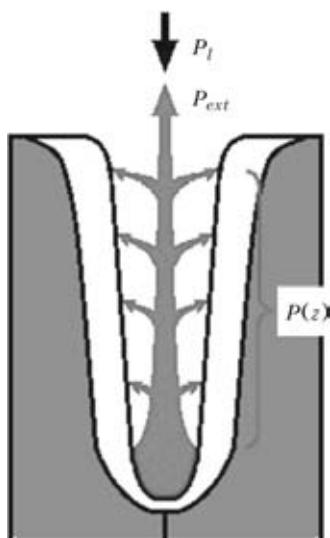


Рис. 4. Распределение мощности в канале

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0; \tag{4}$$

- в бесконечности $x = \pm\infty, y = \infty$:

$$T = T_0. \tag{5}$$

Тепловыделение луча осуществляется объемным источником. При воздействии на вещество энергия лучей преобразуется в теплоту. Источник $q(z)$ разделен на равномерно распределенный вдоль оси канала

$$q(z) = \varepsilon_l P_l \tag{6}$$

и сосредоточенный на его дне

$$q(Z_c) = P_l(1 - \varepsilon_l z_c), \tag{7}$$

где P_l — мощность луча, кВт; ε_l — коэффициент рассеяния в канале, см^{-1} .

Для удержания поверхности канала от стягивания необходимо, чтобы парциальное давление паров на его поверхности превышало капиллярное давление. Принято, что минимальное значение стенок канала должно быть равно энтальпии закипания H_k , поэтому необходимо, чтобы на поверхности выделялась мощность, определяемая разностью энтальпии закипания и фактической энтальпии в данной точке Z_c канала.

Мощность, необходимая для поддержания температуры поверхности канала на уровне температуры кипения, равна [4]:

$$P(z) + \frac{\partial}{\partial t} (H_k - H(0, 0, z)) \pi r_c^2. \tag{8}$$

Эта мощность выделяется при конденсации пара металла, истекающего со дна канала. Поэтому из канала вытекает поток пара, тепловая мощность которого существенно меньше мощности потока пара на его дне.

Мощность, выносимая вытекающим из канала паром (см. рис. 4):

$$P_{ext} = \frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_V (H - H_k) dV, \tag{9}$$

где V — объем канала.

Перераспределение мощности испарения на стенки канала:

$$q_{vap}(z) = (H_v - H_w) C \rho \pi r_l \frac{\partial r}{\partial t}, \tag{10}$$

где H_v — энтальпия начала кипения; H_w — энтальпия стенок канала.

Если мощность потока пара со дна канала полностью поглощается конденсацией на стенках, то поток пара из отверстия канала исчезает, соответственно, исчезает парциальное давление паров, которое сдерживает капиллярные силы, и канал схлопывается. Так как энергия пара перераспределяется от дна к входному отверстию, условия к схлопыванию создаются в верхней части канала.

Условие устойчивого состояния канала:

$$P_{ext} > 0, \tag{11}$$

при

$$P_{ext} \leq 0 \tag{12}$$

канал схлопывается $Z_c = 0$.

$$Z_c = 0. \tag{13}$$

Система уравнений содержит данные от теплофизических свойствах коррозионно-стойкой стали 12X18H10T (рис. 3), которые зависят от энтальпии и описаны кусочно-линейными функциями. Точки сопряжения участков кусочно-линейных функций соответствуют началам и концам агрегатных превращений сплава.

Численная аппроксимация. Уравнение теплопроводности решали методом конечных разностей на трехмерной равномерной сетке с шагом 0,25 диаметра луча. Шаг времени был выбран по физическому условию: недопустимости агрегатного изменения металла в объеме металла за один шаг сетки. Алгоритм численного решения приведен на рис. 5.

На начальном этапе принимается, что металл холодный, а канал отсутствует, мощность луча выделяется в поверхностном контрольном объеме. В цикле времени рассчитываются энтальпии температуры в узлах сетки. Затем определяются узлы канала, в которых температура больше температуры кипения. Определяется мощность потока пара со дна канала, которая затем перераспределяется в контрольные объемы по длине канала, начиная со дна.

Ввод исходных данных	
Расчет параметров сетки и задание начальных условий	
Определение давления в канале и температуры его стенок, коэффициента рассеивания излучения в канале	
Цикл по времени с малым шагом	
	Определение граничных условий уравнения теплопроводности
	Определение мощности луча на стенках (6) и на дне канала (7)
	Решение уравнения теплопроводности (1)
	Определение текущих значений глубины канала (8)
	Определение текущих значений энергии потока пара из канала
	Расчет мощности, выносимой паром, (9). Перераспределение мощности испарения на стенке канала (10).
	Определение размеров ванны жидкого металла
	Проверка достаточности потока пара для удержания горловины (11)
	Моделирование процесса схлопывания канала (13) по условию (12)
	Вывод текущих результатов
Пока не закончится заданное время моделирования	
Вывод конечных результатов	

Рис. 5. Алгоритм численного решения

Если этой мощности достаточно для всех узлов, лежащих на пути луча, то цикл моделирования продолжается, в ходе которого канал углубляется. Если нет, то моделируется схлопывание канала, т. е. глубина канала принимается равной нулю и начина-

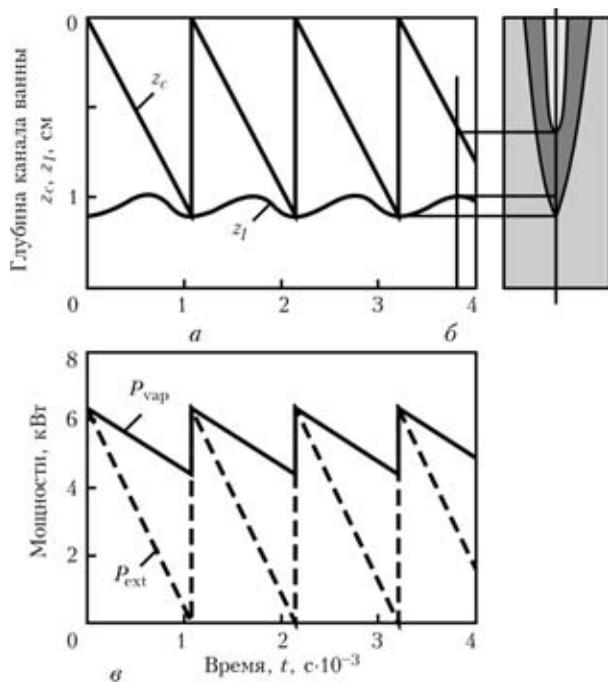


Рис. 6. Изменение глубины канала (а) и мощности (е), выделяемой на его дне и уносимой потоком паром, глубина канала и ванны в сечении (б)

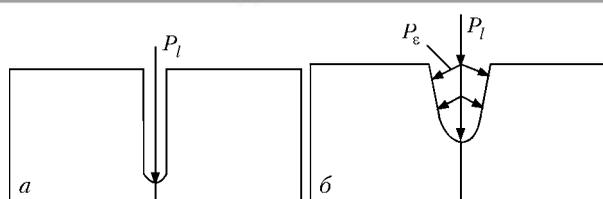


Рис. 7. Рассеяние мощности в канале в вакууме (а) и при атмосферном давлении (б)

ется моделирование следующего цикла заглубления луча.

Моделирование проводилось в среде Delphi на операционной системе Windows XP, на процессоре с тактовой частотой 2,5 ГГц и оперативной памятью 2 Гб.

Анализ результатов. Численное решение уравнений модели показало, что решение имеет колебательный характер, при котором глубина канала непрерывно изменяется (рис. 6, а), параметры процесса: твердотельный лазер, 1 мкм, мощность 16 кВт, радиус луча 0,4 мм, скорость сварки 1,6 см/с, сталь 12Х18Н10Т. Процесс через некоторое время переходит в квазистационарное состояние, при котором амплитуда колебаний глубины канала стабилизируется. В периоде колебания изменяется мощность парообразования на дне канала незначительно. При этом мощность потока пара, истекающего из канала, изменяется от максимального, равного количеству образующегося пара, до нуля в момент схлопывания (рис. 6, е).

Из опыта известно, что в вакууме глубина проплавления много больше, чем при атмосферном дав-

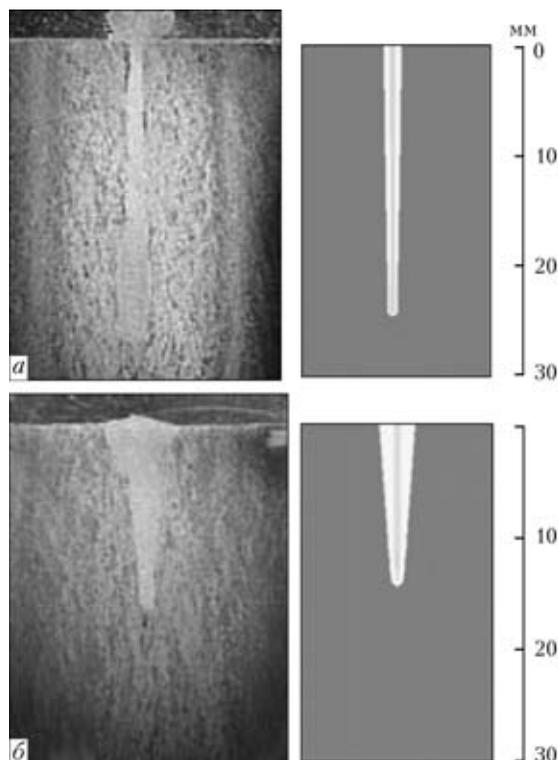


Рис. 8. Сопоставление экспериментальных данных согласно [9] и расчета в условиях вакуума (а) и атмосферного давления (б)

лении. Процесс ЭЛС, как правило, выполняют в вакууме, когда плотность пара очень мала. Лазерную сварку обычно осуществляют при атмосферном давлении. Соответственно, температуры кипения металла несколько различаются. Температура кипения металла в вакууме меньше, чем при атмосферном давлении. Но моделирование показало, что это различие температур недостаточно для объяснения значительно более высокой глубины проплавления в вакууме.

Меньшее проплавление при атмосферном давлении можно объяснить также большим рассеянием луча в более плотном паре металла (рис. 7).

Удовлетворительное совпадения моделирования было получено при коэффициенте рассеяния 0,1 (рис. 8).

При большом коэффициенте рассеяния существенная часть мощности луча попадает на стенки канала непосредственно и поддерживает температуру на высоком уровне.

Моделирование показало, что колебания глубины канала при этом исчезают.

Выводы

Предложена модель возникновения колебаний глубины канала при лучевых методах сварки, основанная на описании процессов испарения и конденсации пара металла в парогазовом канале, согласно которой периодическое схлопывание канала возникает в момент, когда весь пар, испаряющийся со дна канала, полностью конденсируется на его стенках.

Физико-математическое моделирование процессов испарения и конденсации пара металла в парогазовом канале подтверждает предложенный механизм возникновения колебаний.

Предложенный механизм объясняет исчезновение колебаний канала при атмосферном давлении рассеянием излучения на парах металла, которое отсутствует при сварке в вакууме, когда такие колебания обычно наблюдаются.

1. Рыкалин Н.Н., Зуев И.В., Углов А.А. Основы электроннолучевой обработки материалов. — М.: Машиностроение, 1978. — 239 с.
2. Andrews J.G., Atthey D.R. Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam // *J. Physics D: Applied Physics*. — 1976. — № 9. — P. 2181–2194.
3. Kroos J., Gratzke U., Simon G. Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding // *Ibid.* — 1993. — **26**. — P. 474–480.
4. Sudnik W., Radaj D., Erofeev W. Computerized simulation of laser beam welding, modeling and verification // *Ibid.* — 1996. — **29**. — P. 2811–2817.
5. Computerized unbounded keyhole collapse and bubble formation during pulsed laser interaction with liquid zinc / A.F.H.Kaplan, M. Mizutani, S. Katayama, A. Matsunawa // *Ibid.* — 2002. — № 35. — P. 1218–1228.
6. Моделирование процессов испарения металла и газодинамики металлического пара в парогазовом канале при лазерной сварке / И.В.Кривцун, С.Б. Сухоруков, В.Н. Сидоренко, О.Б. Ковалев // *Автомат. сварка*. — 2008. — № 10. — С. 19–26.
7. Теория и технология гибридной сварки металлов больших толщин / Г.А.Туричин, И.А. Цибульский, Е.А. Валдайцева, М.В. Карасев // Сб. тр. 6-й междунар. конф. «Лучевые технологии и применение лазеров». — СПб: Изд-во «СПбГПУ», 2009. — С. 11–18.
8. Erofeev V.A. Моделирование особенностей формирования парогазового канала при электронно-лучевой сварке // *Сварка и диагностика*. — 2009. — № 4. — С. 2–8.
9. Deep penetration welding with high power laser under vacuum / Y. Abe, M. Mizutani, Y. Kawahito, S. Katayama // *Laser Institute of America*. — 2010. — № 613. — P. 648–653.

SIMPLIFIED ANALYTICAL MODELING OF DYNAMIC BEHAVIOR OF THE KEYHOLE FOR DIFFERENT SPATIAL LASER INTENSITY DISTRIBUTIONS DURING LASER DEEP PENETRATION WELDING

J. Volpp, M. Gatzten, F. Vollertsen

Bremer Institut fuer Angewandte Strahltechnik GmbH (BIAS), Germany

During laser deep penetration welding a characteristic keyhole is created when the intensity of the laser beam exceeds a material depending limit. The generated keyhole system of keyhole and surrounding melt pool is highly dynamic. Dynamics in the weld pool and in the keyhole are mainly responsible for keyhole instabilities that can cause keyhole collapses during the welding process. This can lead to unwanted enclosures or pores that reduce the quality of the weld joint. For a better understanding of the complex system a simplified analytical model of the keyhole is used providing a description of the keyhole geometry. It also calculates the influence of different spatial laser intensity distributions on keyhole dynamics and the resultant tendency to form pores. The model is used to calculate the temperature on the keyhole wall from an energy equation containing laser beam energy absorption, heat conduction and evaporation losses. The surface temperature is needed to calculate the keyhole radius by solving the pressure equilibrium equation. This contains the recoil pressure at the end of the Knudsen layer on the keyhole surface which keeps the keyhole open against the surface tension pressure of the surrounding liquid material. In the second step, a dynamic equation that describes the behavior of the keyhole is used. The dynamic calculation is based on the force balance in the keyhole. To observe the influence of different spatial laser intensity distributions a Gaussian and a top hat distribution are implemented in the calculation. It can be found that keyhole geometry is influenced by different laser intensity distributions and the pressure gradient changes significantly leading to highly different dynamic behaviors.

1. Introduction. Pores are one of the failures occurring in laser deep penetration welding that reduce weld quality. Pores can be formed due to chemical reasons [1], laser power instabilities [2], changes in absorptivity or process instabilities [3]. Weld pool and keyhole dynamics can cause the keyhole to collapse. A high amplitude of the oscillating keyhole walls leads to a closing of the keyhole. Gas enclosures are formed usually in the lower part of the keyhole [4]. The captured gas cannot escape to the surface and forms a bubble in the weld pool. After solidification of the weld pool a pore is formed [5]. Although keyhole dynamics have been a field of interest and a lot of research has been done the complex system is still not completely understood. Experimental observations found process oscillations in the range of a 1 kHz [6] up to 8 kHz [7] and it was concluded that these high frequencies must origin from keyhole oscillations.

There were also mathematical approaches describing the process in the keyhole. In several former works numerical approaches were used to describe the complex system. Ki [8] presented a model including all important known physical effects taking place in the keyhole and weld pool. For observing oscillations in kHz ranges a numerical calculation requires small time steps and a high calculation time [9]. Therefore an analytical description is desired. Analytical models

need shorter calculation times but require simplifications. It is, for example, not possible to solve the heat conduction equation for arbitrary shapes. Research has been done in analytical modeling of the keyhole for quasi-static calculations [10] as well as for dynamic behavior calculations [11]. Most former works used a Gaussian beam as a beam source for calculations. But industrially used laser beam sources provide quite different intensity distributions. Kaplan [12] started to also consider the axial change of the intensity profile of the laser beam [13]. Not only the intensity value [14] and power oscillations [15] but also the spatial laser intensity distribution has been identified as being an influencing factor. The absorbed energy, the temperature in the keyhole and the pressure in the keyhole depend on the intensity and the intensity profile of the beam [16]. Therefore the influence of different intensity distributions of the laser beam are observed in this paper with the aim of finding a way to reduce pores.

Based on these existing analytical models the influence of a Gaussian and a top hat laser intensity distribution on keyhole geometry [10] and dynamics [11] is observed to obtain a better understanding of the keyhole process.

2. Analytical model of the keyhole. *2.1. Modeling quasi-static keyhole.* When the keyhole has formed due to a high intensity of the laser beam a quasi-

static condition is achieved. A cylindrical keyhole for thin material sheets can be assumed that is completely penetrating the material. The macroscopic shape is conserved when the beam is moved relatively to the material. Due to the vaporization process an ablation or recoil pressure p_{abl} in the keyhole is built up that opens the keyhole and counteracts against the pressure of the surface tension p_γ of the surrounding melt pool. Mathematically the pressure balance equation can be expressed as

$$\Delta p = p_\gamma - p_{abl}. \quad (1)$$

Hydrodynamic and hydrostatic pressures can be neglected [17] as their dimension is much smaller than the one of the surface tension calculated with the Laplace description

$$p_\gamma = \frac{\gamma}{r_{Kap}}. \quad (2)$$

Surface tension pressure depends on the radius r_{Kap} and the surface tension coefficient γ .

The ablation pressure p_{abl} caused by vaporization of material on the keyhole wall in the so called Knudsen layer can be calculated as

$$p_{abl} = mn(T_s)u^2(T_s), \quad (3)$$

where m is the atomic mass; n the particle density and the velocity of evaporated particles. Particle density and velocity of evaporated particles are dependent on keyhole surface T_s temperature that can be calculated solving the energy equation

$$q_{abs} = q_\lambda + q_{abl} \quad (4)$$

The absorbed part of the energy provided by the laser beam q_{abs} can be calculated using

$$q_{abs} = \frac{1}{2\pi rd} \int i(r)rdrd\Phi, \quad (5)$$

with sheet thickness d and the radial and azimuthal coordinated r and Φ . Laser intensity distribution i in this equation is a parameter that can be varied.

Energy losses are mainly vapor losses ablating from the keyhole

$$q_{abl} = mn(T_s)u(T_s)H_v \quad (6)$$

and heat conduction losses

$$q_\lambda = \frac{T_s - T_0}{2} \rho c_p u_0 K_1(Pe) / K_0(Pe), \quad (7)$$

where H_v is the latent heat; T_0 the ambient temperature; ρ the density of the liquid material; c_p the heat capacity; u_0 the welding velocity; and K_1 and K_0 the modified Bessel functions of first and zero order depending on the Peclet number $Pe = u_0 r_{Kap} / 2\kappa$ with

the thermal diffusivity κ (7) is a solution of the heat conduction equation describing losses through heat conduction assuming a simplified cylindrical heat source [10].

Calculating the surface temperature T_s at a wide range of radii the pressure equilibrium equation $\Delta p = 0$ can be solved and the quasi-static radii of the cylindrical keyhole can be determined.

2.2. Modeling dynamic behavior of the keyhole. To model the dynamic behavior of the keyhole differential equations are necessary. The cylindrical keyhole calculated in chapter 2.1 is assumed to oscillate only in the radial direction and the intensity distribution is a parameter in the model. Including the composition of all forces F acting in the keyhole the dynamic equation of the radius r can be written as follows:

$$\ddot{r} = \dot{b} = \frac{F}{m_{mp}}. \quad (8)$$

The radius r denotes the normalized (to the beam radius) keyhole radius; b is the velocity of the radius and m_{mp} the mass of the melt pool. According to [11] the dynamic equation of velocity b is

$$\begin{aligned} \dot{b} = & 2\pi d(rp + 1) + 12\pi \frac{d^2}{r_L^2} r \times \\ & \times \frac{(1 - r^2)}{(c - r)^2(c^2 - r^2)} - fb, \end{aligned} \quad (9)$$

with c being a factor that accounts for the acceleration due to melt pool deformation at the top surface. First and second term in (9) describe velocities induced by ablation pressure, surface tension and melt pool deformation at the surface. The last term accounts for the viscous velocity dissipation with F being a dissipation factor that causes damping of the system.

The dynamic pressure is described by [11]

$$\dot{p} = \sqrt{\frac{m_{mp}}{\gamma}} \cdot \left(\underbrace{2 \frac{v_a}{d} \cdot \left(\frac{p_0}{p_{eq}} - p \right)}_1 + \underbrace{\frac{C_0}{\pi d p_0 r_0^2 \tau^2}}_2 \cdot i(r, r_{Kap}, r_0)}_3 - \underbrace{2 p_0 r_{Kap}^2 \cdot \frac{b}{r^3}}_4 \right), \quad (10)$$

where p is the pressure in the keyhole normalized to the quasi-static equilibrium pressure p_{eq} . The first part of the right hand side of equation (10) describes the pressure change due to vapor escaping through keyhole opening with v_a being the assumed velocity of the exiting vapor and p_0 the ambient pressure. The pressure change due to laser evaporation is found in the second term with C_0 being a constant relating to laser power, r_0 the beam radius and the beam intensity distribution. The third term in equation (10) describes the pressure change due to adiabatic volume change of the keyhole. This set of differential equations can

be solved and the response on special perturbations can be calculated.

3. Evaluation. For evaluating the model two different laser intensity profiles are examined. First a Gaussian beam is considered with P_{abs} being the absorbed laser power

$$i_{gs}(r) = \frac{P_{abs}}{\pi r_0^2} e^{-(r/r_0)^2}. \quad (11)$$

Second a top hat profile is used

$$i_{th}(r) = \frac{P_{abs}}{\pi r_0^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{r - r_0}{\alpha} \right) \right), \quad (12)$$

with α being a factor determining the steepness of the function.

Mathworks® Matlab (Version R2009a) is used to calculate the quasi-static keyhole geometry and Simulink (Version 7.3) is used to calculate the dynamic behavior of the keyhole geometry and pressures. For the calculations a set of typical parameters is used (Table). Radius r_{start} and pressure p_{start} are normalized to calculated quasi-static values of radius and pressure.

4. Results of modeling. 4.1. Quasi-static keyhole.

For a Gaussian and a top hat profile the pressure gradient for a wide range of the keyhole radius r_{Kap} normalized to r_0 is calculated and shown in Figure 1.

Both curves equal zero two times. But only the second zero is stable. A small deviation of the first zero would lead to a collapse of the keyhole. The resulting keyhole radius obtained by a Gaussian beam is slightly smaller than the one produced by a top hat distribution. Although the radius is similar the restoring forces are different. The forces can be correlated

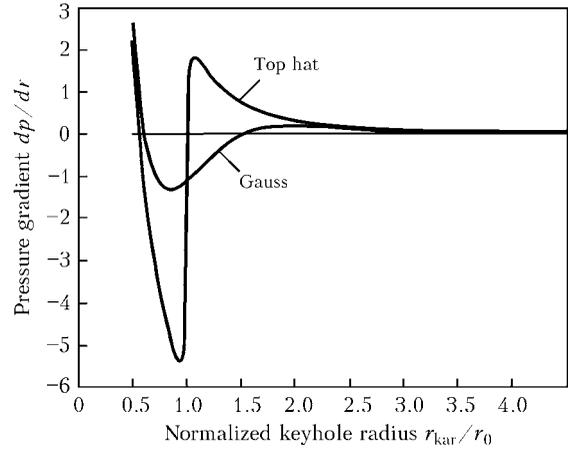


Figure 1. Pressure gradient for a Gaussian and top hat laser profile

to the pressure gradient when a deviation of the radius occurs. Figure 1 shows a higher pressure gradient for an incident top hat than for a Gaussian beam.

4.2. Dynamic behavior. Different restoring forces in the keyhole of different incident laser beams lead to a different dynamic behavior. Both radii are deviated and the dynamic behavior is calculated by the model. Time t has to be normalized to

$$t' = t \sqrt{\frac{m_{mp}}{\gamma}}. \quad (11)$$

Figure 2, *a* shows the oscillating radius around the equilibrium with different frequencies for different intensity distributions. They are found to be approximately 1.6 kHz for the Gaussian intensity distribution and 3.2 kHz for the top hat intensity distribution.

In Figure 2, *b* the pressure balance is shown. Pressure rises in both cases to different starting values

Parameters used for calculation

P_{abs}	r_0	α	u_0	d	C_0	f	c	v_a	r_{start}	p_{start}
900 W	100 μm	1 μm	1 m/min	1 mm	0.2	0.1	3	4 m/s	1.2	1

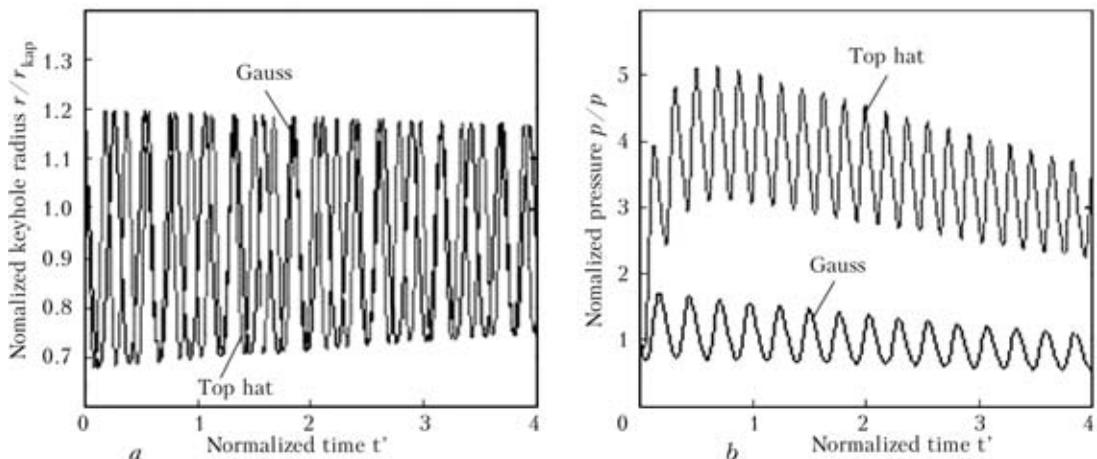


Figure 2. Keyhole radius (*a*) and pressure (*b*) oscillations for a Gaussian and a top hat laser intensity distribution

and oscillates with different frequencies for different incident beams. Down slope of the curves is caused by the damping of the oscillation by surrounding material.

5. Discussion. It can be seen from the results of the modeling that different spatial laser intensity distributions have different effects on both keyhole geometry and dynamics. Impact on the keyhole pressure and also the keyhole radius is rather small. Radial dependency of the pressure gradient is much more significant. Particularly the explicit steepness of the intensity change with radius for a top hat distribution is assumed to cause a notably higher pressure gradient in the region of the stable quasi-static keyhole radius. As the pressure gradient influences the force balance different dynamic behaviors are expected for different spatial laser intensity distributions. Fabbro [18] was able to measure these pressure oscillations resulting from radius dynamics. The frequency of pressure and radius oscillations are especially influenced by different beam profiles. The higher frequency for the top hat distribution can be explained by the higher amplitude of the pressure oscillation that results in a stronger restoring force and hence higher velocities. This also results from the higher radial pressure gradients caused by a top hat distribution. Found frequency values are in the same range as they were experimentally measured by [6] or [7]. It seems that a top hat distribution is more beneficial to producing a stable keyhole than a Gaussian beam. Recoil pressure seems to damp the oscillations much more quickly what leads to a smaller influence of the surrounding melt pool. A higher pressure gradient seems to inhibit a keyhole collapse.

CONCLUSION

Using an analytical model for calculating quasi-static keyhole and dynamic behavior the effect of different spatial laser intensities on the keyhole geometry and dynamics can be shown. Calculations of the used model show a small influence of different laser intensity profiles on keyhole geometry. A higher pressure gradient is calculated for a top hat intensity distribution than for a Gaussian beam. For the observed radius perturbation different oscillation frequencies and amplitudes are found for a top hat and a Gaussian intensity profile due to different pressure

gradients. Using this model a top hat distribution seems to result in a more stable keyhole.

Acknowledgements. The authors appreciate the funding of the Project VO 530/40-1 from DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) sincerely.

1. Tsukamoto, S., Arakane, G., Kojima, K. et al. Effect of alloying elements on porosity formation in laser welding of heavy section steel plates. *The Int. Institute of Welding IIW: Com IV Annual Assembly*. 1–8 July 2007, Dubrovnik, Croatia. IIW Doc. IV-941-07.
2. Szymanski, Z., Hoffman, J., Kurzyna, J. (2001) Plasma plume oscillations during welding of thin metal sheets with a cw CO₂ laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 189–199.
3. Matsunawa, A., Kim, J.D., Katayama, S. et al. Experimental and theoretical studies on keyhole dynamics in laser welding. The 15th Int. Congress on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 14–17 Oct. 1996, Detroit, MI., USA). **81**, 58–67.
4. Berger, P., Hugel, H., Graf, T. Understanding pore formation in laser beam welding. In: *Physics Procedia* 12 (2011) 241–247, Laser in Manufacturing LIM: Munich, Germany.
5. Liu, L., Song, G., Liang, G. et al. (2005) Pore formation during hybrid laser-tungsten inert gas arc welding of magnesium alloy AZ31B – mechanism and remedy. *Materials Sci. and Engineering A*, **390**, 76–80.
6. Semak, V., Hopkins, J., McCay, M. et al. (1995) Melt pool dynamics during laser welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 2443–2450.
7. Klassen, M. (2000) Prozessdynamik und resultierende Prozessinstabilitäten beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen. In: *PhD thesis, University of Bremen*.
8. Ki, H., Mohanty, P., Mazumder, J. (2002) Modeling of laser keyhole welding: Part I. Mathematical modeling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple reflections, and free surface evolution. *Metallurgical and Materials Transact.*, **33A**, June.
9. Pitz, I., Otto, A., Schmidt, M. (2011) Accelerated simulation of laser beam forming by means of moving meshes. *Int. Workshop on Thermal Forming and Welding Distortion (IWOTE)*, Bremen, April 06-07.
10. Kroos, J., Gratzke, U., Simon, G. (1993) Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **26**, 474–480
11. Pleiteit, H. (2001) Analyse und Modellierung der Keyhole-Dynamik beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen. In: *PhD thesis, University of Bremen*.
12. Kaplan, F. (2011) Influence of the beam profile formulation when modeling fiber-guided laser welding. *J. of Laser Applications*, **23**, № 4, November.
13. Marten, O., Wolf, S., Hansel, K. et al. *Qualifizierung von Fokussier- und Abbildungssystemen für die industrielle Laserbearbeitung mit brillanten Strahlquellen im Multikilowattbereich*. Laser-Anwenderforum, Bremen, 24./25.11.2010.
14. Khan, M., Romoli, L., Dini, G. et al. A simplified energy-based model for laser welding of ferritic stainless steels in overlap configurations. *CIRP Annals*, E, **60/1/2011**, P. 215.
15. Schmidt, M., Otto, A., Kageler, C. et al. Analysis of YAG Laser Lap-Welding of zinc coated steel sheets. *CIRP Annals*, E, **57/1/2008**, P.213.
16. Hugel, H., Graf, T. (2009) *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Vieweg+Teubner, Stuttgart.
16. Klein, T., Vicaneck, M., Kroos, J. et al. (1994) Oscillation of the keyhole in penetration laser beam welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27(10)**, 2023–2030.
17. Fabbro, R., Slimani, S., Coste, F. et al. (2005) Study of keyhole behaviour for full penetration Nd YAG CW laser welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 1881–1887.

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СВАРНЫХ ШВАХ ВЫСОКОПРОЧНЫХ СТАЛЕЙ

В.А. Костин, Г.М. Григоренко, А.М. Крупеник

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

Цель данной работы заключалась в поисках математических методов описывающих кинетику распада аустенита в высокопрочных сталях на основании экспериментальных результатов, полученных при помощи системы имитации термомеханического состояния сварки Gleeble 3800.

Основным показателем работоспособности сварных конструкций в условиях отрицательных климатических температур являются их пластические характеристики — ударная вязкость и работа разрушения. Металл шва должен обладать определенным запасом пластичности для того, чтобы успешно противостоять возможности неконтролируемого хрупкого разрушения. Вместе с тем, как раз со снижением пластических свойств при образовании закалочных структур в металле сварного соединения связаны основные проблемы сварки низколегированных и, особенно, высоколегированных сталей.

Хорошо известно, что для образования холодных трещин в металле шва высокопрочных сталей необходимо одновременное выполнение ряда условий, а именно наличие:

- повышенного содержания диффузионного водорода;
- растягивающих напряжений выше предела текучести;
- образование закалочных структур.

Необходимо также учитывать, что на образование холодных трещин влияет термический цикл сварки, т. к. швы выполненные лазерной или дуговой сваркой под флюсом имеют различную склонность к образованию трещин. Не последнюю роль играет температура испытаний и скорость деформирования металла.

В настоящее время для моделирования различных аспектов сварки широко используются различные математические пакеты прикладных программ — SYSWELD, VISUAL-WELD, ANSYS, ABAQUS и ряда др. Проведенный анализ этих прикладных пакетов показал, что в них достаточно успешно реализованы методы решения тепловой (температурные поля), деформационной (напряжения-деформации), гидродинамической (поток в сварочной ванне) и электромагнитной (электромагнитные силы образования капли и столба дуги) задачи формирования жидкой ванны и сварного соедине-

ния. Несколько менее развито решение диффузионной (концентрационные изменения) задачи перераспределения элементов между шлаком/флюсом, жидкой ванной и твердым раствором. Задачам моделирования процессов образования твердой фазы из жидкости (кристаллизационная задача) и формирования микроструктуры в сталях в процессе распада аустенита (микроструктурная задача) уделяется намного меньше внимания.

Для моделирования структурных превращений происходящих в металле шва и ЗТВ, необходимо провести совместное решение ряда задач, которые оказывают взаимное влияние друг на друга.

На рис. 1 представлена взаимосвязь между различными задачами и параметрами, которые требуют математического описания, в ходе моделирования микроструктуры сварного соединения.

Учет скрытого тепловыделения в результате фазовых превращений приводит к тому, что уравнение теплопроводности примет следующий вид:

$$\left(\sum_i P_i(\rho C)_i \right) \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\left(\sum_i P_i \lambda_i \right) \nabla T \right) + \sum_{i < j} L_{ij}(T) A_{ij} = Q,$$

где P — доля фазы; T — температура; t — время; i, j — структурные составляющие; ρ — плотность; C — теплоемкость; λ — теплопроводность; Q — тепловые источники; $L_{ij}(T)$ — скрытая теплота при $i \rightarrow j$ фазовом превращении; A_{ij} — доля i — фазы превращающаяся в j -фазу.

Как видно из диаграммы (рис. 1), деформационная задача должна учитывать напряжения, деформацию и наведенную пластичность вызванные фазовым превращением.

Взаимосвязь между температурной задачей и фазовым превращением осуществляется через термокинетическую диаграмму распада — диаграмму АРА. Возможно несколько вариантов такого взаимодействия. Первый метод связан с переводом ди-



Рис. 1. Взаимосвязь между различными задачами при моделировании процессов формирования сварного соединения [1]

аграммы АРА в цифровой вид (рис. 2) с определением температур начала-конца образования фаз и их количества в процессе охлаждения.

Второй метод связан с построением математических моделей образования фаз. Существует несколько моделей фазовых превращений обычно применяемых в процессе моделирования. Различают отдельно модели для диффузионного и мартенситного превращений. Для описания диффузионного распада используется модель Леблонда [2]:

$$\frac{dP}{dt} = f(T') \frac{P_{eq}(T) - P}{\tau(T)}, \quad (1)$$

где P – доля фаз; P_{eq} – количество фазы в условиях фазового равновесия; t – время; T – температура; T' – скорость охлаждения или модель ЖМАК (Джонсон–Мейхл–Аврами–Колмогоров) [3]:

$$\frac{dP}{dt} = k(T)n(1 - P)t^{n-1} \quad (2)$$

или в более привычном виде:

$$P = 1 - \exp(-k(T)t^n), \quad (3)$$

где P – доля фаз; k, n – коэффициенты; T – температура; t – время.

Для мартенситного превращения используется модель Койстинена–Марбургера [4]:

$$P = 1 - \exp(-b(M_s - T)^n), \quad (4)$$

где P – доля фазы; b, n – коэффициенты; M_s – температура начала мартенситного превращения.

Для моделирования изменения размера зерен в процессе охлаждения используют уравнение:

$$d^{n_1} - d_0^{n_1} = K t^{n_3}, \quad (5)$$

где n_1, n_2, n_3, K постоянные материала; d_0 – начальный размер зерна.

В случае формирования бейнитной структуры ее доля определяется путем вычитания из 100 % количество продуктов диффузионного и мартенситного превращений. Это обстоятельство связано с тем, что до сих пор не создано достаточно простой модели формирования продуктов промежуточного превращения – бейнита, игольчатого феррита, Видманштеттового феррита, а существующие модели, например Бхадеша [5], пока не нашли своей реализации в пакетах численного моделирования.

В связи с этим, цель данной работы заключалась в построении модели промежуточного превращения и нахождении математических зависимостей, описывающих бейнитное превращение в металле швов высокопрочных сталей на основе экспериментальных результатов, полученных при помощи системы имитации термомеханического состояния сварки Gleeble 3800.

Для исследования были выбраны три типа швов, в которой формируется микроструктура различного типа:

- швы высокопрочной низколегированной стали 12ХН2МДФ ($\sigma_{0,2} = 400\text{--}450\text{МПа}$);
- швы той же стали но модифицированной дисперсными (до 1 мкм) оксидами титана TiO_2 и циркония ZrO_2 ;
- швы высокопрочной высоколегированной стали 12ХГН2МФБДАЮ ($\sigma_{0,2} = 590\text{--}980\text{МПа}$).

В соответствии с заданными термическими циклами, характерными для базовых режимов дуговой

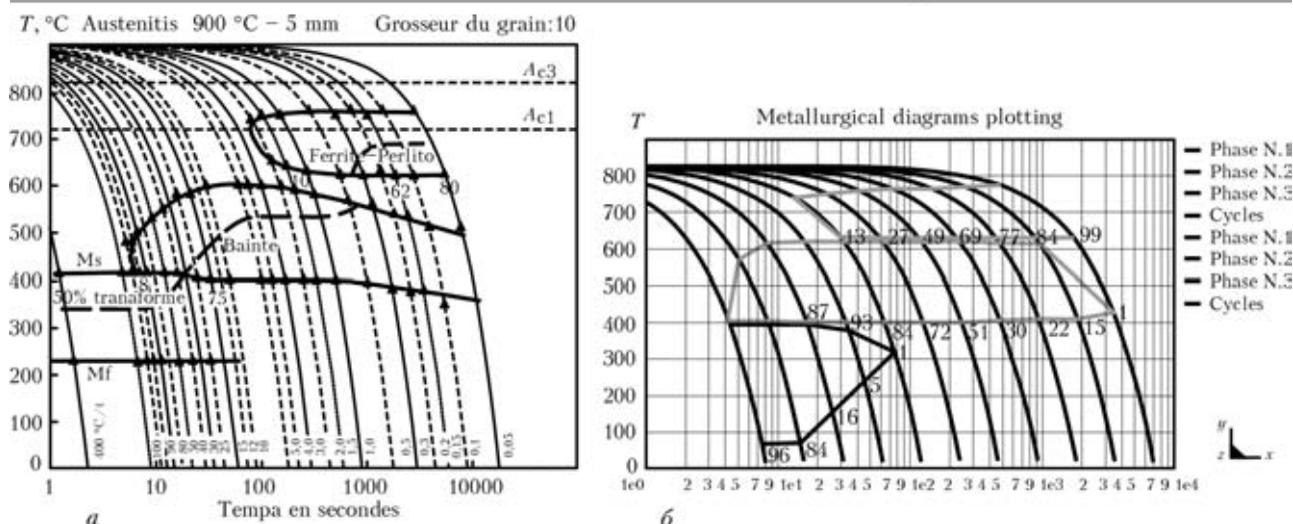


Рис. 2. Моделирование диаграммы АРА высокопрочной стали: а – реальная термокинетическая диаграмма; б – ее модель в SYSWELD

сварки высокопрочных сталей, после нагрева до 1350 °С они охлаждались в диапазоне скоростей от 1 до 40 °С/с, после чего исследовалась их микроструктура, определялась доля структурных составляющих, строились ССТ-диаграммы и по ним определялись температуры начала и конца образования характерных фаз – феррита, бейнита и мартенсита.

Микроструктурные исследования показали, что в металле шва стали 12ХН2МДФ формируются ферритные структуры различного типа (полигональный феррит, ферритные боковые пластины и игольчатый феррит) (рис. 3, а). Модифицирование металла шва мелкодисперсными оксидами приводит к преимущественному (95–98 %) формированию структуры игольчатого феррита (разновидность бейнита) (рис. 3, б). В металле шва высокопрочной высоколегированной стали 12ХГН2МФБДАЮ формируется феррито-бейнито-мартенситная структура (рис. 3, в).

Как было показано выше, для моделирования микроструктуры сварного соединения необходимо знать:

- температуры начала и окончания фазовых превращение;
- долю образовавшихся фаз.

Первая из этих задач была решена путем разработки компьютерной программы (в среде программирования Borland C++ Builder), использующей метод линейной регрессии, для нахождения корреляции между температурой начала/окончания образования фаз (феррита, бейнита, мартенсита) и составом швов исследованных сталей (рис. 4).

Вторая задача была решена путем анализа термокинетических диаграмм распада аустенита.

Анализ показал, что многие уравнения, описывающие кинетику образования бейнита, соответствуют аналогичным уравнениям описывающим кинетику роста бактериальных колоний, причем, когерентный рост колоний бактерий соответствует бейнитной «колонии» речной морфологии, а не когерентный рост бактерий соответствует морфологии игольчатого феррита.

Было установлено, что кинетическая кривая распада аустенита имеет S- или двойной S-образный вид (рис. 5). Бхадеши [6] считает, что образование бейнитных субячеек (sub-units) имеет все признаки автокаталитической реакции.

Автокатализом называется явление, когда каталитическое действие на реакцию оказывает какой-либо из ее продуктов (в случаи бейнитной реакции – углерод). Для автокаталитической реакции

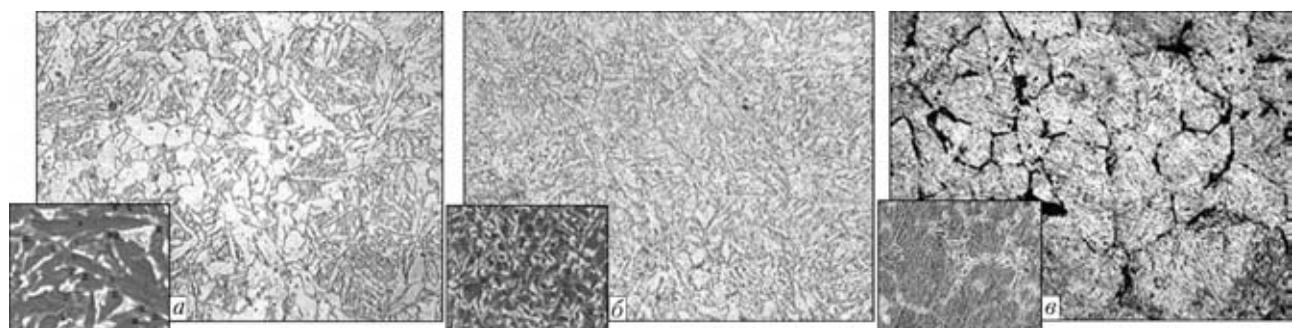


Рис. 3. Микроструктура металла швов исследованных сталей: а – сталь 12ХН2МДФ; б – сталь 12ХН2МДФ модифицированная оксидами TiO₂ и ZrO₂; в – сталь 12ХГН2МФБДАЮ (×200; вкладки ×1000)

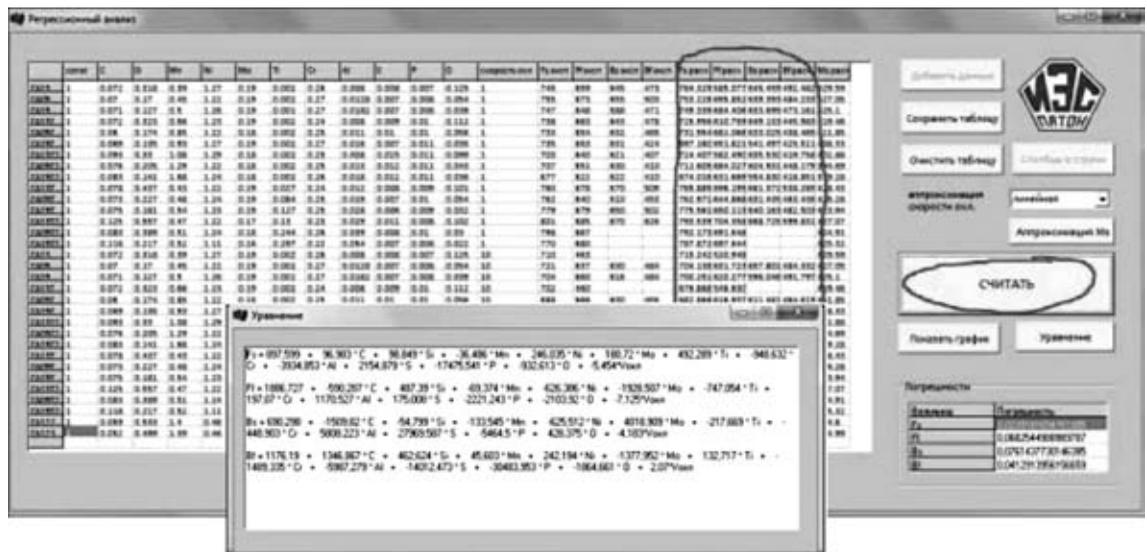


Рис. 4. Программа для определения температур фазовых превращений

характерно, что процесс идет при возрастающей концентрации катализатора. Поэтому скорость автокаталитической реакции в начале реакции возрастает и лишь на более глубоких стадиях начинает падать в результате убыли концентрации исходных веществ, поэтому кинетическая кривая для продуктов автокаталитической реакции имеет S-образный характер.

В связи с этим, учитывая что, Раймонд Перл применил логистическое уравнение, известное также как уравнение Ферхюльста, для описания автокаталитических реакций, используем его для описания образования бейнита:

$$\frac{dP}{dt} = k(T)P \left(1 - \frac{P}{B_0}\right), \quad (6)$$

где $k(T)$ – параметр характеризует скорость роста бейнитных суб-ячеек; B_0 – емкость среды (т. е. максимально возможная доля бейнита при данных условиях).

Точным решением уравнения (6) (P_0 – доля продуктов диффузионного превращения – феррита и перлита) является логистическая функция:

$$P(t) = \frac{B_0}{1 + A \exp(-kt)} = \frac{B_0}{1 + \exp(-k'(T - T_0))}, \quad (7)$$

где $A = (B_0 - P_0)/P_0$, $k' = k/\omega_{6/5}$, $\lim_{t \rightarrow \infty} P(t) = B_0$.

Применяя уравнение (7) к полученным результатам (рис. 5) и учитывая, что $t = T/\omega_{6/5}$, получим коэффициенты в уравнении (7) для: стали 12ХН2МДФ: $B_0 = 0$ (бейнитное превращение не происходит), $B_0 + P_0 = 0,999$ (чисто ферритное превращение); $k = -0,08676$ и стали 12ХН2МДФ модифицированная оксидами TiO_2 и ZrO_2 : $P_0 = 0,182$, $B_0 + P_0 = 0,989$; $T_0 = 599,3$; $k = -0,0491$ и $P_0 = 0,182$, $B_0 + P_0 = 0,989$; $T_0 = 618,1$; $k = -0,0446$ при скоростях охлаждения $1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ и $5 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ соответственно рис. 6.

Данное уравнение (7) нельзя применить к стали 12ХГН2МФБДАЮ в связи с тем, что в области бейнитных превращений у нее формируется двойная S-образная кривая.

Для этих целей используются вторичные модели, которые описывают динамику роста новых фаз в зависимости от состояния твердого раствора в котором они образуются. В частности, получили развитие модели, которые вводят соотношения между

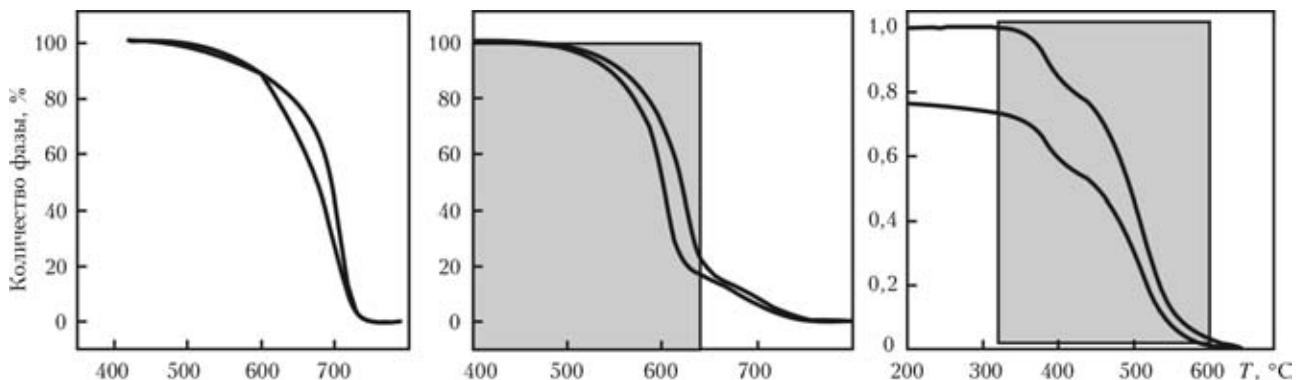


Рис. 5. Кинетические диаграммы распада аустенита при скоростях охлаждения $1 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ и $5 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$: а – сталь 12ХН2МДФ; б – сталь 12ХН2МДФ модифицированная оксидами TiO_2 и ZrO_2 ; в – сталь 12ХГН2МФБДАЮ (выделены участки бейнитного превращения)

ростом новых фаз, концентрацией элемента, лимитирующей скоростью их роста (например углерода) и температурой. Так, широкое развитие получила относительно простая, полуимперическая модель Моно [7], представляющая собой совместное решение двух дифференциальных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \mu_{\max} \frac{C}{K_s + C} P \\ \frac{dC}{dt} &= \eta \mu_{\max} \frac{C}{K_s + C} P \end{aligned} \right. \quad (8)$$

где μ_{\max} , η , K_s — константы. Данное уравнение может быть решено, если известны начальные значения P_0 и C_0 .

В случае, если подвижность атомов углерода по различным кристаллографическим плоскостям изменяется от температуры, то рост фаз, будет описываться двойной S-образной кривой, которая Моно была названа diauxic кривой. В этих условиях вначале последовательно образуется 1-я фаза (верхний бейнит), а затем, после полного завершения процесса ее образования, начинает образовываться 2-я фаза (нижний бейнит)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \left[\mu_{\max}^1 \frac{C_1}{K_{s_1} + C_1} + \mu_{\max}^2 \frac{C_2}{K_{s_2} + C_2 + C_1^2/K_1} \right] P \\ \frac{dC}{dt} &= \eta \left[\mu_{\max}^1 \frac{C_1}{K_{s_1} + C_1} + \mu_{\max}^2 \frac{C_2}{K_{s_2} + C_2 + C_1^2/K_1} \right] P \end{aligned} \right. \quad (9)$$

где индекс 1 — относится к верхнему бейниту; 2 — к нижнему. При достаточно малом значении константы K_1 образование нижнего бейнита C_2 не будет происходить. Если учесть, что концентрации C_1 и C_2 зависят от температуры, то в общем виде решение данного уравнения достаточно сложно и требует применения методов численного моделирования.

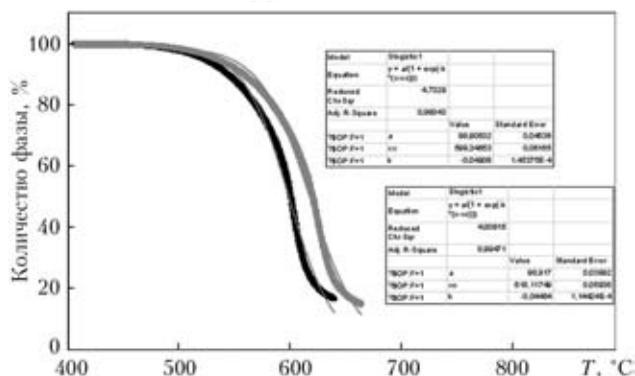


Рис. 6. Расчет коэффициентов логистического уравнения

Таким образом, в ходе исследований была разработана компьютерная программа для определения температур фазовых превращений (феррита, бейнита и мартенсита) и предложены уравнения для описания кинетики распада аустенита в бейнитной области, которые могут быть использованы совместно с пакетами (SYSWELD, ABAQUS) для моделирования структурно-фазового состава в различных участках сварных соединений.

1. Rohde J., Jeppsson A. Literature review of heat treatment simulations with respect to phase transformation, residual stresses and distortions // Scand. J. Met. — 2000. — № 29. — P. 47–62.
2. Leblond B., Devaux J. A new kinetic model for anisothermal metallurgical transformations in steels including effect of austenite grain size // Acta Metall. — 1984. — 32, № 1. — P. 137–146.
3. Weinberg, M. Crystallization kinetics and the JMAK equation // J. of Non-Crystalline Solids. — 219. — P. 89–99.
4. Koistinen D.P., Marburger R.E. A general equation prescribing the extent of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels // Acta Metallurgica. — 1959. — 7. — P. 59–60.
5. Jones S.J., Bhadeshia H.K.D.H. Competitive formation of inter- and intragranularly nucleated ferrite // Metallurgical and Materials Transact. A. — 1997. — 28A. — P. 2005–2013.
6. Bhadeshia H.K.D.H. Bainite in Steels. — Published by the Institute of Materials, March 2001. — 460 pp.
7. Monod J. Recherches sur la croissance des cultures bactériennes / Ed. Hermann and Cie, 1942.

СТРУКТУРА И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СЛОЖНОЛЕГИРОВАННЫХ Al–Li СПЛАВОВ

Л.И. Маркашова, О.С. Кушнарева

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

На примере сварных соединений из сложнолегированных Al–Li сплавов (аргоно-дуговая сварка сплава 1460 системы Al–Cu–Li с присадками Sv1201 и 1201 + Sc) предложен метод оценки наиболее значимых механических свойств (прочности, пластичности, трещиностойкости) сварных соединений с учетом конкретного вклада структурных факторов: химического, фазового состава, зеренной, субзеренной и дислокационной структуры, а также формирующихся фазовых выделений. Данный аналитический подход позволил определить влияние каждого из конкретных структурно-фазовых параметров на механические характеристики сварных соединений, их изменение под влиянием последующих термообработок и внешних нагружений. Установлено также влияние структурно-фазового состояния металла сварных соединений Al–Li сплавов на распределение и уровень локализованной пластической деформации ($\epsilon_{\text{л}}$), условия формирования концентраторов внутренних напряжений ($\tau_{\text{вн}}$), а также механизмов релаксации такого типа напряжений для различных условий термо-деформационного внешнего воздействия.

Учитывая все возрастающую востребованность материалов, используемых в конструкциях, работающих в сложных эксплуатационных условиях, а это в значительной степени относится и к аэрокосмической технике, необходим подход к оптимизации и корректировке взаимосвязи технология ↔ структура ↔ свойства с технологией сварки и последующих термообработок, что должно обеспечивать достаточный уровень эксплуатационных свойств. К таким материалам с особыми свойствами относятся и сверхлегкие Al–Li сплавы, которые обладают достаточным уровнем удельной прочности, пластичности и трещиностойкости в сложных эксплуатационных условиях, а также технологичностью при криогенных температурах [1].

Следует отметить, что ряд важных свойств сложнолегированных алюминий-литиевых сплавов (прочностные характеристики, вязкость разрушения, трещиностойкость, сопротивление циклическим нагрузкам) резко изменяются в процессе изготовления конструкций и при их эксплуатации, что в основном связывают с особыми структурно-фазовыми превращениями этих материалов в процессе различных технологических операций, в том числе под влиянием условий сварки [2]. Показательны в этом плане и изменения механических свойств подобного типа сплавов, обусловленных термообработкой, которые связывают не только с влиянием химического состава и основных структурных факторов, но и с изменением их фазового состава [3].

Учитывая сложность структурно-фазового состояния отмеченных материалов и особенно — процессов фазообразования в различных условиях термо-деформационного воздействия, представляется акту-

альным выполнить оценки влияния различных конкретных структурно-фазовых составляющих на изменение наиболее значимых для эксплуатационных условий механических характеристик сварных соединений, а именно — показателей прочности и вязкости. Представляют также интерес исследования влияния структурных и фазовых составляющих сварных соединений на протекание процессов накопления внутренних напряжений, возможности их пластической релаксации, что и является показателем трещиностойкости деформируемого материала, особенно в сложных аэродинамических условиях.

Для решения представленных задач требуется, прежде всего, наличие наиболее полной экспериментальной базы, отражающей реальное представление о структурно-фазовом состоянии исследуемого материала формирующемся, при используемых технологических режимах сварки и изменениях этого состояния в условиях последующей термообработки и внешних нагружений.

Базовая экспериментальная информация о структурно-фазовом состоянии металла шва сварного соединения алюминиевого сплава 1460 (Al–3 % Cu–2 % Li–0,08 % Sc) с присадками Sv1201 (Al–6,5 % Cu–0,25 % Zr–0,3 % Mn) при легировании скандием (0,5 %) и без такого легирования была получена при исследованиях на следующих этапах: 1 — непосредственно после сварки — аргонодуговой (АДС); 2 — последующих после сварки термообработок: старение — $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 22 \text{ ч}$ и отжиг — $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 1 \text{ ч}$; 3 — внешнего динамического нагружения. Для комплексных исследований на различных структурных уровнях использовали оптическую, аналитическую растровую микроскопию (СЭМ-515, фирмы PHILIPS, Голландия), а также микродифракционную просвечивающую электрон-

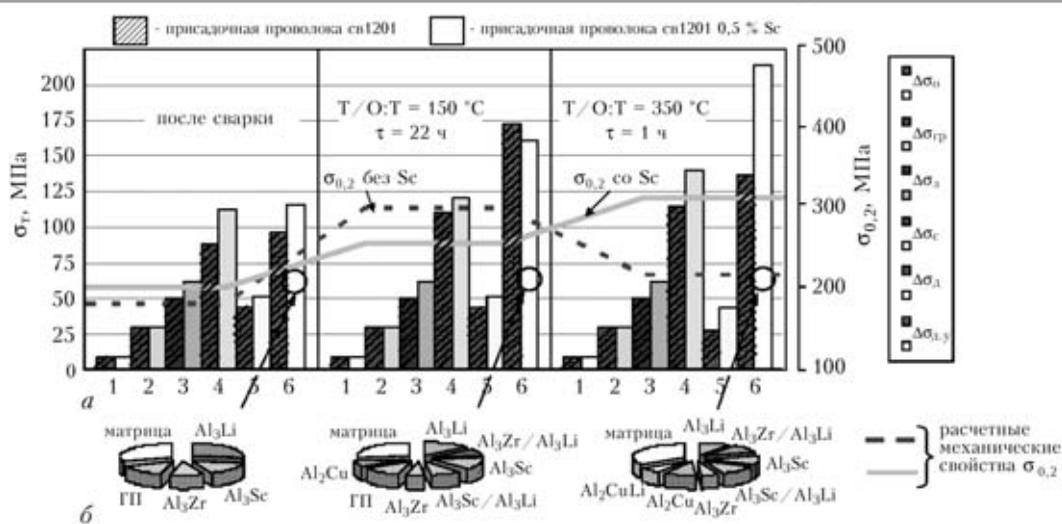


Рис. 1. Гистограмма (а) отражающая дифференцированный вклад отдельных структурных параметров ($\Delta\sigma_i$) в общее (интегральное) изменение предела текучести ($\Sigma\sigma_T$) металла шва алюминий-литиевого сплава 1460 с использованием присадочной проволоки Св1201 (заштрихованные столбики) и Св1201 + 0,5 % Sc (без штриховки); б – секторные диаграммы отражающие объемные доли фаз, формирующихся при исследуемых режимах в случае использования Св1201 + 0,5 % Sc; 1 – σ_0 ; 2 – $\Delta\sigma_{TP}$; 3 – $\Delta\sigma_3$; 4 – $\Delta\sigma_4$; 5 – $\Delta\sigma_5$; 6 – $\Delta\sigma_{д.у}$

ную микроскопию (JEM-200СХ, фирма JEOL, Япония) с ускоряющим напряжением 200кV.

Результаты исследований фазовых превращений в металле шва непосредственно после сварки и после применения последующих термообработок изложены в работах [4–6], где представлены данные об изменении структурно-фазового состава сплавов в зависимости от легирования скандием.

Экспериментальные результаты, полученные на различных структурных уровнях – от макро (зеренного) до микро (дислокационного), позволили выполнить аналитические оценки для определения дифференцированного вклада различных структурно-фазовых параметров в изменение интегральной (суммарной) величины механических характеристик – прочности, пластичности и трещиностойкости.

При этом оценка суммарного значения приращения предела текучести ($\Sigma\sigma_T$) для металла шва исследуемого сплава (без скандия и со скандием) с учетом химического состава (твердорастворное упрочнение – $\Delta\sigma_{ТВ.Р}$), реальной плотности дислокаций (дислокационное упрочнение – $\Delta\sigma_{д.у}$), а также зеренного ($\Delta\sigma_3$), субзеренного упрочнения ($\Delta\sigma_4$), частиц фазовых выделений ($\Delta\sigma_5$) и т. д. выполнялась по аналитическим зависимостям Холла–Петча, Орована и др. [7].

В результате оценок показано, что интегральное значение прочности ($\Sigma\sigma_T$) металла шва и конкретный вклад ($\Delta\sigma_i$) различных структурных факторов изменяется в зависимости и от технологических режимов (сварка, термообработка) и от легирования. Так, для металла шва наблюдается возрастание при легировании скандием прочностных характеристик (σ_T) примерно на 20МПа (10 %) непосредственно после сварки и на 85МПа (26 %) после термообработки $T = 350\text{ }^\circ\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$, рис. 1. При этом, наибольший вклад в упрочнение вносят фазовые обра-

зования (~40 %), а минимальный – дислокационная плотность (до ~10 %). Информация о вкладе в упрочнение других структурных факторов для исследуемых составов металла шва при рассмотренных режимах представлена на рис. 1.

А оценки влияния структурных факторов на изменение параметров вязкости разрушения (K_{1C}) металла шва с различным типом легирования иллюстрирует диаграмма, рис. 2. При этом K_{1C} определяли по зависимости Краффта [8], включающей экспериментальные данные фрактографического анализа изломов с учетом размера фасеток (или ямок на поверхности разрушения). Анализ полученных результатов показал, что если непосредственно после сварки в металле шва для исследуемых случаев легирования (без Sc и со Sc) параметр вязкости разрушения K_{1C} практически не изменяется при повышении уровня σ_T и составляет ~35–36 МПа·м^{1/2} (рис. 2), то при термообработке ($T = 350\text{ }^\circ\text{C}$, 1) характер легирования оказывает влияние на изменение K_{1C} : без легирования скандием наблюдается снижение параметра вязкости разрушения на ~20 %, а при легировании скандием, хотя

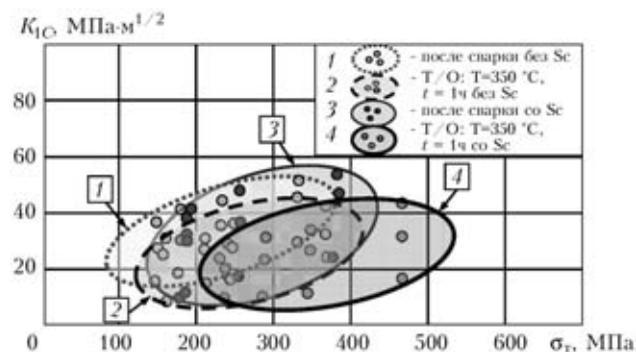


Рис. 2. Изменение прочностных характеристик ($\Sigma\sigma_T$) и вязкости разрушения (K_{1C}) металла шва сварного соединения сплава 1460 при легировании и без легирования скандием в условиях: после сварки и термообработки $T = 350\text{ }^\circ\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$

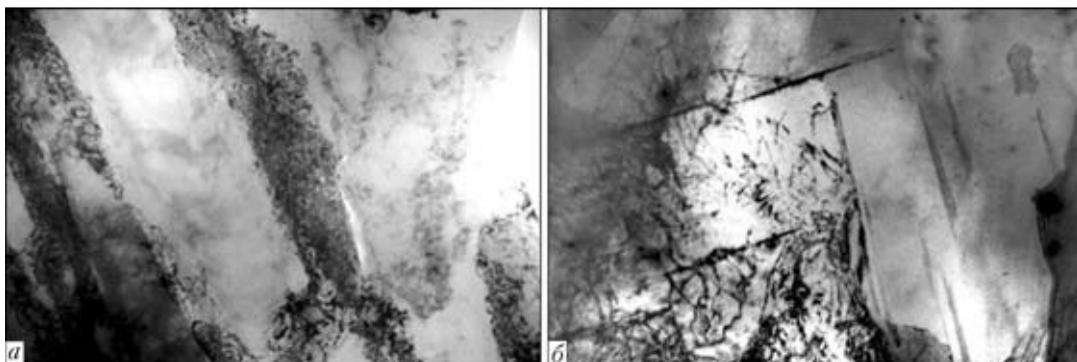


Рис. 3. Тонкая структура термообработанного ($T = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$) металла шва алюминиевого сплава 1460 в условиях динамического нагружения в зависимости от легирования: *a* – без Sc ($\times 20000$); *б* – со Sc ($\times 30000$)

и наблюдается еще большее повышение прочностных характеристик, однако параметр вязкости разрушения K_{1C} практически не меняется, что свидетельствует о более оптимальном сочетании прочностных и пластических характеристик металла шва (рис. 1, 2).

Что касается такой весьма значимой механической характеристики сварных соединений, как трещиностойкость, то в этом плане показателем характер изменения тонкой структуры исследуемого материала в условиях внешних динамических нагружений. Так, исследованиями на просвет показано, что в металле шва без скандия после термообработки ($T = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$) и последующего динамического нагружения происходит неравномерное распределение и четкая локализация деформации, а деформируемый металл приобретает неустойчивое структурное состояние, что проявляется в ла-

винообразном безбарьерном течении металла, о чем свидетельствуют мощные системы скольжения и полосы сдвига (ПС), (рис. 3, *a*). При этом наблюдается значительная неравномерность в распределении плотности дислокаций (ρ) вдоль полос сдвига, где $\rho \sim 10^8 - 2 \cdot 10^9\text{ см}^{-2}$ (область внутри ПС) и $\rho \sim 8 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11}$ (непосредственно вдоль полосовых границ), что приводит к формированию резких градиентов по величине локальных внутренних напряжений ($\Delta\tau_{л/вн}$). В результате выполненных оценок $\tau_{л/вн}$ с учетом плотности дислокаций [9] показано, что полосовые границы представляют собой протяженные локальные концентраторы внутренних напряжений, где $\tau_{л/вн}$ составляет $\sim 600 - 1500\text{ МПа}$ ($G/4,5 - 10 - G/1,8 - 10$). В противоположность этому во внутренних объемах ПС значения $\tau_{л/вн}$ резко снижаются (практически на 2 порядка) до величины $\sim 5 - 15\text{ МПа}$ (рис. 4, *a*). В итоге в металле шва без Sc в условиях динамического нагружения вдоль полос сдвига формируется резкий протяженный градиент ($\Delta\tau_{л/вн}$) локальных внутренних напряжений, являющихся причиной трещинообразования, а значит и снижения свойств не только прочности, но и пластичности соединений.

В случае же легирования скандием в металле шва при аналогичных условиях динамического нагружения формируется другой тип структуры, для которой характерно более равномерное распределение дислокаций, а также общее измельчение (фрагментация) структуры (рис. 3, *б*). При этом наблюдается устойчивое блокирование возникающих мощных систем скольжения фазовыми выделениями особого типа (со скандийсодержащими составляющими).

Именно скандийсодержащие фазы (изменение их фазового состава представлено на рис. 5) способствуют фрагментации структуры и соответственно, более равномерному распределению внутренних напряжений в металле шва (рис. 4, *б*). Формирование структур подобного типа способствует также увеличению возможностей пластической релаксации за счет подключения дополнительных – ротационных механизмов, что и подтверждается вязким характером разрушения соединений.

Таким образом, показано, что легирование скандием при всех исследуемых режимах сварки и осо-

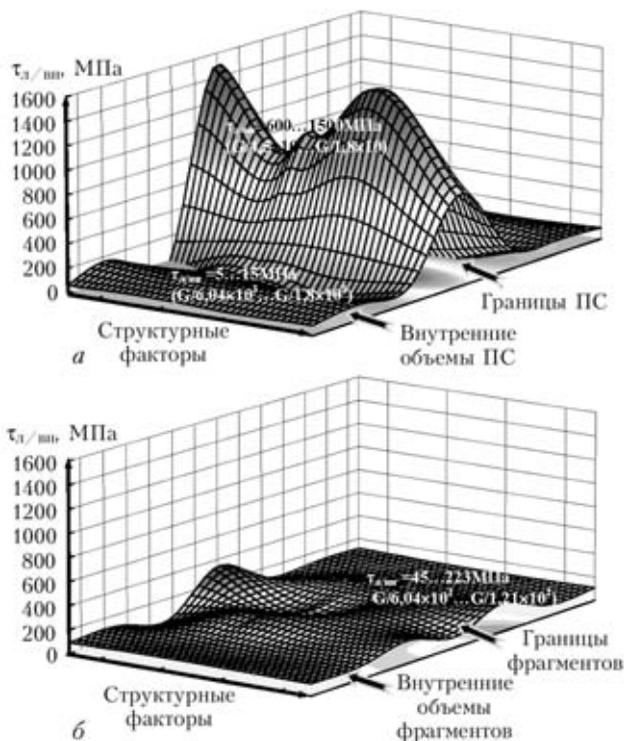


Рис. 4. Распределение локальных внутренних напряжений ($\tau_{л/вн}$) в различно легированном (Св1201 – *a*; Св1201 + 0,5 % Sc – *б*) металле шва (термообработка – $T = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$) после внешнего динамического нагружения

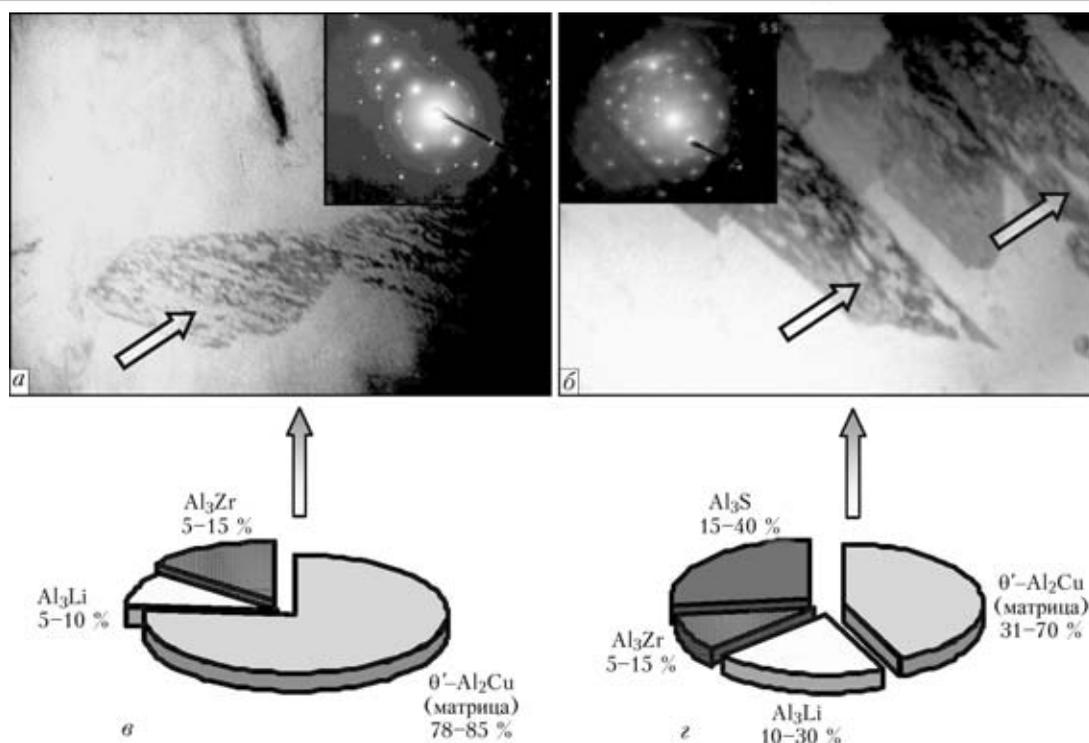


Рис. 5. Изменение (в условиях термообработки — $T = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t = 1\text{ ч}$) структуры (a , b — $\times 50000$) и состава (θ , ε) Al_2Cu (θ') — фазовых образований в металле шва сварного соединения алюминий-литиевого сплава в зависимости от легирования — без скандия (a , θ) и со скандием (b , ε)

бенно — термообработки приводит: к существенному диспергированию фаз, зеренной и субзеренной структуры, увеличению плотности дислокаций, активации процессов формирования субструктур и фазообразования во внутренних объемах зерен, дроблению и уменьшению объемной доли зернограничных эвтектик. Аналитическими оценками конкретного (дифференцированного) вклада различных структурно-фазовых параметров в изменение свойств прочности ($\Delta\sigma_T$), пластичности (K_{1C}) и трещиностойкости исследуемых сварных соединений показано, что легирование скандием способствует повышению общего (интегрального) значения предела текучести ($\Sigma\sigma_T$) металла и после сварки и последующих термообработок. Наибольший вклад в упрочнение ($\Delta\sigma_T$) вносят фазовые образования, а минимальный — дислокационная плотность. При этом легирование скандием приводит к более равномерному распределению нарастающих локальных внутренних напряжений и фрагментации формирующихся в металле шва в условиях динамических нагрузений, мощных полос сдвига, что способствует трещиностойкости сварного соединения и, соответственно, повышению релаксационной способности металла шва за счет подключения к дислокационным — дополнительным (ротационным) механизмов пластической релаксации. Целесообразно и

практически полезно проводить анализ взаимосвязи технология \leftrightarrow структура \leftrightarrow свойства, что позволяет корректировать свойства с целью создания в зоне соединения структур, оптимальных с точки зрения эксплуатационных свойств.

1. Алюминий-литиевые сплавы. Структура и свойства / И.Н. Фридляндер, К.В. Чуистов, А.Л. Березина и др. — К.: Наук.думка, 1992. — 192 с.
2. Production of ultrafine-grained metallic materials using an intense plastic straining technique / M. Furukawa, P. Berbon, Z. Horita et al. // Materials Science Forum. — 1997. — **233/234**. — P.177–184.
3. Fraction and phase spacing of fibrous intermetallic S–Li–Al in hypoeutectic Al–Li alloys by unidirectional solidification / M. Gufnghui et al. // Металлофизика. Новейшие технол. — 2000. — **22**, № 4. — P. 58–61.
4. Влияние добавок скандия на структурно-фазовое состояние металла шва при сварке алюминиевых сплавов 1460 / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, А.Я. Ищенко и др. // Автомат. сварка. — 2006. — № 1. — С. 17–24.
5. Влияние добавок скандия на тонкую структуру металла шва соединений алюминиевого сплава 1460 / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, А.Я. Ищенко и др. // Там же. — 2006. — № 2. — С. 22–28.
6. Влияние добавок скандия на структурно-фазовое состояние металла шва соединений алюминиевых сплавов после термообработки / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, А.В. Лозовская и др. // Там же. — 2006. — № 6. — С. 9–14.
7. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. — М.: Металлургия, 1985. — 312 с.
8. Романив О.Н. Вязкость разрушения конструкционных сталей. — М.: Металлургия, 1979. — 176 с.
9. Stroh A.N. The formation of cracks as a result of plastic flow // Proc. of the Roy. Soc., A. — 1954. — **223**. — P. 404–415.

СТРУКТУРНАЯ ОЦЕНКА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ СВОЙСТВ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ВЫСОКОПРОЧНЫХ СТАЛЕЙ В УСЛОВИЯХ РЕМОНТНО-ВОССТАНОВИТЕЛЬНЫХ РАБОТ

**Л.И. Маркашова, В.Д. Позняков,
Е.Н. Бердникова, Т.А. Алексеенко**

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

На примере сварных соединений высокопрочной стали 17Х2М (при использовании сварочной проволоки Св-10ХН2ГСМФТЮ) исследованы структурно-фазовые состояния металла при ремонтно-восстановительных работах в условиях высоких остаточных напряжений. На основе экспериментальной информации, полученной на различных структурных уровнях, выполнена аналитическая оценка дифференцированного вклада каждого из структурных параметров в изменение комплекса механических свойств: прочности (σ_T), вязкости разрушения (K_{1C}), а также уровня локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$).

В настоящее время возникает необходимость в проведении ремонтно-восстановительных работ на многих объектах инженерных сооружений практически исчерпавших свой срок службы [1–2]. Однако работы такого плана требуют учета характерных для ремонтной сварки дополнительных возникающих условий, связанных, например, с формированием в соединениях значительных по величине (до $\approx 0,8\sigma_{0,2}$) остаточных напряжений. Для подобного типа особых условий сварки с целью оптимизации и корректировки технологических режимов, направленных на формирование в зоне сварных соединений структур, гарантирующих необходимые эксплуатационные характеристики, использован разработанный в плане технология \leftrightarrow структура \leftrightarrow свойства подход, основанный на аналитической оценке дифференцированного вклада различных структурных составляющих металла сварных соединений и их параметров в изменение свойств прочности (σ_T), пластичности (K_{1C}) и трещиностойкости ($\tau_{вн}$).

В качестве объекта исследований выбраны наиболее часто используемые в практике стыковые соединения которые изготавливались из высокопрочной стали 17Х2М (с использованием проволоки марки Св-10ХН2ГСМФТЮ), обеспечивающие в соединении бейнито-мартенситные структуры. Сварка осуществлялась в закреплённом состоянии. Изменение базы закрепления образцов (ширины пластин — b) позволяло регулировать уровень остаточных напряжений в исследуемых соединениях от $\sigma_{ост} \approx 280$ МПа ($\approx 0,4\sigma_{0,2}$) при $b_1 = 150$ мм до $\sigma_{ост} = 450$ МПа ($\approx 0,8\sigma_{0,2}$) при $b_2 = 50$ мм.

Структурно-фазовые, концентрационные изменения, характер распределения и плотность дефектов кристаллической решетки в металле шва и по

глубине ЗТВ изучали с использованием комплекса методов исследования, включая: оптическую металлографию, аналитическую растровую электронную микроскопию (СЭМ-515 фирмы «PHILIPS», Голландия) и просвечивающую микродифракционную электронную микроскопию (JEM-200СХ фирмы «JEOL», Япония). Комплексные экспериментальные исследования позволили не только получить информацию на различных структурных уровнях (от зеренного до дислокационного), но и выполнить аналитические оценки конкретного (дифференцированного) вклада отдельных структурно-фазовых факторов и параметров (фазового состава, величины зерна, субзерна, плотности дислокаций и т. п.) в изменение общей (интегральной) величины механических характеристик — прочности (σ_T), вязкости разрушения (K_{1C}), а также локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$), являющихся потенциальными источниками зарождения и распространения трещин в исследуемых структурных микробластах [3–7].

В результате исследования структуры: фазовых составляющих (бейнита верхнего и нижнего — $B_{в}$, $B_{н}$; мартенсита — M ; феррита — Φ); размера зерен (D_z) и объемной доли фаз (V_d , %), формирующихся в швах и различных участках ЗТВ в процессе сварки, а также изменений микротвердости (HV) установлено следующее. Сопоставление структурных состояний сварных соединений в закреплённом состоянии (при переходе от $b_1 \rightarrow b_2$) показывает, при соотношении объемных долей (V_d , %) фазовых составляющих ($V_{B_{в}} \sim 30\%$; $V_{B_{н}} \sim 50\text{--}55\%$; $V_M \sim 10\text{--}15\%$) наблюдается измельчение (в среднем $\sim 1,2\text{--}1,4$ раза) структуры металла шва и участка перегрева при возрастании микротвердости (HV) на $\sim 15\%$ (рис. 1, а).

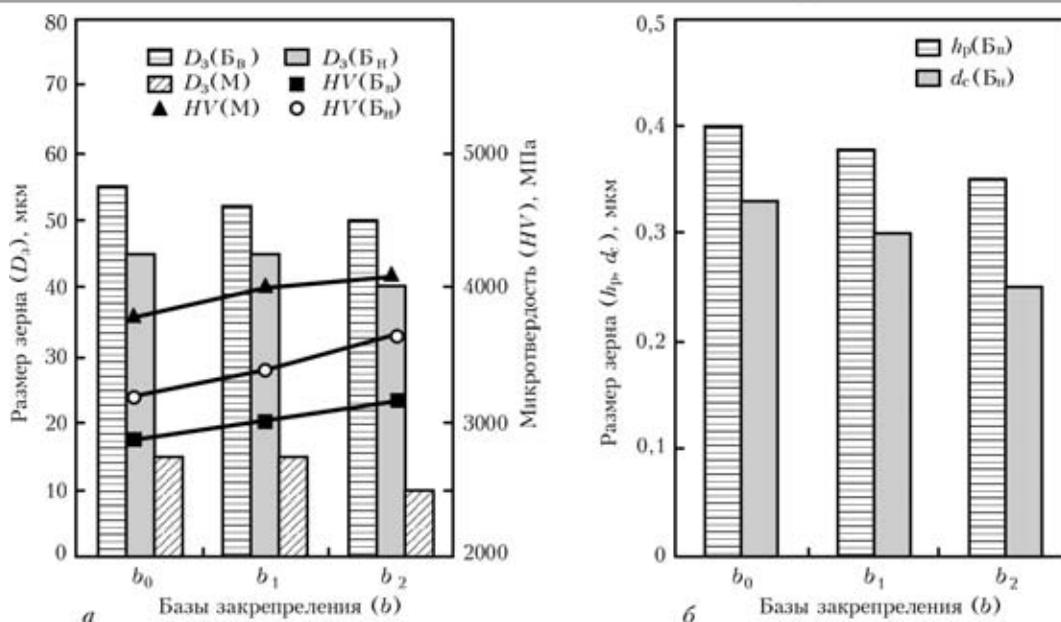


Рис. 1. Сравнение структурных параметров — D_3 , HV , $h_{от}$ (а) и тонкой структуры — h_p ; d_c (б) в металле участка перегрева (I — ЗТВ) (б) сварных соединений стали 17X2M в исходном состоянии (b_0) и при различных базах (b) закрепления ($b_1 = 150$ мм и $b_2 = 50$ мм)

Детальные электронно-микроскопические исследования тонкой структуры на просвет (рис. 1, б, рис. 2), дающие представления о типе формирующихся структур, их параметров (размерах реек — h_p , субзерен — d_c) и изменении плотности дислокаций (ρ) в различных структурных составляющих показали следующее. Равномерное распределение дислокаций (в объемах зерен $\text{Б}_\text{в}$, $\text{Б}_\text{н}$, $\text{М}_{отп}$ и вдоль их границ) при сравнительно невысокой их плотности $\rho \sim (4-7) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ характерно для структуры металла шва с базой закрепления $b_1 = 150$ мм. При переходе от шва к ЗТВ плотность дислокаций в объемах зерен несколько уменьшается до $\rho \sim (4-6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2, а, б). Однако вдоль протяжен-

ных границ $\text{Б}_\text{в}$ образуются дислокационные скопления, значения ρ в этих зонах достигают порядка $\sim 1,2-1,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2, б). При этом также характерно укрупнение (в среднем в 2 раза) субструктурных элементов (реек $\text{Б}_\text{в}$, $\text{Б}_\text{н}$, $\text{М}_{отп}$). При уменьшении базы закрепления (от $b_1 = 150$ мм \rightarrow до $b_2 = 50$ мм) происходит измельчение структурных элементов для металла шва \sim на 5–7 % и ЗТВ (I зона, рис. 2, в, з) \sim на 5–20 % при увеличении интегральной плотности дислокаций ρ до $\sim 8-9 \cdot 10^{10}-10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, установлено, что при уменьшении базы закрепления (от $b_1 = 150$ мм \rightarrow до $b_2 = 50$ мм), бейнито-мартенситная структура, форми-

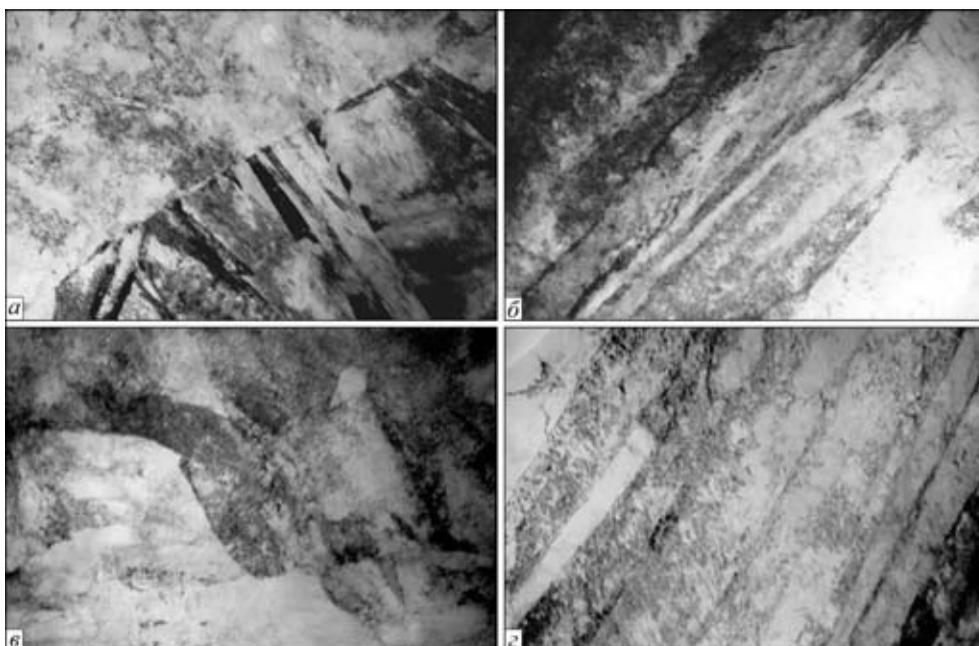


Рис. 2. Тонкая структура $\text{Б}_\text{н}$ (а — $\times 15000$; б — $\times 3000$); $\text{Б}_\text{в}$ (в — $\times 20000$; з — $\times 30000$) в участке крупного зерна ЗТВ стали 17X2M при базах закрепления: $b_1 = 150$ мм (а, б); $b_2 = 50$ мм (в, з)

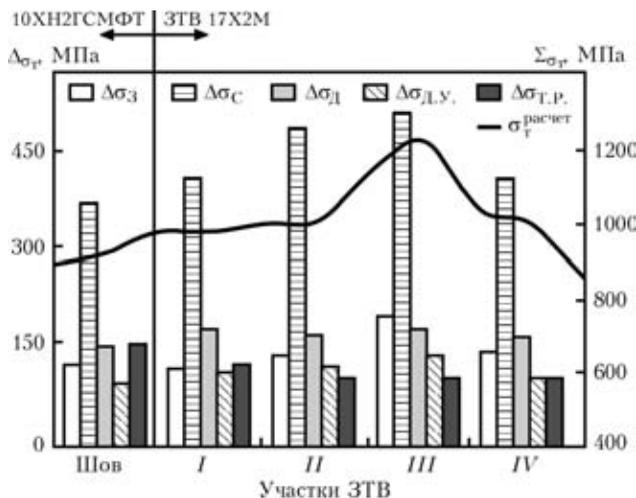


Рис. 3. Дифференцированный вклад различных составляющих структурного упрочнения ($\Delta\sigma_З$, $\Delta\sigma_С$ — за счет изменения величины зерна и субзерна; $\Delta\sigma_Д$ — дислокационного упрочнения; $\Delta\sigma_{Д,У}$ — дисперсионного и $\Delta\sigma_{Т,Р}$ — твердорастворного упрочнений) в общее (интегральное) изменение $\Sigma\sigma_T$ (расчетное значение) в металле шва и по зонам ЗТВ для условий сварки проволокой Св-10ХН2ГСМФТЮ с базой закрепления $b_2 = 50$ мм

рующаяся как со стороны металла шва, так и со стороны стали 17Х2М (I зона ЗТВ) характеризуется дисперсностью по размерам структурных составляющих (B_B , B_H , $M_{отп}$) при относительно равномерном распределении плотности дислокаций, что, по-видимому, должно способствовать равномерному уровню свойств прочности и пластичности по зоне сварки.

Экспериментальная база данных (оптическая, аналитическая растровая, просвечивающая электронная микроскопия) позволила оценить вклад каждого из структурных параметров в изменение механических свойств исследуемых сварных соединений, рис. 3. При этом дифференцированный вклад различных структурных параметров в изменение свойств прочности (σ_T), пластичности (K_{1C}) аналитически оценивали на основе известных зависимостей приращения предела текучести ($\Delta\sigma_T$) Холла-Петча, Орована, Мотта-Набарро и др. ($\Sigma\sigma_T = \Sigma\Delta\sigma_T$) [8–17] и использовании модели Краффта

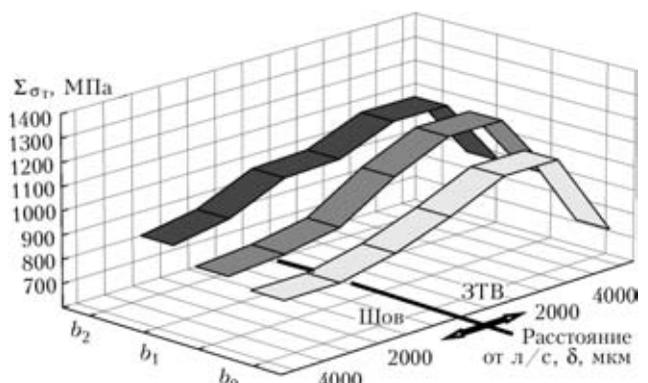


Рис. 4. Интегральное ($\Sigma\sigma_{0,2}$) изменение прочностных свойств сварных соединений стали 17Х2М по глубине (δ) от линии соединения (л/с) в исходном состоянии (b_0) и при различных базах (b) закрепления ($b_1 = 150$ мм и $b_2 = 50$ мм)

[18] для расчета вязкости разрушения. Для оценки трещиностойкости сварных соединений из анализа различных подходов к механизмам зарождения трещин на базе дислокационных теорий Коттрелла, Стро, Конрада и др. была выбрана зависимость [19–20]: $\tau_B = Gbh\rho / [\pi(1 - \nu)]$, где G — модуль сдвига; b — вектор Бюргерса; h — толщина фольги ($2 \cdot 10^{-5}$ см); ν — коэффициент Пуассона; ρ — плотность дислокаций.

Сравнение показателей предела текучести сварных соединений (рис. 3), полученные аналитическим способом, и анализ вклада в упрочнение металла различных параметров структуры показывает, что при сварке в жестком контуре с базами закрепления общее (интегральное) упрочнение ($\Sigma\sigma_T$) в металле швов связано с влиянием субструктуры бейнитных фаз ($\Delta\sigma_С \sim 300\text{--}350$ МПа) и плотности дислокаций ($\Delta\sigma_Д \sim 160\text{--}200$ МПа). При этом, общий уровень $\Sigma\sigma_T$ при увеличении жесткости закрепления (b_2) в среднем повышается \sim на 6 % (по сравнению с b_1) и \sim на 10 % (по сравнению с исходным состоянием, b_0), что связано с возрастанием в основном вклада субзеренного ($\Delta\sigma_С$) упрочнения в структурах B_H ($\Delta\sigma_С \sim 200$ МПа) (см. рис. 4).

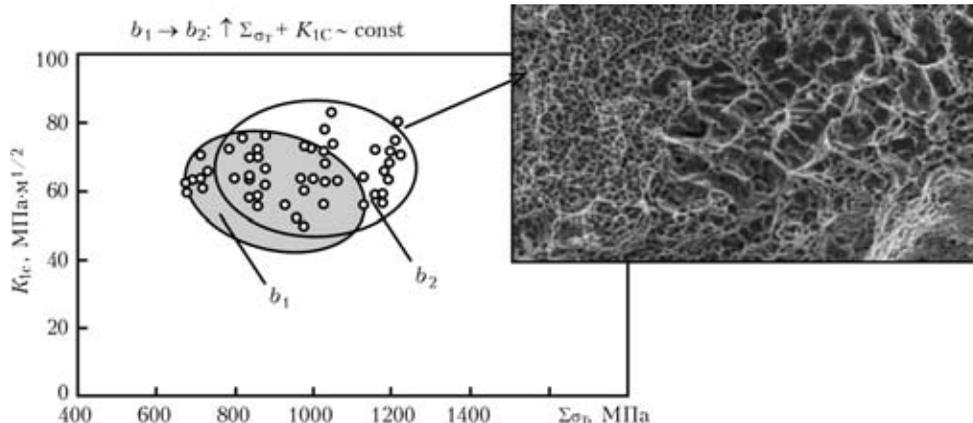


Рис. 5. Изменение расчетных прочности ($\Sigma\sigma_T$) и вязкости разрушения (K_{1C}) в участке крупного зерна ЗТВ стали 17Х2М при различных базах (b) закрепления ($b_1 = 150$ мм и $b_2 = 50$ мм)

Что касается металла ЗТВ, то в I — зоне (участке перегрева) упрочнение возрастает (по сравнению с исходным состоянием) на 7 %, за счет фрагментации бейнита нижнего и следовательно увеличению субструктурного упрочнения на 10 % (410–430 МПа) и дислокационного упрочнения на 11 %, возрастанием доли бейнитной составляющей (особенно B_n).

Кроме того, показано, что при повышении прочностных характеристик с увеличением жесткости закрепления (b_2), а следовательно уровня остаточных напряжений в сварных соединениях, значение параметра вязкости разрушения (K_{1C}) практически не меняется, что свидетельствует о хорошем сочетании прочностных пластических характеристик металла шва, рис. 5. При этом характер структур (мелкозернистые структуры при сравнительно равномерном повышении общей дислокационной плотности), формирующихся в металле сварных соединений характеризуется отсутствием протяженных градиентных зон (границ B_v) по плотности дислокаций (ρ), а соответственно и градиентов внутренних напряжений ($\Delta\tau_{вн}$). Величина такого типа напряжений порядка $\tau_{вн} \sim 4800\text{--}6500$ МПа, что от уровня теоретической прочности ($\tau_{теор}$) составляет $\sim (0,6\text{--}0,8)\tau_{теор}$ (рис. 6).

Таким образом, анализ взаимосвязи технология↔структура↔свойства показал, что при ремонтно-восстановительных работах наилучшие эксплуатационные свойства обеспечиваются даже в условиях высоких остаточных напряжений ($\sigma_{ост}$ до $\sim 0,8\sigma_{0,2}$). Связано это с формированием в металле шва и ЗТВ таких соединений оптимального структурного состояния — формированием структур бейнита нижнего (B_n), измельчением зерна, фрагментацией структуры и равномерным распределением дислокационной плотности.

1. Макаров Э.Л. Холодные трещины при сварке легированных сталей. — М.: Машиностроение, 1981. — 247 с.
2. Риск образования холодных трещин при сварке конструкционных высокопрочных сталей / В.И. Махненко, В.Д. Позняков, Е.А. Великоиваненко и др. // Автомат. сварка. — 2009. — № 12. — С. 5–10.
3. Влияние термических циклов сварки и внешнего нагружения на структурно-фазовые изменения и свойства соединений стали 17Х2М / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.Д. и др. // Там же. — 2009. — № 7. — С. 21–29.
4. Влияние легирования швов на структуру и свойства сварных соединений стали 17Х2М / Л.И. Маркашова, В.Д. Позняков, Т.А. Алексеев и др. // Там же. — 2011. — № 4. — С. 7–15.
5. Структурный подход к оценке механических свойств в ЗТВ соединений сталей и сплавов / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.В. Арсенюк и др. // Сб. междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах» (13–17 сент. 2004г., пос. Кацивели, Крым, Украина). — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2004. — С. 174–179.
6. Структурные факторы, определяющие свойства прочности, пластичности и разрушение сварных соединений /

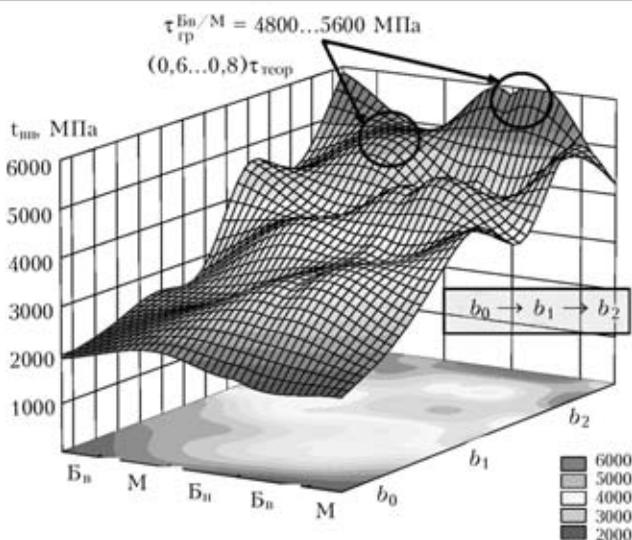


Рис. 6. Локальные внутренние напряжения ($\tau_{вн}$) и сопоставление их с теоретической прочностью ($\tau_{теор}$) в различных структурных зонах их локализации (бейнита верхнего — B_v ; нижнего — B_n ; мартенита — М и границ их сопряжений) в участке перегрева (I — ЗТВ) стали 17Х2М для условий сварки проволокой Св-10ХН2ГСМФТЮ в исходном состоянии (b_0) и при различных базах (b) закрепления ($b_1 = 150$ мм и $b_2 = 50$ мм)

- Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.Д. Лозняков и др. // Там же (27–30 мая 2008 г., пос. Кацивели, Крым, Украина). — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2009. — С. 87–94.
7. Структурный критерий оценки прочности, пластичности, трещиностойкости металлов, сплавов, композиционных материалов и их сварных соединений / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.Д. Лозняков и др. // 36. праць IV міжнарод. конф. «Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій» (чер. 2009 г., Львів). — Львів: Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАНУ, 2009. — С. 447–451.
8. Сузюки Х. О пределе текучести поликристаллических металлов и сплавов // Структура и механические свойства металлов. — М.: Металлургия, 1967. — С. 255–260.
9. Эшби И.Ф. О напряжении Орована // Физика прочности и пластичности. — М.: Металлургия, 1972. — С. 88–107.
10. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. — М.: Металлургия, 1986. — 307 с.
11. Конрад Г. Модель деформационного упрочнения для объяснения влияния величины зерна на напряжение течения металлов // Сверхмелкое зерно в металлах / Под ред. Л.К. Гордиенко. — М.: Металлургия, 1973. — С. 206–219.
12. Армстронг Р.В. Прочностные свойства металлов со сверхмелким зерном // Сверхмелкое зерно в металлах. — М.: Металлургия, 1973. — С. 11–40.
13. Petch N.J. The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. — 1953. — **173**, № 1. — P. 25–28.
14. Orowan E. Dislocation in metals. — New York: AIME, 1954. — 103 p.
15. Ashby M.F. Mechanisms of deformation and fracture // Adv. Appl. Mech. — 1983. — **23**. — P. 118–177.
16. Келли А., Николсон Р. Дисперсное твердение. — М.: Металлургия, 1966. — 187.
17. Ebelling R., Ashby M.F. Yielding and flow of two phase copper alloys // Phil. Mag. — 1966. — **13**, № 7. — P. 805–809.
18. Романив О.Н. Вязкость разрушения конструкционных сталей. — М.: Металлургия, 1979. — 176 с.
19. Теоретическое и экспериментальное исследование дисклиниций / Н.А. Конева, Д.В. Лычагин, Л.А. Теплякова, Э.В. Козлов. — Л.: Изд-во ЛФТИ. — 1986. — 116 с.
20. Conrad H. Effect of grain size on the lower yield and flow stress of iron and steel // Acta Metallurgica. — 1963. — **11**. — P. 75–77.

СТРУКТУРНО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПРОЧНОСТИ И ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ ПРИ ВОССТАНОВИТЕЛЬНОМ РЕМОНТЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНЫХ КОЛЕС

*Л.И. Маркашова, В.Д. Позняков,
Е.Н. Бердникова, А.А. Гайворонский*

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

На основе экспериментальной информации, полученной на различных структурных уровнях (от зеренного до дислокационного) выполнены аналитические оценки роли конкретных формирующихся структурных параметров в изменение эксплуатационных характеристик — прочности (σ_T), вязкости разрушения (K_{1C}) и трещиностойкости ($\tau_{вн}$) восстановленных ремонтom после длительной эксплуатации поверхностей железнодорожных колес в зависимости от составов сварочных материалов.

В результате длительной эксплуатации железнодорожных колес возникают проблемы износа рабочей поверхности катания колеса и его последующего восстановления. Несмотря на различные технологические разработки в плане восстановительных ремонтов, актуальным остается вопрос повышения прочности и трещиностойкости колес, и соответственно снижения степени износа, что во многом зависит от технологии сварки и химического состава наплавленного металла.

В данной работе представлены результаты исследований особенностей структурно — фазовых изменений и причин разрушения железнодорожных колес после восстановительного ремонта в зависимости от составов сварочных проволок, обеспечивающих получение швов с феррито-перлитной (Ф-П) и бейнитно-мартенситной (Б-М) структурами.

Исследования проводили на образцах цельнокатаных железнодорожных колес (колесная сталь 2 состава 0,55–0,65 % С; 0,5–0,9 % Мп; 0,22–0,45 % Si; $\leq 0,1$ % V; не более 0,03 % Р и 0,035 % S, ГОСТ 10791–89) после восстановительного ремонта. Сварку выполняли механизированным способом в CO_2 проволоками марок Св-08Г2С (Ф-П шов), и ПП-АН180МН (10Г1СХНФТ, Б-М шов) диаметром 1,2 мм и 2 мм соответственно. Структурно-фазовые, концентрационные изменения, характер распределения и плотность дефектов кристаллической решетки в различных зонах сварных соединений (по глубине металла) изучали с помощью комплексных методов: оптической металлографии, аналитической растровой (СЭМ-515 фирмы PHILIPS) и просвечивающей микродифракционной (JEM — 200СХ фирмы JEOL) электронной микроскопии.

Экспериментальные результаты, полученные на различных структурных уровнях — от макро (зеренного) до микро (дислокационного), позволили аналитически оценить конкретный (дифференцированный) вклад отдельных структурно-фазовых факторов и параметров (фазового состава, размеров зерна, субзерна, плотности дислокаций и т. п.) в изменение общей (интегральной) величины механических характеристик — прочности (σ_T), вязкости разрушения (K_{1C}), а также локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$), являющихся потенциальными источниками зарождения и распространения трещин в исследуемых структурных микрообластях [1–5]. При этом принимали, что значение σ_T , согласно зависимости Арчарда, является суммарной величиной, состоящей из ряда составляющих [6–15]: $\Sigma\sigma_{0,2} = \Delta\sigma_0 + \Delta\sigma_{т,р} + \Delta\sigma_3 + \Delta\sigma_c + \Delta\sigma_{п} + \Delta\sigma_{д} + \Delta\sigma_{д,у}$, где $\Delta\sigma_0$ — сопротивление решетки металла движению свободных дислокаций (напряжение трения решетки или напряжение Пайерлса–Набарро); $\Delta\sigma_{т,р}$ — упрочнение твердого раствора легирующими элементами и примесями (твердорастворное упрочнение); $\Delta\sigma_3$, $\Delta\sigma_c$ — упрочнение за счет изменения величины зерна и субзерна, согласно зависимости Холла–Петча (зернограничное и субструктурное упрочнение); $\Delta\sigma_{п}$ — упрочнение за счет перлита; $\Delta\sigma_{д}$ — дислокационное упрочнение, обусловленное междислокационным взаимодействием; $\Delta\sigma_{д,у}$ — упрочнение за счет дисперсных частиц по Оровану (дисперсионное упрочнение).

Расчетные значения вязкости разрушения K_{1C} определяли по зависимости [16]: $K_{1C} = (2E\sigma_T\delta_t)^{1/2}$, где E — модуль Юнга; σ_T — расчетная величина упрочнения; δ_t — значение критического раскры-

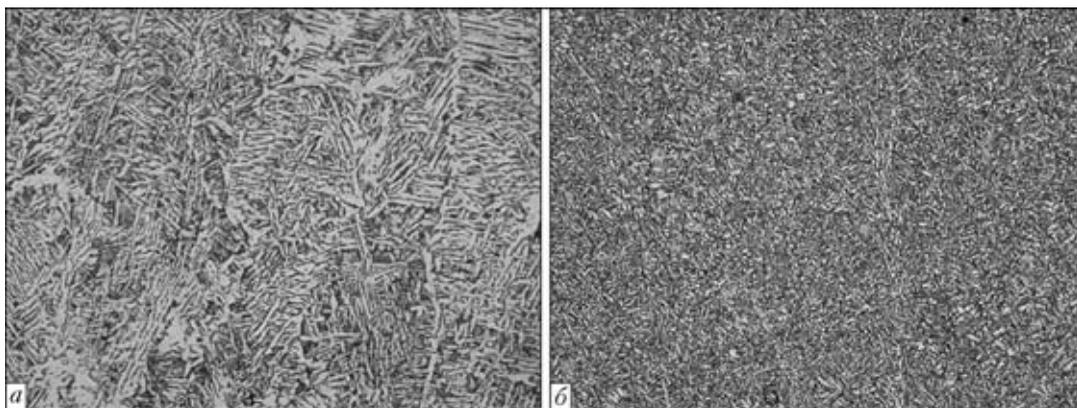


Рис. 1. Структура металла шва колесной стали 2 для условий сварки проволоками Св-08Г2С (а) и ПП-АН180МН (б) ($\times 500$)

тия трещины, полученное по данным параметров субструктуры.

Оценки изменений внутренних напряжений (τ_b) проводили по известной зависимости [17–18] $\tau_b = Gbh\rho / [\pi(1 - \nu)]$; где G – модуль сдвига; b – вектор Бюргера; h – толщина фольги ($2 \cdot 10^{-5}$ см); ν – коэффициент Пуассона; ρ – плотность дислокаций.

В результате исследования структуры: фазовых составляющих (феррита; перлита и др.), их объемной доли (V , %); размера зерен (D_3), а также изменений микротвердости (HV) различных зон – металла шва, линии сплавления (Л/С), зоны термического влияния (ЗТВ), основного металла (ОМ) железнодорожного колеса после восстановительного ремонта установлено следующее.

В случае использования Св-08Г2С в шве формируется крупнозернистая и резкоградиентная (более чем в 2–4 раза) по величине зерна структура феррита (Ф) и перлита (П) (рис. 1, а). При переходе в колесную сталь изменяется фазовый состав металла от феррито-перлитной (Ф–П) до бейнито-мартенситной (Б+М) структуры, измельчается (в 1,4 раза) зеренная структура и значительно (на 40 %) возрастает микротвердость структурных составляющих. Такие структурно-фазовые изменения по-видимому могут способствовать неравномерному уровню механических свойств по зоне сварки.

При использовании ПП-АН180МН в металле шва (рис. 1, б) и металле ЗТВ формируется одинаковая по фазовому составу бейнито-мартенситная (Б+М) структура при незначительных градиентах по величине зерна, и сравнительно равномерном повышении (до 20 %) микротвердости структурных составляющих что возможно будет положительно влиять на механические характеристики сварных соединений.

Сопоставление структурных состояний (фазового состояния, микротвердости и измельчения структуры и т. п.) металла швов и ЗТВ с точки зрения влияния на показатели прочности, пластичности и трещиностойкости показало следующее. Использование проволоки ПП-АН180МН способствует наи-

более оптимальному структурному состоянию, которое обеспечивается отсутствием резких градиентов по размерам структурных составляющих и микротвердости, равномерным фазовым составом (при переходе от металла шва в колесную сталь) и заметным измельчением структуры наплавленного металла (по сравнению с Ф–П швом).

Детальные исследования на просвет металла шва и ЗТВ сварных соединений в зависимости от состава наплавленного металла показали особенности изменения тонкой структуры (субструктуры, плотности дислокаций и др.) (рис. 2).

Тонкой структуре металла шва Ф–П типа свойственна структура с ферритными оторочками ($\Phi_{от}$) толщиной $\delta_{\Phi_{от}} \sim 2\text{--}4$ мкм, размерами цементитных ($h_{ц}$) и ферритных ($h_{ф}$) пластин в перлите (П): $h_{ц} \sim 0,1\text{--}0,4$ мкм; $h_{ф} \sim 0,7\text{--}1,5$ мкм (рис. 2, а). Плотность дислокаций (ρ) в металле шва составляет $\rho \sim 4\text{--}6 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. При приближении к ЗТВ (рис. 2, б) на глубине $\delta \sim 0\text{--}500$ мкм от зоны сплавления структура наплавленного металла значительно измельчается (в среднем в 10 раз), формируется субструктура с размером субзерна (d_c) порядка $\sim 0,08\text{--}0,2 \times 0,23\text{--}0,7$ мкм), уменьшается также $\delta_{\Phi_{от}} \sim$ до 1 мкм. Плотность дислокаций при этом увеличивается до $\rho \sim 10^{10}$ см $^{-2}$. При переходе в колесную сталь металл (I зона ЗТВ, рис. 2, в, г) состоит из бейнита верхнего (Б $_в$), нижнего (Б $_н$), мартенсита (М) и ферритных оторочек ($\Phi_{от}$) толщиной $\delta_{\Phi_{от}} \sim 1\text{--}1,15$ мкм. Наблюдается укрупнение (в 3–5 раза) структурных элементов при увеличении плотности дислокаций до $\rho \sim 5\text{--}8 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ (за счет бейнитной и мартенситной составляющих).

Таким образом, при использовании Св-08Г2С, наиболее заметные структурные изменения происходят по мере перехода от металла шва (т. е. наплавленного металла) в ЗТВ (в колесную сталь) за счет резкого измельчения перлитной структуры и увеличения плотности дислокаций, что возможно

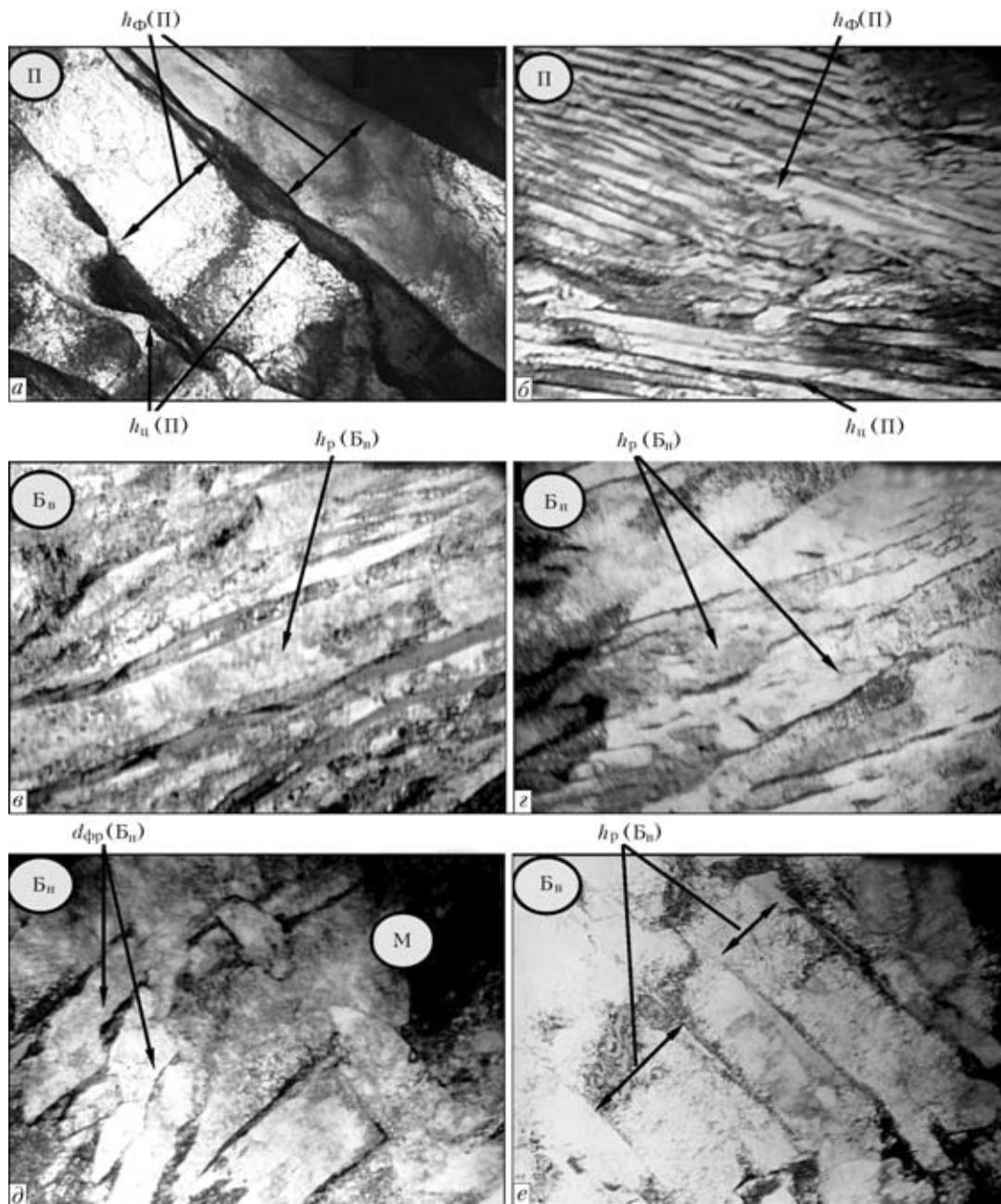


Рис. 2 Тонкая структура сварных соединений колесной стали 2 для условий сварки проволоками Св-08Г2С (а-г) и ПП-АН180МН (д-е). Металл шва (а-б, д) на различном расстоянии (δ) от линии сплавления: а, д — центр шва на $\delta \sim 4000$ мкм ($\times 2000$); б — шов на $\delta \sim 500$ мкм ($\times 3000$); участок крупного зерна ЗТВ (г-е, е)

будет приводить к значительному упрочнению в локальной области зоны сплавления (со стороны шва), а также способствовать формированию локальных концентраторов внутренних напряжений, являющихся причиной трещинообразования.

Для металла шва (рис. 2, д) с Б-М структурой состоящей из бейнита верхнего ($B_{н}$), нижнего ($B_{н}$), мартенсита (М) и ферритных оторочек ($\Phi_{от}$) толщиной $\delta_{\Phi_{от}} \sim 0,8-1,0$ мкм характерно формирование дисперсной фрагментированной бейнитной структуры с размерами фрагментов $B_{н}$ ($d_{Фр}$) порядка $\sim 0,15-0,5$ мкм при однородном распределении плотности дислокаций $\rho \sim 5 \cdot 10^{10}-10^{11}$ см $^{-2}$. Ширина реек бейнитной и мартенситной структур составляет

$h_{B_{н}} \sim 0,5-1,2$ мкм; $h_{B_{н}} \sim 0,4-0,7$ мкм; $h_{М} \sim 1-1,5$ мкм соответственно. При переходе в колесную сталь параметры тонкой структуры металла I-й зоны ЗТВ практически не изменяются (рис. 2, е), наблюдается также равномерное распределение дислокационной плотности, что по-видимому, должно способствовать оптимальному сочетанию свойств прочности, пластичности и отсутствию локальных концентраторов напряжений — источников трещинообразования.

Экспериментальная база данных, полученная в результате исследований на всех структурных уровнях (от макро- до микроуровня) позволила выполнить аналитические оценки наиболее значимых

механических и эксплуатационных характеристик сварных соединений колесной стали 2 в зависимости от состава сварочных проволок.

В результате оценок и анализа было показано, что в сварных соединениях, выполненных проволокой Св-08Г2С (рис. 3, а) общее (суммарное, $\Sigma\sigma_T$) упрочнение металла шва ($\Sigma\sigma_T \sim 480$ МПа) обусловлено преимущественно влиянием цементитных пластин ($\Delta\sigma_{д.у} \sim 190\text{--}230$ МПа) перлитной составляющей. При приближении к ЗТВ в локальной зоне перехода от шва к линии сплавления (на глубине $\delta \sim 500$ мкм от зоны сплавления) общий уровень $\Sigma\sigma_T$ резко (в 1,5 раза) повышается ($\Sigma\sigma_T \sim$ до 800 МПа) за счет возрастания вклада субструктурного ($\Delta\sigma_c \sim$ до 300 МПа) и дислокационного ($\Delta\sigma_d \sim$ до 60 МПа) упрочнений.

В сварных соединениях, выполненных проволокой ПП-АН180МН (рис. 3, б), на участке перехода от шва к ЗТВ происходит плавное изменение общего уровня упрочнения: $\Sigma\sigma_T \sim$ от 827–855 МПа (в металле шва) до ~ 857 МПа (I участок ЗТВ). Наибольший вклад в интегральное упрочнение вносят субструктура ($\Delta\sigma_c \sim 345$ МПа), частицы карбидных фаз ($\Delta\sigma_{ч} \sim 75$ МПа) и повышение общей плотности дислокаций ($\Delta\sigma_d \sim 140\text{--}200$ МПа) за счет бейнитной (B_H) и мартенситной составляющих. Таким образом, сопоставлением упрочняющего влияния всех формирующихся структур в исследованных Ф–П и Б–М швах установлен факт наиболее значимых по уровню влияния структурных факторов, которыми в данном случае являются структуры нижнего бейнита (B_H).

Результаты расчетных оценок вязкости разрушения (K_{1C}) сварных соединений колесной стали 2 для Ф–П и Б–М швов, а так же анализ сочетания K_{1C} и свойств прочности (σ_T) показали следующее.

Установлено, что при сварке с использованием ПП-АН180МН (Б–М шов), значение K_{1C} несколько выше (в среднем на 20 %), что обусловлено уменьшением величины зерна, формированием субструктуры и равномерным распределением дислокаций. При этом также наблюдается высокий уровень прочности. Это свидетельствует о хорошем сочетании прочностных и пластических характеристик сварного соединения. Низкий показатель K_{1C} характерен для Ф–П шва, что связано с формированием крупнозернистой перлитной составляющей, градиентной по размерам зеренной структуры (рис. 4).

Результаты расчетных оценок локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$) при сопоставлении этих значений с теоретической прочностью материала, приведенные на диаграммах рис. 5, показывают следующее. Более низкий общий уровень распределенных в шве локальных внутренних напряжений формируется в сварных соединениях, выполненных

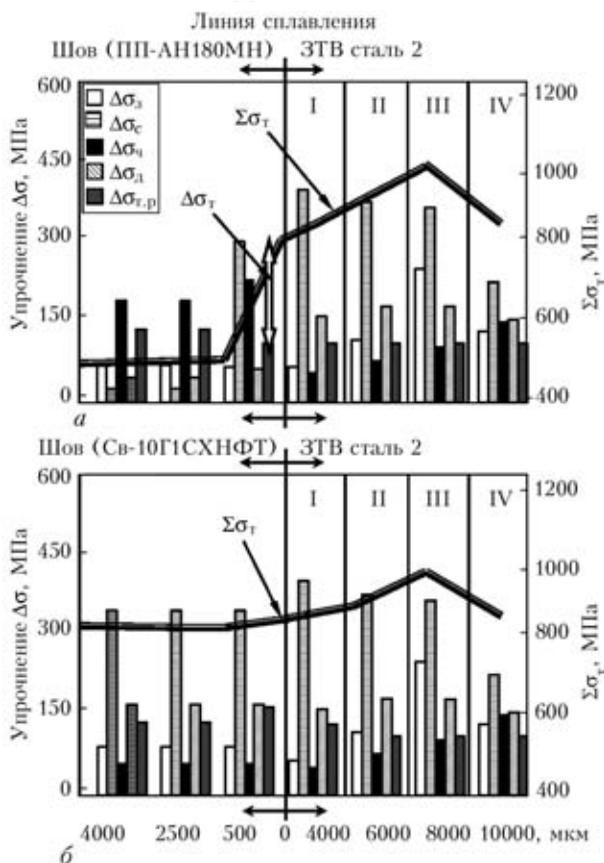


Рис. 3. Вклад различных составляющих ($\Delta\sigma$) структурного упрочнения в расчетную величину предела текучести (σ_T) в металле шва и по всем зонам ЗТВ в зависимости от состава наплавленного металла: Св-08Г2С (а); ПП-АН180МН (б)

ных проволокой Св-08Г2С (рис. 5, а) — величина $\tau_{вн}$ соответствует значению $\sim 200\text{--}400$ МПа, что составляет $\sim (0,04)\tau_{теор}$. При приближении к ЗТВ (на глубине ~ 500 мкм от линии сплавления) и переходе в колесную сталь (I зона ЗТВ) резкое (на порядок) повышение плотности дислокаций ρ от $\sim 4\text{--}6 \cdot 10^9$ см⁻² до $\sim 5\text{--}8 \cdot 10^{10}$ см⁻² приводит к формированию градиентов ($\Delta\tau_{вн} \sim 2000$ МПа) внутренних напряжений (относительно металла шва). Максимальные значения $\tau_{вн}$, структурно инициируемые локальными дислокационными скоплениями, обуславливают на-

K_{1C} , МПа м^{1/2}

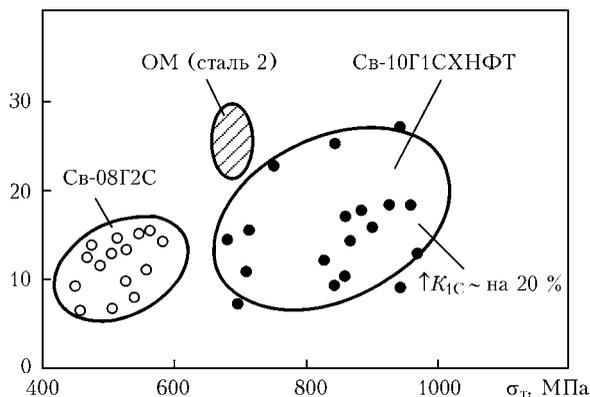


Рис. 4. Изменение расчетных прочности (σ_T) и вязкости разрушения (K_{1C}) металла швов сварных соединений колесной стали в зависимости от состава наплавленного металла (Св-08Г2С и Св-10Г1СХНФТ)

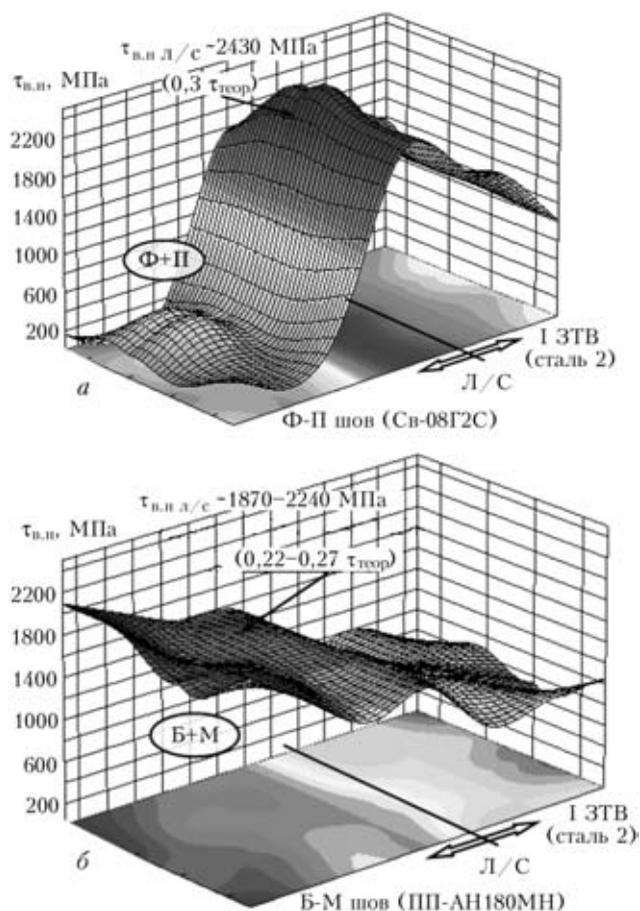


Рис. 5. Уровень локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$), формирующихся в различных зонах сварных соединений колесной стали в зависимости от состава наплавленного металла: а – Св-08Г2С; б – ПП-АН180МН

пряжения $\tau_{вн}$ порядка 2240–2430 МПа, что составляет 0,3–0,4 от теоретической прочности ($\tau_{теор}$).

В случае использования ПП-АН180МН (рис. 5, б) в металле шва наблюдаются более высокие значения $\tau_{вн}$ порядка ~ 1870–2240 МПа, что составляет ~ (0,25) $\tau_{теор}$. Показано, что в Б–М шве распределение локальных внутренних напряжений имеет безградиентный характер и равномерно снижается (до 900–1100 МПа) при переходе в металл ЗТВ колесной стали. Таким образом, Б–М структура, формирующаяся как со стороны металла шва, так и со стороны колесной стали (I зона ЗТВ) характеризуется наиболее равномерным распределением локальных внутренних напряжений, отсутствием их градиентов и не представляет опасности трещинообразования. Для сварных соединений с Φ–Π швами зоне перехода от металла шва в колесную сталь характерно образование локальных зон с высоким уровнем (на порядок больше) дислокационной плотности, что провоцирует формирование резких градиентов, т. е. концентраторов внутренних напряжений ($\uparrow\tau_{вн}$ от ~ 200–400 до 2430 МПа), снижающих трещиностойкость сварных соединений.

Выводы

Исследованиями структурных параметров металла сварных соединений, формирующихся при восстановительном ремонте железнодорожных колес после эксплуатации с использованием проволок различного химического состава (Св-08Г2С и ПП-АН180МН), а также аналитической оценкой (на базе структурных исследований) изменений механических свойств, показано, что наиболее оптимальным по эксплуатационным характеристикам (прочности, пластичности, трещиностойкости) является использование ПП-АН180МН при формировании структуры Б–М типа.

1. Оценка прочности и трещиностойкости металла железнодорожных колес после длительной эксплуатации / Л.И. Маркашова, В.Д. Позняков, А.А. Гайворонский и др. // Физ.-хим. механика материалов. – 2011. – № 6. – С. 73–79.
2. Критерий оценки механических свойств соединений разнородных материалов / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.В. Арсенюк, Е.Н. Бердникова // Сб. междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах» (16–20 сент. 2002 г., пос. Кацивели, Крым, Украина). – Киев: ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 2002. – С. 107–113.
3. Структурный подход к оценке механических свойств в ЗТВ соединений сталей и сплавов / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.В. Арсенюк и др. // Там же (13–17 сент. 2004 г.). – Киев, 2004. – С. 174–179.
4. Структурные факторы, определяющие свойства прочности, пластичности и разрушения сварных соединений / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.Д. Позняков и др. // Там же (27–30 мая 2008 г.). – Киев, 2009. – С. 87–94.
5. Структурный критерий оценки прочности, пластичности, трещиностойкости металлов, сплавов, композиционных материалов и их сварных соединений / Л.И. Маркашова, Г.М. Григоренко, В.Д. Позняков и др. // 36. праць IV міжнародної конф. «Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій» (черв. 2009 р., Львів). – Львів: Фіз. мех. ін-т ім. Г.В. Карпенка НАН України, 2009. – С. 447–451.
6. Сузуки Х. О пределе текучести поликристаллических металлов и сплавов // Структура и механические свойства металлов. – М.: Металлургия, 1967. – С. 255–260.
7. Эшби И.Ф. О напряжении Орована // Физика прочности и пластичности. – М.: Металлургия, 1972. – С. 88–107.
8. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. – М.: Металлургия, 1986. – 307 с.
9. Конрад Г. Модель деформационного упрочнения для объяснения влияния величины зерна на напряжение течения металлов // Сверхмелкое зерно в металлах / Под ред. Л.К.Гордиенко. – М.: Металлургия, 1973. – С. 206–219.
10. Армстронг Р.В. Прочностные свойства металлов со сверхмелким зерном // Там же. – С. 11–40.
11. Petch N.J. The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. – 1953. – 173, № 1. – P. 25–28.
12. Orowan E. Dislocation in Metals. – New York: AIME, 1954. – 103 p.
13. Ashby M.F. Mechanisms of deformation and fracture // Adv. Appl. Mech. – 1983. – 23. – P. 118–177.
14. Келли А., Николсон Р. Дисперсное твердение. – М.: Металлургия, 1966. – 187.
15. Ebellling R., Ashby M.F. Yielding and flow of two phase copper alloys // Phil. Mag. – 1966. – 13, № 7. – P. 805–809.
16. Романов О.Н. Вязкость разрушения конструкционных сталей. – М.: Металлургия, 1979. – 176 с.
17. Теоретическое и экспериментальное исследование дисклиниций / Н.А. Конева, Д.В. Лычагин, Л.А. Теплякова, Э.В. Козлов. – Л.: Изд-во ЛФТИ. – 1986. – 116 с.
18. Conrad H. Effect of grain size on the lower yield and flow stress of iron and steel // Acta Metallurgica. – 1963. – 11. – P. 75–77.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВКЛАДА СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БЫСТРОРЕЖУЩЕЙ СТАЛИ ПОСЛЕ ИМПУЛЬСНО-ПЛАЗМЕННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ

*Л.И. Маркашова, Ю.Н. Тюрин, О.В. Колисниченко,
М.Л. Валевич, Д.Г. Богачёв*

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

Для повышения работоспособности инструмента, изготовленного из быстрорежущего сплава, необходимо обеспечить в рабочем поверхностном слое оптимальное структурное состояние, способствующее упрочнению и снижению трещинообразованию. Исследования (оптическая металлография, растровая, просвечивающая электронная микроскопия) слоя образцов из сплава Р6М5, после импульсно плазменной обработки показали, что оптимальные режимы приводят к формированию в слое (глубиной до 40 мкм) дисперсной аустенитно-мартенситной структуры, а также общему повышению плотности дислокаций (примерно на 30 % выше относительно основного металла). Аналитическая оценка изменения свойств прочности и трещиностойкости сплава показала, что при оптимальном режиме обработки общий уровень прочности ($\Sigma\sigma_{0,2}$) повышается на 25 % (от примерно 1500 МПа в основном металле до 1800 МПа в модифицированном слое), что обусловлено возрастанием вклада субструктурного, зеренного, дислокационного механизма упрочнений, а также упрочнения за счёт дисперсных карбидов. Кроме того, оптимальные режимы способствуют равномерному распределению локальных внутренних напряжений и повышению, по сравнению с основным металлом, трещиностойкости примерно на 15 %.

Установлено, что для увеличения работоспособности инструмента из быстрорежущих сталей необходимо обеспечить на рабочей поверхности слой, имеющий оптимальное структурное состояние, способствующее повышению износостойкости и трещиностойкости [1–3].

Целью настоящей работы является исследование структуры и свойств поверхностного слоя на образцах из быстрорежущей стали Р6М5 после различных режимов импульсно-плазменной обработки. Образцы предварительно термически обрабатывали — закалка и отпуск. Импульсно-плазменную обработку (ИПО) проводили на 2-х режимах, которые отличаются тем, что режим № 1 — прямое действие импульсного электрического разряда (расстояние от плазмотрона до образца 60 мм), а режим № 2 — косвенное действие электрического разряда (расстояние от плазмотрона до образца 30 мм).

На основе комплексного исследования получены экспериментальные данные на различных структурных уровнях — от зеренного до дислокационного. Выполнена также аналитическая оценка вклада отдельных структурных параметров (фазового состава, величины зерна, субзерна, плотности дислокаций и т. п.) в изменения общих (интегральных) значений механических характеристик сплава — прочности ($\sigma_{0,2}$), вязкости разрушения (K_{1c}). Вы-

явлены локальные внутренние напряжений ($\tau_{л/вн}$) — потенциальные источники зарождения и распространения трещин в исследуемых сплавах. Для расчета $\sigma_{0,2}$ использовали уравнение Арчарда [4–13], вязкость разрушения определяли по зависимости [14]: $K_{1c} = (2E\sigma_t\delta_k)^{1/2}$, где E — модуль Юнга; σ_t — расчетное упрочнение; δ_k — критическое раскрытие трещины, равное среднему размеру субзерен. Расчетные значения внутренних напряжений оценивали по зависимости [15, 16], где $\tau_{вн} = Gbh\rho/[\pi(1-\nu)]$, при этом, G — модуль сдвига; b — вектор Бюргерса; h — толщина фольги ($2 \cdot 10^{-5}$ см); ν — коэффициент Пуассона; ρ — плотность дислокаций.

Результаты исследований и их обсуждение. В соответствии с энергетическим уровнем режимов импульсно-плазменной обработки (ИПО) поверхности образцов были получены модифицированные слои, имеющие различную структурно-фазовую составляющую с объемной долей (V , %), размерами зерен (D_z) и микротвердостью (HV).

В основном сплаве (глубиной $\delta > 100$ мкм от обрабатываемой поверхности) обнаружены: мартенсит мелкоигльчатый ($D_z \sim 2,5\text{--}10$ мкм и $V \sim 70$ %), остаточный аустенит ($D_z \sim 2,5\text{--}10$ мкм и $V \sim 20$ %) и карбиды ($D_z \sim 0,5\text{--}20$ мкм и $V \sim 10$ %). Интегральная микротвердость сплава соответствует ~ 7010 МПа. Объемная доля упрочняющих карбидных частиц, расположенных в объемах

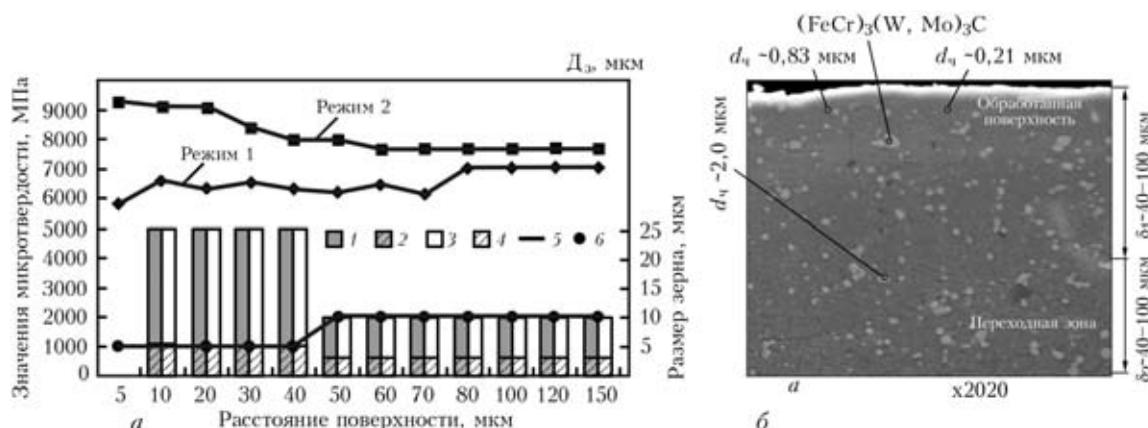


Рис. 1. Сравнительный график по интегральной микротвердости и размеру зерен структурных составляющих на двух режимах обработки поверхности стали Р6М5 импульсной плазмой (а): 1 — максимальный размер мартенсита, мкм (режим № 1); 2 — минимальный размер мартенсита, мкм (режим № 1); 3 — максимальный размер зерна $A_{ост}$, мкм (режим № 1); 4 — минимальный размер зерна $A_{ост}$, мкм (режим № 1); 5 — интегральная микротвердость, МПа (режимы № 1, 2); 6 — размер зерна D_z мартенситно-аустенитных структурных составляющих, мкм (режим № 2); б — вид поверхностного (модифицированного) слоя РЭМ (d — размер карбидных фаз, мкм)

зерен, составляет — 8 %, при общей доли карбидов в материале — 18 %.

ИПО поверхности образца с применением режима прямого действия импульсного электрического разряда (режим № 1) привело к оплавлению поверхностного слоя на глубину (δ) до ~ 5 мкм. В обработанной поверхности (δ от 0 до 40 мкм), по сравнению с основным металлом, происходит: укрупнение в 2–2,5 раза аустенитно-мартенситных структурных составляющих ($D_z \sim 5-25 \text{ мкм}$); общее снижение на 20 % интегральной микротвердости ($HV \sim 6200 \text{ МПа}$). Объемная доля упрочняющих карбидных частиц, расположенных в объемах зерен, соответствует их объемной доли в основном металле. Зоны зарождения микротрещин обнаружены в оплавленном слое (на глубине δ до ~ 5 мкм) по границам зерен остаточного аустенита и карбидов.

При использовании ИПО образцов с применением электрического разряда косвенного действия (режим № 2) в обработанном слое (δ от 0 до 40 мкм), по сравнению с основным металлом, происходит: измельчение в 1,5–2 раза аустенитно-мартенситных структурных составляющих ($D_z \sim 1,5-5 \text{ мкм}$); увеличение на 20 % интегральной микротвердости ($HV \sim 9200 \text{ МПа}$). Объемная доля упрочняющих карбидных частиц, расположенных в объемах зерен, соответствует их объемной доли в основном металле. Трещинообразования в поверхностных слоях после ИПО не наблюдается.

На рис. 1, а приведен сравнительный график по интегральной микротвердости и размеру зерен структурных составляющих при двух режимах ИПО поверхности образцов из Р6М5.

Наблюдается измельчение зерна в слое быстрорежущего сплава после ИПО на режиме № 2, что связано с легированием аустенита при растворении вторичных карбидов. При этом, первичные карбиды не растворяются и тормозят рост зерна аустени-

та. Следовательно, при нагреве, близком к температуре плавления, в быстрорежущих сталях сохраняется мелкое зерно.

Исследованиями концентрационных изменений химических элементов (Fe, Cr, W, V, Mo) по глубине модифицированного слоя (от обработанной поверхности до основного металла) образцов сплава Р6М5, обработанных на режимах № 1 и № 2 установлено их равномерное распределение, что свидетельствует об отсутствии дополнительного легирования приповерхностных слоев за счет материала электрода. В сплаве имеются карбиды сложного химического состава типа Me_6C глобулярной формы $(FeCr)_3(W, Mo)_3C$ с преобладанием вольфрама, с размерами частиц $d_q \sim 0,21-2 \text{ мкм}$ (рис. 1, б).

Исследования тонкой (дислокационной структуры) в поверхностном слое образца после ИПО на режиме № 1 показали, что в слое оплавления (δ до 5 мкм) происходит укрупнение размеров субструктурных элементов (блоков, ячеек) при слабой их разориентировке, а также снижается плотность дислокаций. Во всем модифицированном слое (δ до 40 мкм) наблюдается резкое снижение плотности дислокаций (ρ от 10^8 до 10^{10} см^{-2}) по всем структурным составляющим, по сравнению с ρ в основном металле. Снижение плотности дислокации объясняет, наблюдаемое при оптических исследованиях, снижение микротвердости (рис. 2, а). В модифицированном слое наблюдается укрупнение субструктуры в зернах аустенита, которое сопровождается формированием слаборазориентированной блочной структуры при общей неравномерности плотности дислокаций $\rho \sim (10^8-10^9 \text{ см}^{-2})$. Известно, что для мартенситных структур характерны зоны отпуска мартенсита и уменьшение плотности дислокаций и градиентности в их распределении (ρ от ~ 10^9 до 10^{10} см^{-2}). Наиболее плотные (при $\rho \sim 2-4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) и протяженные ($l \sim 0,2-0,3 \text{ мкм}$) дисло-



Рис. 2. Тонкая мартенситно-аустенитная (М-А) структура (а, б) обработанных поверхностей стали Р6М5 на режимах № 1(а) и № 2 (б); а, б – ~5 мкм от обработанной поверхности; а – оплавление поверхности (×37000); б – мелкодисперсные структуры (×30000)

кационные скопления формируются вдоль границ контакта карбидных фаз и внутренних объемов аустенитных зерен (где $\rho \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$). В переходном слое ИПО ($\delta \sim$ до 40–100 мкм) с увеличением расстояния от поверхности образца сохраняется тенденция к уменьшению плотности дислокаций. Но это снижение не столь значительное по сравнению с перераспределением в обработанном ИПО слое. Кроме того, наблюдается увеличение микрообъемов со структурой отпуска (субструктура, блоки), что резко контрастирует со структурой основного металла, для которой характерно более мелкодисперсная структура с плотными и равномерно распределенными дислокациями. Для тонкой структуры зоны основного металла (мартенсит отпуска, остаточный аустенит, карбиды) характерно некоторое увеличение (по сравнению с переходной зоной) плотности дислокаций до $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Исследования тонкой (дислокационной) структуры слоя на поверхности образца модифицированного ИПО на режиме № 2 показали, что в обработанном слое ($\delta \sim$ до 40 мкм) происходит повышение плотности дислокаций $\rho \sim$ до $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в мартенсите по сравнению с $\rho \sim$ до 10^{11} см^{-2} в основном металле. Это соответствует с результатами измерения микротвердости, которое осуществлялось оптическими методами. Для зерен $A_{\text{ост}}$ наблюдается измельчение

субструктуры, формирование сильноразориентированной блочной структуры при общей неравномерности ρ ($\sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$). Для мартенситных зерен также характерно измельчение субструктуры (ширины рек в 2 раза меньше по сравнению с основным металлом) (рис. 2, б). С увеличением расстояния в слое от поверхности сохраняется тенденция к снижению плотности дислокаций и увеличению микрообъемов со структурой отпуска (субструктура, блоки).

Исследования показали, что в приповерхностных слоях сплава Р6М5, после ИПО на режиме № 2, имеются следующие закономерности: диспергирование структуры, увеличение плотности дислокаций и равномерности их распределения. Отмечено также, отсутствие значительных градиентов по дислокационной плотности (ρ), что свидетельствует о весьма значительном упрочнении приповерхностных слоев, причем в локальной по глубине приповерхностной области. Показано, что в результате ИПО, в приповерхностных слоях отсутствуют очаги зарождения и распространения трещин (не формируются резкие градиенты напряжений – протяженные дислокационные скопления). Следовательно, данный режим ИПО должен способствовать обеспечению трещиностойкости сплава.

Аналитическая оценка прочностных свойств ($\sigma_{0,2}$) сплава Р6М5 за счет изменения структурных

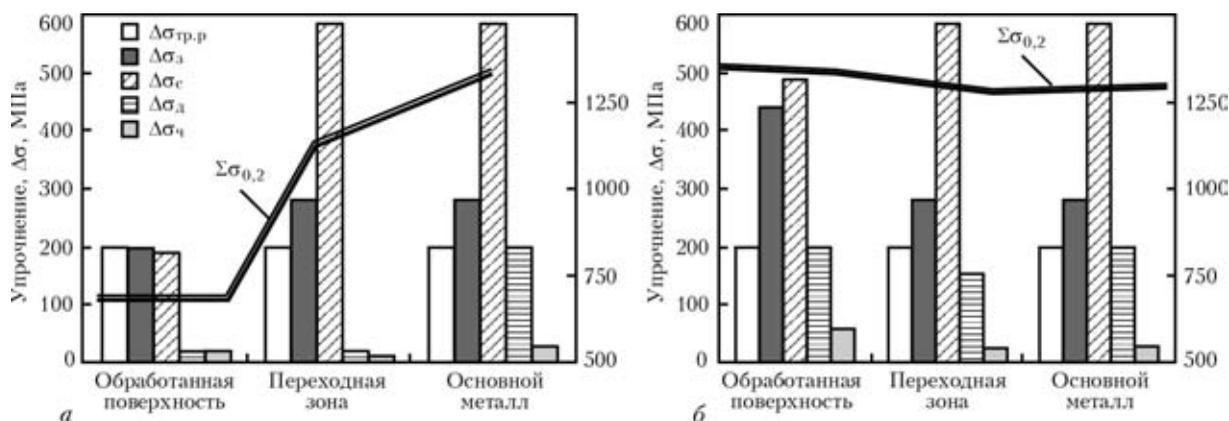


Рис. 3. Гистограмма, отражающая влияние структурных параметров (D_s , d_c , ρ и т. п.) на прочностные ($\Delta\sigma_\tau$) свойства и их интегральное ($\Sigma\sigma_{0,2}$) изменение по глубине металла Р6М5, обработанного импульсной плазмой на оптимальном режиме № 2 по сравнению с основным металлом

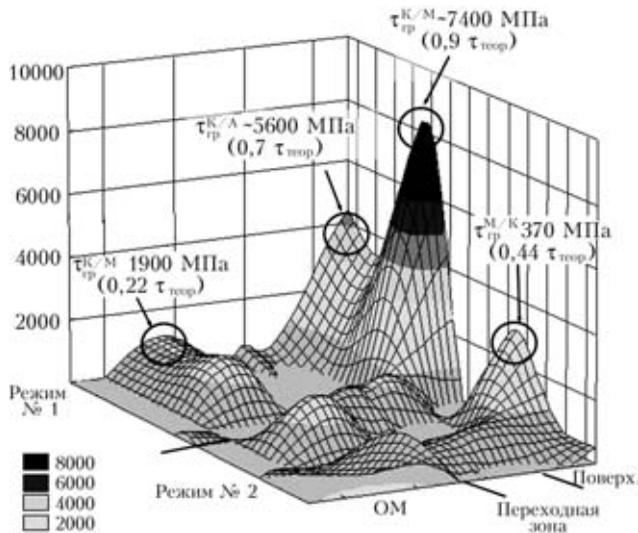


Рис. 4. Диаграмма, характеризующая уровень локальных внутренних напряжений ($\tau_{вн}$) в сопоставлении их с теоретической прочностью ($\tau_{теор}$), формирующихся в приповерхностных слоях стали Р6М5 (на глубине $\delta \sim 0-40$ мкм от внешней поверхности) в зависимости от структурных изменений (минимальных – режим № 2; максимальных – режим № 1)

параметров показала следующее: применение ИПО на режиме 1, который провоцирует оплавление сплава, общий уровень $\Sigma\sigma_{0,2}$ в обработанной поверхности (на $\delta \sim$ до 40 мкм) снижается по сравнению с основным металлом на 50 % (640–940 МПа при 1300–1800 МПа в основном металле). Наблюдаемое снижение прочности сплава в поверхностном слое обусловлено снижением вклада субструктурного ($\Delta\sigma_c \sim$ до 190–300 МПа по сравнению с $\Delta\sigma_c \sim$ до 590–780 МПа в основном металле), зеренного ($\Delta\sigma_z \sim$ до 200–330 МПа по сравнению с $\Delta\sigma_z \sim$ до 280–480 МПа в основном металле), дислокационного ($\Delta\sigma_d \sim$ до 20–50 МПа по сравнению с 200 МПа в основном металле) упрочнений. Следовательно, разупрочнение в оплавленном слое сплава (режим № 1), глубиной до ~ 40 мкм, обусловлено преимущественно влиянием укрупнения структуры, субструктуры, снижением плотности дислокаций и образованием градиентности в их распределении, рис. 3, а.

При оптимальном режиме ИПО (режим № 2) по глубине обработанного слоя ($\delta \sim$ от 0 до 40 мкм)

общий уровень прочности повышается на 25 % (1400–2160 МПа при 1300–1800 МПа в основном металле), что обусловлено возрастанием вклада субструктурного ($\Delta\sigma_c$ до 490–870 МПа), зеренного ($\Delta\sigma_z \sim$ до 440–640 МПа), дислокационного ($\Delta\sigma_d \sim$ до 200–283 МПа) упрочнений, а также упрочнения за счет дисперсных частиц ($\Delta\sigma_{ч} \sim$ до 60–150 МПа). Это обусловлено измельчением структуры, повышением общей плотности дислокаций, а также дисперсионным упрочнением в приповерхностных слоях сплава (рис. 3, б).

Оценка локальных внутренних напряжений ($\tau_{л/вн}$) и их градиентов ($\Delta\tau_{вн}$) вдоль границ структурных составляющих, соотношение этих значений к теоретической прочности материала, по глубине в слое от внешней обработанной поверхности до основного сплава Р6М5 в зонах с минимальными (режим № 2) и максимальными (режим № 1) структурными изменениями приведена на рис. 4. Показано, что после ИПО сплава Р6М5 на режиме № 1 в приповерхностных слоях ($\delta \sim 0-40$ мкм от внешней поверхности) при общем снижении плотности дислокаций и разупрочнении наблюдаются наиболее высокие значения $\tau_{л/вн}$, формирующиеся на границах сопряжения структур мартенсит/карбид (М/К) и соответствующие $\sim 5600-7400$ МПа, что составляет $\sim (0,67-0,9)\tau_{теор}$. Градиенты локальных внутренних напряжений ($\Delta\tau_{вн}$) по границам этих структурных элементов составляют порядка $\sim 5200-7000$ МПа и являются потенциальными источниками трещинообразования.

В слое сплава после ИПО на режиме № 2, по сравнению с основным металлом, наблюдается некоторое повышение плотности дислокаций ρ от $\sim 10^{11}$ см⁻² до $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻² при сравнительно равномерном распределении дислокационных скоплений, что не приводит к формированию (от поверхности к основному металлу) резких градиентов внутренних напряжений ($\tau_{л/вн}$). Такого типа дислокационные скопления соответствуют значениям $\tau_{л/вн} \sim 1480-3700$ МПа, что составляет $\sim 0,018-0,44$ от теоретической прочности ($\tau_{теор}$). При этом, мак-

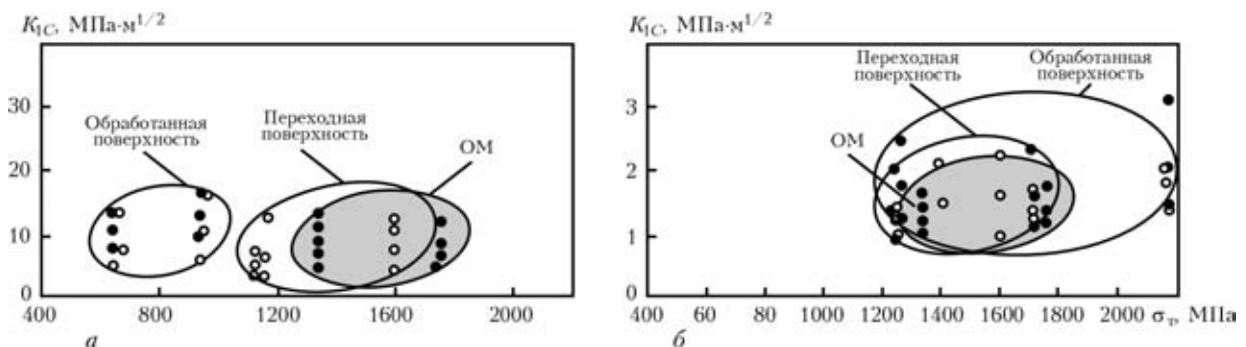


Рис. 5. Диаграммы изменения свойств прочности (σ_t) и вязкости ($K_{тс}$) по глубине обработанной поверхности ($\delta \sim 0-100$ мкм) при режимах № 1 (а) и № 2 (б) по сравнению с основным металлом

симальные всплески $\tau_{л/вн}$ (~ 3700 МПа) характерны для границ сопряжения структур мартенсит/карбид, и не представляют опасности трещинообразования.

Роль структурных факторов проявляется и в изменении прочности приповерхностных слоев инструмента из сплава Р6М5, после ИПО, в процессе эксплуатации, а именно — свойств прочности (σ_T) в сочетании с характеристикой вязкости (коэффициент интенсивности напряжений, K_{1C}), что иллюстрируют соответствующие диаграммы рис. 5. Установлено, что значение K_{1C} сплава в модифицированном слое на режиме 1 (с оплавлением) на 35 % ниже, чем на режиме 2 (оптимальный вариант). При этом, прочностные свойства также снижаются в 1,8 раза. После ИПО на режиме 2, в модифицированном слое сплава значение K_{1C} металла на 15 % выше, чем в основном металле при значительном упрочнении всего слоя.

Выводы

1. Исследования показали, что использование режима прямого действия импульсного электрического разряда (режим № 1) приводит к разупрочнению поверхностного слоя быстрорежущего сплава.

2. Использование ИПО образцов с применением электрического разряда косвенного действия (режим № 2) способствует улучшению структурно-фазового состояния модифицированного слоя сплава Р6М5 и повышению комплекса его физико-механических свойств.

3. Выявлены основные структурные факторы, определяющие изменение прочностных свойств ($\sigma_{0,2}$) в рабочих слоях на поверхности инструмента из быстрорежущей стали Р6М5 относительно свойств основного металла. Показано, что при оптимальном режиме (режим № 2) по глубине слоя обработанной поверхности ($\delta \sim$ от 0 до 40 мкм) общий уровень прочности повышается до 1400–2160 МПа при 1300–1800 МПа в основном металле, что обусловлено возрастанием вклада субструктурного ($\Delta\sigma_c \sim$ до 490–870 МПа), зерненного ($\Delta\sigma_3 \sim$ до 440–

640 МПа), дислокационного ($\Delta\sigma_d \sim$ до 200–283 МПа) механизма упрочнения, а также упрочнения за счет дисперсных частиц ($\Delta\sigma_{ч} \sim$ до 60–150 МПа).

4. Установлено, что высокий уровень прочности и трещиностойкости (до ~ 26 МПа $^{1/2}$) поверхностного слоя сплава Р6М5, после ИПО на режиме –1, достигается при измельчении (D_3 до ~ 1 –5 мкм) зеренной структуры.

1. Лазерная модификация быстрорежущей стали // I.M. Hancock et al. // Heat Treat'87: Proc. Unt. Conf. (11–15 May, London, 1987), London, 1988. — P. 189–195.
2. Бабушкин В.Б. Особенности структурообразования в быстрорежущих и высокохромистых штамповых сталях при лазерном нагреве // Изв. вузов «Черная металлургия». — 1990. — № 4. — С. 68–70.
3. Собусьяк Т., Соколов К.Н. Влияние лазерной термической обработки на структуру и свойства быстрорежущей стали // Проблемы машиностроения и автоматизации. — 1991. — № 5.
4. Сузуки Х. О пределе текучести поликристаллических металлов и сплавов // Структура и механические свойства металлов. — М.: Металлургия, 1967. — С. 255–260.
5. Эшби И.Ф. О напряжении Орована // Физика прочности и пластичности. — М.: Металлургия, 1972. — С. 88–107.
6. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. — М.: Металлургия, 1986. — 307 с.
7. Конрад Г. Модель деформационного упрочнения для объяснения влияния величины зерна на напряжение течения металлов // Сверхмелкое зерно в металлах / Под ред. Л.К.Гордиенк. — М.: Металлургия, 1973. — С. 206–219.
8. Армстронг Р.В. Прочностные свойства металлов со сверхмелким зерном // Сверхмелкое зерно в металлах. — М.: Металлургия, 1973. — С. 11–40.
9. Petch N.J. The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. — 1953. — **173**, № 1. — P. 25–28.
10. Orowan E. Dislocation in metals. — New York: AIME, 1954. — 103 p.
11. Ashby M.F. Mechanisms of deformation and fracture // Adv. Appl. Mech. — 1983. — **23**. — P. 118–177.
12. Келли А., Николсон Р. Дисперсное твердение. — М.: Металлургия, 1966. — 187.
13. Ebelling R., Ashby M.F. Yielding and flow of two phase copper alloys // Phil. Mag. — 1966. — **13**, № 7. — P. 805–809.
14. Романов О.Н. Вязкость разрушения конструкционных сталей. — М.: Металлургия, 1979. — 176 с.
15. Теоретическое и экспериментальное исследование дисклинаций / Н.А. Конева, Д.В. Лычагин, Л.А. Теплякова, Э.В. Козлов. — Л.: Изд-во ЛФТИ. — 1986. — С. 116.
16. Conrad H. Effect of grain size on the lower yield and flow stress of iron and steel // Acta metallurgica. — 1963. — **11**. — P. 75–77.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕФЕКТОВ НЕСПЛОШНОСТИ МАТЕРИАЛА В СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

**В.И. Махненко, Е.А. Великоиваненко, А.С. Миленин,
Г.Ф. Розынка, Н.И. Пивторак**

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

В работе отмечается, что силовое взаимодействие групповых дефектов несплошности материала в сварных конструкциях не обязательно ограничивается концепцией, что соседний дефект ухудшает сопротивляемость эксплуатационному нагружению либо не влияет при достаточно большом расстоянии между ними. Имеется еще вариант, когда взаимодействие групповых дефектов типа трещин либо дефектов утонения стенки улучшает сопротивляемость эксплуатационному нагружению. Этому вопросу посвящена данная работа.

Степень поврежденности той или иной конструкции в конкретных условиях эксплуатации обычно определяется количеством обнаруженных недопустимых дефектов. Естественно, что чем больше обнаруженных таких дефектов, тем более поврежденной считается обследуемая конструкция. Имеющиеся правила учета взаимного влияния дефектов [1–3] и др. обычно сводятся к объединению по соответствующим правилам двух и более близко расположенных по отношению друг к другу допустимых дефектов в один независимый допустимый (недопустимый) дефект на основе концепции: соседний дефект ухудшает либо не влияет на сопротивляемость эксплуатационному нагружению данного дефекта.

Такая концепция достаточно простая, но в целом ряде случаев является слишком консервативной, поскольку не учитывает возможность третьей альтернативы, что соседний дефект может разгружать данный дефект и таким образом повышать его работоспособность в конкретных условиях эксплуатации.

Учет этой третьей альтернативы при технической диагностике конструкций требует соответ-

ствующих расчетных методик, нормативной базы и т.п., но, тем не менее, учитывая современные тенденции развития вычислительной техники, методов математического моделирования, информационных систем, а также растущие требования к оптимизации создаваемых ответственных конструкций, перспективность соответствующих разработок не вызывает сомнений, особенно, для прогноза ресурса безопасной эксплуатации сварных конструкций длительного срока службы по результатам соответствующих технических диагностик их состояния.

В данной работе рассматривается такая возможность для достаточно характерных эксплуатационных дефектов сварных конструкций в виде трещин и утонений.

Начнем с простейших примеров взаимодействия двух и трех сквозных параллельных трещин одинаковых размеров в неограниченной пластине равномерно растягиваемой по нормали к плоскости трещин (рис. 1, 2) напряжением σ . Характеристикой нагружения таких дефектов является коэффициент интенсивности напряжений в вершине трещин K_I . Соответствующие данные из [4] для случая двух трещин приведены на рис. 1 и в табл. 1, а для трех трещин на рис. 2, а, б в зависимости от расстояния между трещинами d .

Из этих данных видно, что уменьшение расстояния d заметно снижает величины K_I как для двух, так и для трех трещин.

Объяснение такому факту вытекает из поля локальных напряжений, возникающего вокруг концов трещины. На рис. 3 приведена типовая картина распределения напряжений σ_{zz} в зоне сквозной трещины $2a = 20$ мм с нормалью z в полосе-пластине в плоскости $z = 0$. Видно, что на берегах трещины $z = 0$ $\sigma_{zz} = 0$, а затем по мере увеличения z напряжения σ_{zz} постепенно возрастают до величины $\sigma_{zz} = 300$ МПа, приложенных на границе $z = 500$ мм. Ширина полосы $2L_x = 200$ мм, материал — сталь

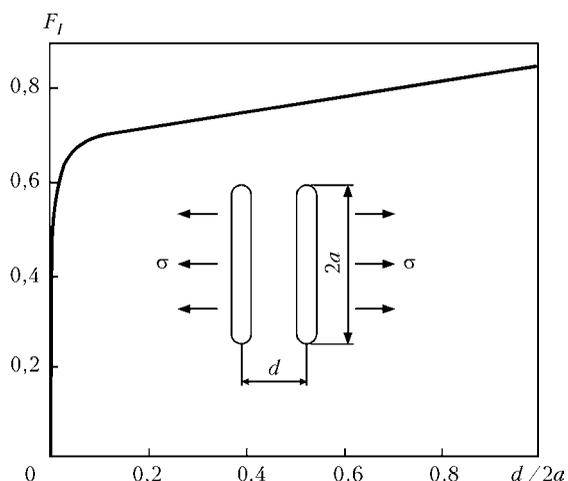


Рис. 1. Зависимость F_I от $d/2a$ [4] ($K_I = F_I \sigma \sqrt{\pi a}$)

Таблица 1. Численные результаты [4]

$2a/d$	F_I
0	1,0000*
0,2	0,9855*
0,4	0,9508*
0,6	0,9089*
0,8	0,8727*
1,0	0,8319
1,25	0,8037
2,0	0,7569
5,0	0,6962
10,0	0,6651
100,0	0,5846

*Пластина с центральной трещиной.

с пределом текучести $\sigma_T = 420$ МПа. Таким образом, вблизи трещин (ее свободных берегов) возникает поле разгрузки по напряжениям σ_{zz} , что естественно скажется на величинах K_I , если в этом поле поместить вторую трещину, что достаточно убедительно демонстрируют данные на рис. 1 и табл. 1. Поскольку зона разгрузки имеет конечные размеры, то при достаточно больших d взаимодействие между двумя трещинами становится незначительным.

Характерно, что протяженность зоны разгрузки L_σ по оси z зависит от размеров трещины $2a$ и габаритных размеров полосы $2L_z \times 2L_x$, как это видно, из данных на рис. 4. Таких примеров взаимодействия параллельных дефектов-трещин применительно к сварным соединениям можно в практике диагностики найти достаточно много. Например, крестовое соединение из элементов достаточно большой толщины t , сваренных угловыми швами с катетом S при неполном проплавлении, образуя-

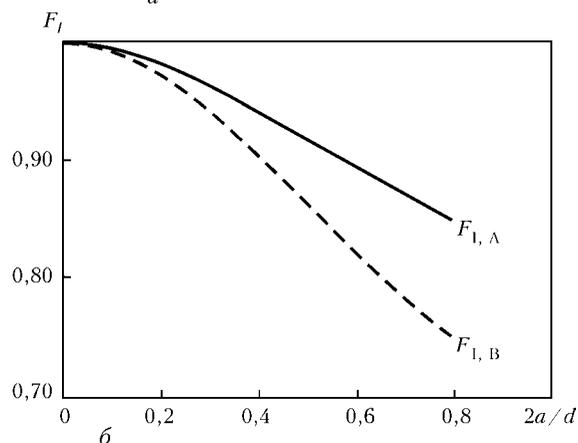
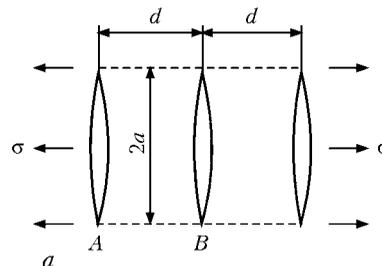


Рис. 2. Равномерное растяжение плоскости с тремя параллельными трещинами равной длины по нормали к линиям трещин (а); зависимость $F_{I,A}$ и $F_{I,B}$ от $2a/d$ (б)

щем два протяженных (вдоль сварного шва) дефекта несплошности материала (трещины) размером $2a$ (рис. 5, а, б). Это соединение достаточно хорошо исследовано как при растяжении (рис. 5, а), так и при изгибе (рис. 5, б) [4], что позволяет использовать данные относительно $K_{\theta \max}$ как при оценке хрупкой прочности, так и для оценки роста величины $2a$ при циклических нагрузках [3]. На рис. 5, а, б параметр $\epsilon = l/t_2$, где $l = S$ – катет углового шва; t_2 – толщина неразрезного элемента – расстояние между параллельными дефектами, при прочих равных условиях демонстрирует влияние t_2 на величину $K_{\theta \max}$, т.е. взаимодействие дефектов.

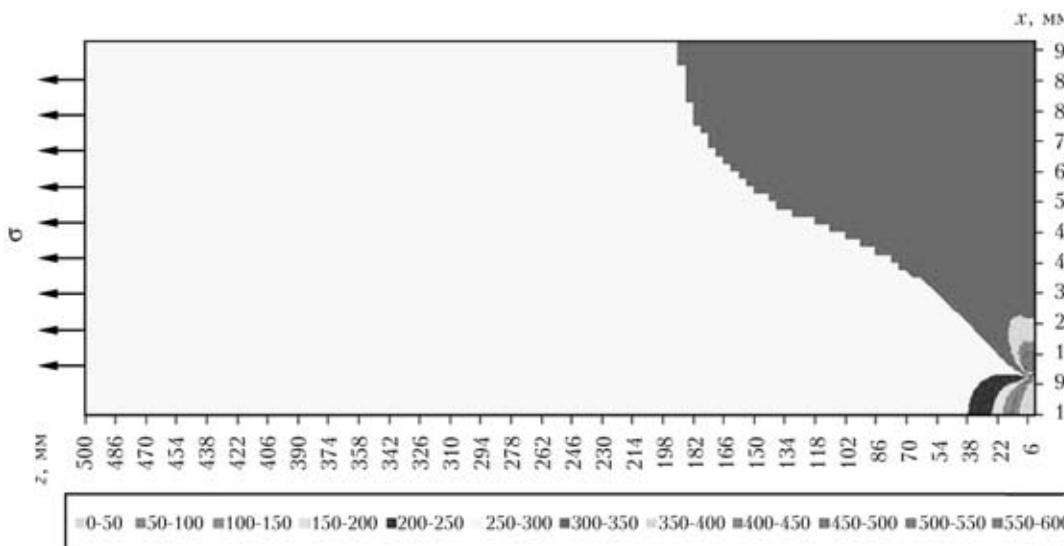


Рис. 3. Зона разгрузки для случая $a = 10$ мм одиночной трещины в пластине $2L_z = 1000$ мм, $2L_x = 200$ мм, сталь $\sigma_T = 420$ МПа, $\sigma = 300$ МПа

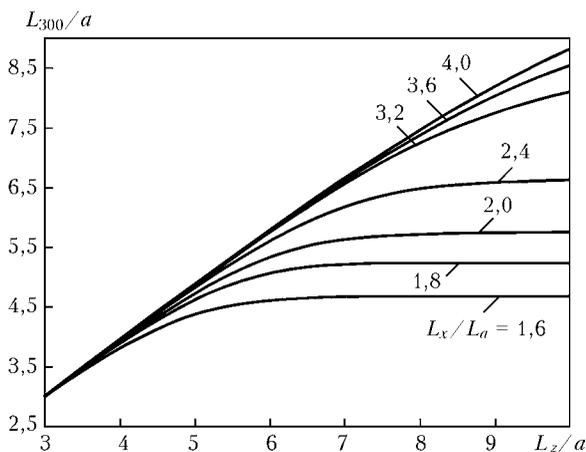


Рис. 4. Протяженность зоны разгрузки по оси $x = 0$ для одиночной трещины в пластине $L_x \times L_x$

Отметим, что эффект параллельности дефектов в соответствующем поле номинальных напряжений проявляется не только для трещинообразных дефектов, но также и для дефектов утонения. Например, в цилиндрической оболочке-трубе два канавочных дефекта утонения вдоль образующей трубы при параллельности их расположения (рис. 6), взаимодействуя друг с другом, в случае внутритрубного давления P снижают критическое давление в трубе в зависимости от расстояния d между дефектами. Ниже приведены результаты численных расчетов с использованием методики работы [5]. Дефекты с габаритными размерами $s \times s \times a$, где a — максимальная глубина дефекта, описанного полуэллипсоидом на поверхности трубы, т.е. поверх-

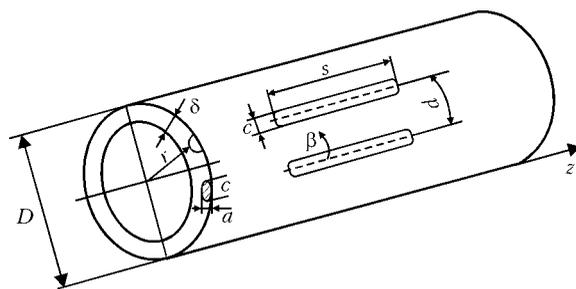


Рис. 6. Схема цилиндрической оболочки-трубы с продольными канавочными дефектами утонения

ность дефекта описывается в системе координат r, β, z уравнением

$$\left(\frac{2z}{s}\right)^2 + \left(\frac{2\beta r}{c}\right)^2 + \left(\frac{R-r}{2}\right)^2 = 1, \quad 2R = D. \quad (1)$$

При внутреннем давлении максимальные окружные напряжения $\sigma_{\beta\beta}$ возникают в средних плоскостях $\beta = 0 = 0$ и $\beta = \delta/R$.

Вероятность разрушения в этих плоскостях согласно [5] определяется зависимостью Вейбулла

$$p = 1 - \exp \left[- \int \left(\frac{\sigma_{\beta\beta}(0, r, z) - A}{B} \right)^4 dF \right] \quad (2)$$

при $\sigma_{\beta\beta}(0, r, z) > A$

где A и B — параметры распределения Вейбулла, определяемые для данного материала экспериментально. Если использовать экспериментальные данные из [2], то можно принять для стальной трубы $A = \frac{\sigma_T + \sigma_B}{2}$ соответственно для одиночного дефекта

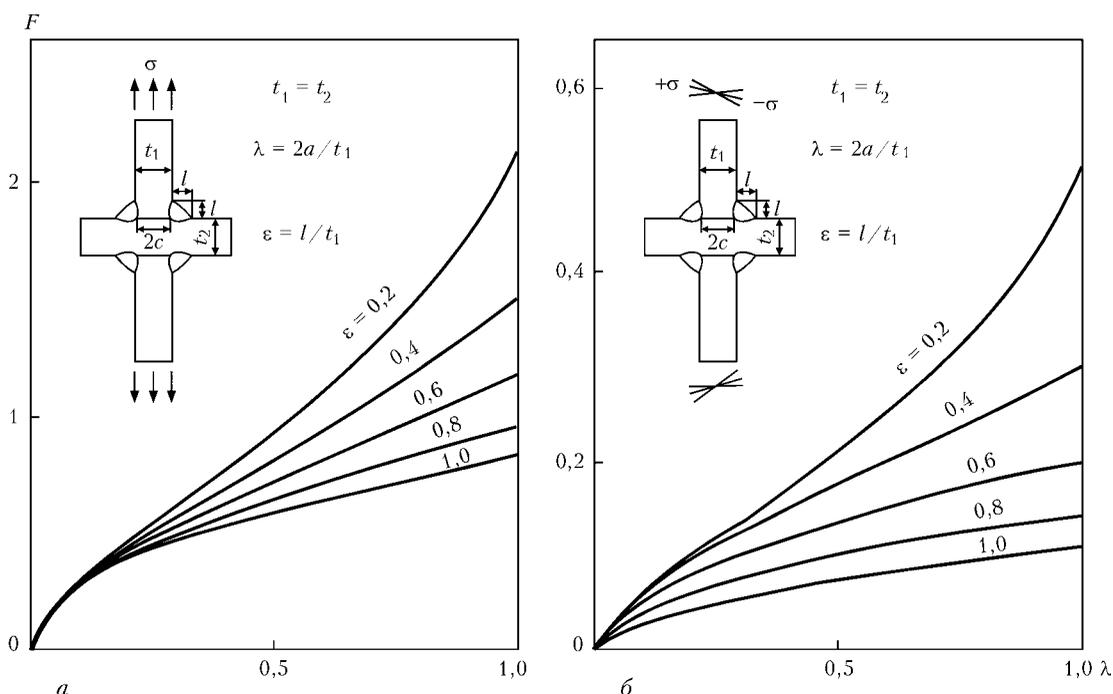


Рис. 5. Коэффициент интенсивности напряжений F ($F = K_{\theta_{\max}}/\sqrt{t_1}$): а — растяжение; б — изгиб для крестового соединения [4]

$$(K_{\theta_{\max}} = \cos \frac{\theta_0}{2} \left[K_I \cos^2 \frac{\theta_0}{2} - \frac{3}{2} K_{II} \sin \theta_0 \right], \quad \frac{\partial K_{\theta}}{\partial \theta} \Big|_{\theta = \theta_{\max}} = 0)$$

Таблица 2. Результаты расчета вероятности p отказа по (2) для дефектов утонения по рис. 6 при различных расстояниях между дефектами « d » и давлениях P

№ варианта	Давление P , МПа	Один дефект	Два дефекта d , мм		
			90	60	48
1	7,0	0,00075	0	0	0
2	8,0	0,0068	0,0013	0,0010	0,0010
3	9,0	0,0500	0,0072	0,0057	0,0049
4	10,0	0,1600	0,0290	0,0268	0,0200

в трубе $D = 1420$ мм, $\delta = 28$ мм, $A = 500$ МПа, $\sigma_T = 440$ МПа.

Соответствующий упруго-пластический расчет для указанных исходных данных показывает, что при $P = 9$ МПа в случае одиночного дефекта при $s = 66$ мм, $c = 40$ мм, $a = 14$ мм величина $p \approx 0,05$ по [2], что соответствует $B = 470$ МПа.

С учетом такого значения B были рассчитаны по (2) величины p , приведенные в табл. 2 при различных d и P .

Выводы

1. Взаимодействие дефектов при силовом нагружении сварных конструкций в значительной степени зависит от геометрии дефектов и их положения относительно направления действия силовой нагрузки.

2. Наиболее исследовано взаимодействие дефектов несплошности материала типа трещин и утонений, лежащих в одном нагруженном сечении изде-

лия, так называемые «коллинеарные» дефекты. Имеются соответствующие схемы объединения таких дефектов, в зависимости от габаритных размеров дефектов и расстояний между ними.

3. В отличие от коллинеарных дефектов параллельные дефекты типа трещин и канавочных утонений, расположенные в различных, но параллельных сечениях изделия, обычно разгружают друг друга, поэтому менее опасны при сближении по сравнению с аналогичными коллинеарными дефектами.

4. В настоящее время, благодаря развитию информационных технологий и средств вычислительной техники, имеются благоприятные возможности подходить к оценке взаимодействия обнаруженных дефектов в сварных конструкциях на основе соответствующих решений механики деформирования для упруго-пластических сплошных сред с трещинами либо дефектами утонения.

1. *MP-125-01-90*. Расчет коэффициентов интенсивности напряжений и коэффициентов ослабления сечений для дефектов и сварных соединений. — Киев, 1990. — 55 с.
2. *Fitness-for-service*. American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. — January 2000. — 625 p.
3. *Махненко В.И.* Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. — Киев: Наук. думка, 2006. — 618 с.
4. *Справочник по коэффициентам интенсивности напряжений* / Под редакцией Ю. Муракави. — Том 1-2. — 1013 с.
5. *Махненко В.И., Великоиваненко Е.А., Розынка Г.Ф., Пивторак Н.И.* Совершенствование метода оценки риска разрушения в зоне утонений стенки магистральных трубопроводов // Автомат. сварка. — 2010. — № 5. — С. 16-21.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЯЗКОГО РАЗРУШЕНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ МЕХАНИЗМА ПОРООБРАЗОВАНИЯ

**В.И. Махненко, Е.А. Великоиваненко,
Г.Ф. Розынка, Н.И. Пивторак**

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

Модели вязкого разрушения с учетом образования пор при пластическом течении на неметаллических включениях либо в матрице из микротрещин, не распространяющихся по механизму скола, предусматривают соответствующие алгоритмы роста пор за счет пластических деформаций и соответствующего перераспределения напряженно-деформированного состояния. Интерес к этим моделям в настоящее время определяется в связи с ростом объемов прогнозных и экспертных оценок для сварных конструкций на основе расчетных оценок предельного состояния. В целом ряде случаев, учитывая тенденцию использования в сварных конструкциях высокопрочных и достаточно пластичных материалов, предельное состояние наступает в условиях вязкого деформирования при жестком напряженном состоянии, способствующих развитию порообразования. В результате разрушение происходит при относительно невысоких пластических деформациях, что резко снижает деформационную способность соответствующих сварных узлов перед разрушением.

Эксплуатационные дефекты утонения стенок современных сварных сосудов давления являются наиболее распространенными выявляемыми дефектами конструкций длительного срока эксплуатации (магистральные трубопроводы, хранилища нефти и газа, железнодорожные цистерны и т.п.). Выявленные дефекты при периодических технических диагностиках таких конструкций оцениваются с позиций безопасной эксплуатации конструкций на период, по крайней мере, до следующей технической диагностики. При этом руководствуются определенными правилами, основанными на соответствующих расчетных и экспериментальных исследованиях. Эти правила совершенствуются по мере накопления фактического материала их использования, изменения условий эксплуатации конкретных типов конструкций, совершенствования расчетных моделей нагружения (разрушения), а также методов реализации этих моделей.

Здесь следует отметить, что наблюдаемый весьма существенный прогресс в вычислительной технике и, соответственно, в механике деформирования и разрушения конструкционных материалов, способствуя реализации все более сложных физических моделей, является хорошей основой для разработки более детальных моделей поведения конструкционных материалов, как при деформировании, близкому к разрушению, так и, в определенной степени, при разрушении, что делает расчетные подходы прогнозирования наступления предельного состояния в сложных случаях деформирования достаточно адекватными наблюдаемому при эксперименте, и таким образом позволит снижать объем дорогостоящих экспериментов.

Естественно, что такой подход связан с привлечением дополнительных физических и математических моделей поведения материала для генерирования информации, связанной с наступлением предельного состояния. Работа в этом направлении активно ведется в различных странах. Из современных исследований особое внимание заслуживают работы сотрудников сибирской школы профессора В.Е. Панина в рамках нового научного направления — физическая мезомеханика материалов [1]. Это направление, связанное с растущими возможностями вычислительной техники, занимается описанием деформирования материалов на мезоуровне, т.е. с учетом существенной физической неоднородности, связанной с наличием различных границ раздела (например, границ зерен) с последующей оценкой реакции материала на макроуровне через осреднение характеристик напряженно-деформированного состояния по представительному мезообъему. Элементарным актом неупругого поведения материала согласно [1] является «сдвиг + поворот», что позволяет сохранить условие неразрывности вплоть до разрушения, которое является конечной стадией фрагментации материала на макроуровне, когда происходит глобальная потеря сдвиговой устойчивости.

Важной стадией в деформировании материала перед разрушением является во многих случаях возникновение пор. Поры образуются при пластическом течении на неметаллических включениях либо в матрице из микротрещин, не распространяющихся по механизму скола, т.е. являются почти неотъемлемым атрибутом вязкого разрушения мате-

риала. Не удивительно, что вопросу образования и росту пор при вязком разрушении материалов уделяется достаточно большое внимание [2–4 и др.]. Начальные размеры возникающих пор обычно не велики ~1 мкм, т.е. их влияние на деформационные процессы и разрушение вполне можно учитывать в рамках моделей мезоуровня, т.е. соответствующей неоднородностью свойств материала в объемах пор и вне этих объемов.

С учетом сказанного приведенные ниже результаты получены при следующих допущениях.

Поры возникают в изотермических условиях в произвольном конечном элементе (структурном объеме), если интенсивность пластической деформации ε_i^p больше определенной величины $(\varepsilon_i^p)_н$, и равномерно распределены по объему элемента, т.е. концентрация пор на единице объема элемента

$$\rho_V = \frac{V_{п}}{V_{к.э}} > 0 \text{ при } \varepsilon_i^p \geq (\varepsilon_i^p)_н, \quad (1)$$

$$\rho_V = 0 \text{ при } \varepsilon_i^p < (\varepsilon_i^p)_н,$$

где $V_{п}$ — объем пор; $V_{к.э}$ — объем элемента без пор.

Вводится понятие концентрации пор на единице площади сечения элемента (то, что можно наблюдать в изломе образца) — ρ_S .

По аналогии с (1)

$$\rho_S = \frac{S_{п}}{S_{к.э}} > 0 \text{ при } \varepsilon_i^p \geq (\varepsilon_i^p)_н, \quad (2)$$

$$\rho_S = 0 \text{ при } \varepsilon_i^p < (\varepsilon_i^p)_н,$$

где $S_{п}$ — площадь пор в данном сечении величиной $S_{к.э}$.

Соответственно на единице линейного размера $l_{к.э}$ суммарная длина пор $l_{п}$.

$$\rho_l = \frac{l_{п}}{l_{к.э}}. \quad (3)$$

Связь между ρ_V и ρ_l

$$\rho_V = (1 + \rho_l)^3 - 1 = 3\rho_l \left(1 + \rho_l + \frac{1}{3} \rho_l^2 \right) \approx 3\rho_l. \quad (4)$$

Соответственно $\rho_S = 2\rho_l \left(1 + \frac{1}{2} \rho_l \right) \approx 2\rho_l$.

Линейные размеры пор растут при развитии пластическом течении согласно закона Райса–Трейси [4] при $\varepsilon_i^p \geq (\varepsilon_i^p)_н$.

При допущении, что количество пор в данном структурном объеме меняется мало, но растет их размер

$$\frac{dl}{d\varepsilon_i^p} = 0,28l \exp \left(1,5 \frac{\sigma_m}{\sigma_i} \right), \quad (5)$$

где $\sigma_m = \frac{1}{3} (\sigma_{rr} + \sigma_{\beta\beta} + \sigma_{zz})$ — среднее нормальное напряжение в системе координат r, β, z , а σ_i — интенсивность напряжений

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_{rr} - \sigma_{\beta\beta})^2 + (\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{\beta\beta} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{r\beta}^2 + \sigma_{r\beta}^2 + \sigma_{\beta z}^2)]^{1/2}, \quad (6)$$

$d\varepsilon_i^p$ — интенсивность приращений пластических деформаций

$$d\varepsilon_i^p = \frac{\sqrt{2}}{3} [(d\varepsilon_{rr}^p - d\varepsilon_{\beta\beta}^p)^2 + (d\varepsilon_{rr}^p - d\varepsilon_{zz}^p)^2 + (d\varepsilon_{\beta\beta}^p - d\varepsilon_{zz}^p)^2 + 6(d\varepsilon_{r\beta}^p)^2 + 6(d\varepsilon_{r\beta}^p)^2 + 6(d\varepsilon_{\beta z}^p)^2].$$

Отношение $\frac{\sigma_m}{\sigma_i}$ — жесткость напряженного состояния.

При допущении, что количество пор в данном объеме V_0 меняется незначительно, изменение величины ρ_l — соответствует относительному изменению линейных размеров за счет пористости.

Соответственно уравнения связи тензора деформаций $d\varepsilon_{ij}$ и тензора напряжений σ_{ij} при $i, j = r, z, \beta$ можно записать следующим образом, учитывая, что линейное удлинение равно ρ_l

$$d\varepsilon_{ij} = d \left(\frac{\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_m}{2G} \right) + d\lambda(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_m) + \delta_{ij}[d(K\sigma_m) + d\rho_l], \quad (7)$$

ρ_l — решение уравнения (5) при $l = \rho_l$ и начальном значении ρ_l по (1), (4). $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$; $K = \frac{1-2\nu}{E}$; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; $\delta_{ij} = 1$ при $i = j$ и $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$.

При последовательном прослеживании развития пластических деформаций и начальном значении $\rho_l^{нач}$ в момент $k = 0$ по (1), полагая, что на протяжении между k и $k + 1$ шагами прослеживания величина $d\varepsilon_i^p$ меняется мало, решение уравнения (5) относительно величины ρ_l дает

$$\ln \frac{\rho_l^{(k+1)}}{\rho_l^{(k)}} = 0,28 \exp \left(1,5 \frac{\sigma_m^{(k)}}{\sigma_i^{(k)}} \right) (\Delta\varepsilon_i^p)^{(k)}. \quad (8)$$

При величинах отношения $x = \frac{\rho_l^{(k+1)}}{\rho_l^{(k)}}$ близких к единице, раскладывая $\ln x$ в степенной ряд

$$\ln x = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{x-1}{x+1} \right) \frac{1}{n} \quad (9)$$

и ограничившись членом $n + 1$, получим

$$\rho_l^{(k+1)} = \frac{(2 + A_k)\rho_l^{(k)}}{(2 - A_k)}, \quad (10)$$

где

$$A_k = 0,28 \exp \left(1,5 \frac{\sigma_m^{(k)}}{\sigma_i^{(k)}} \right) (\Delta \varepsilon_i^{2(k)}),$$

начиная с $k = 0$, для которого $\rho_l^{(0)}$ определяется условиями (4).

Зная $\rho_l^{(k)}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), находим для (7) приращение относительного удлинения линейных размеров данного конечного элемента за счет пористости

$$\Delta \rho_l^{(k+1)} = \rho_l^{(k+1)} - \rho_l^{(k)} = \rho_l^{(k)} \frac{1 + A_k}{1 - 0,5A_k}, \quad (11)$$

$(k = 0, 1, 2, \dots)$.

Из изложенного следует, что учет пористости в определенной степени влияет на поля напряжений и деформаций за счет дополнительных объемных изменений — величины $\Delta \rho_l^{(k+1)}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), подобным таковым при температурном расширении $\Delta \varphi$ [5].

Кроме того, при реализации условий текучести и критериев предельного состояния необходимо учитывать напряжения нетто в сечениях конечных элементов, т.е. величины $\sigma_{ij}^{(k)}$ из решения соответствующей краевой задачи приводить к напряжениям нетто $(\sigma_{ij}^{нетто})^{(k)} = \frac{\sigma_{ij}^{(k)}}{1 - \rho_S^{(k)}}$.

В качестве локальных критериев предельного состояния хрупко-вязкого разрушения в объеме данного конечного элемента используют согласно [2]

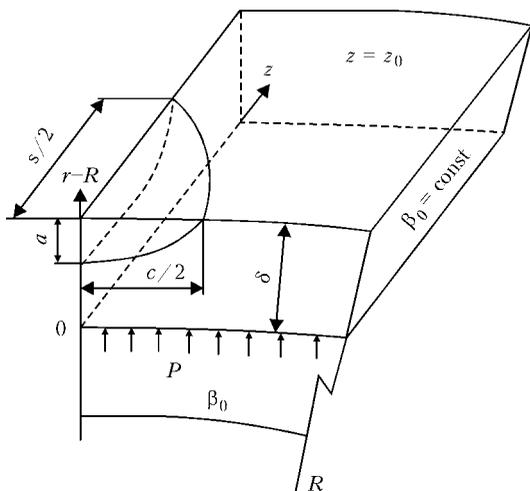


Рис. 1. Фрагмент оболочки-трубы с дефектом утонения (схема), нагруженный внутренним давлением P на поверхности $r - R = 0$ и номинальными напряжениями $\sigma_{\beta\beta}$, $\sigma_{\beta z}$ в плоскости $\beta = \beta_0$ и σ_{zz} , σ_{zr} в плоскости $z = z_0$ и условиями симметрии $\beta = 0$, $z = 0$

$\sigma_1 > S_k$ — хрупкое разрушение;

$$\kappa_k > \varepsilon_{кр}^{(k)} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_i} \right) \text{ — вязкое разрушение,} \quad (12)$$

где σ_1 — максимальное главное напряжение; $\kappa_k = \int d\varepsilon_i^p = \sum_k (d\varepsilon_i^p)^{(k)}$ — параметр деформационного

упрочнения Одквиста; $\varepsilon_{кр}^{(k)}$ — критическое значение κ_k на k -ом шаге прослеживания в зависимости от жесткости напряженного состояния. Например, по Маккензи [2]

$$\varepsilon_{кр}^{(k)} \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_i} \right) > \varepsilon_0 + a \exp \left(-1,5 \frac{\sigma_m^{(k)}}{\sigma_i^{(k)}} \right), \quad (13)$$

где ε_0 и a — экспериментальные характеристики материала. В [2] для корпусных сталей $\varepsilon_0 = 0,07$, $a = 2,99$.

В случае резкого изменения при прослеживании величины $\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_i} \right)^{(k)}$ и соответственно $\varepsilon_{кр}^{(k)}$ согласно [2] можно использовать метод накопления вязких разрушений в объеме данного элемента в виде

$$\sum_{k=0}^{k_{кр}} \left(\frac{\Delta \varepsilon_i^p}{\kappa} \right)_k = 1, \quad (14)$$

где $k_{кр}$ — предельное значение шага прослеживания, при котором данный конечный элемент «теряет работоспособность», т.е. его механические свойства резко меняются на свойства воздуха либо соответствующей агрессивной жидкости (при наличии соответствующего доступа).

Поскольку такое замещение свойств, приводит к перераспределению нагрузок в соседних конечных элементах, то эта операция на данном шаге прослеживания по нагрузке выполняется итерационно при неизменной внешней нагрузке. При этом вполне естественным является случай, когда операция замещения в данном конечном элементе приводит на следующей итерации к замещениям в соседних элементах вплоть до «спонтанного разрушения» (когда операция замещения охватывает при данной нагрузке большой объем рассматриваемой конструкции). Соответственные условия наступления такого состояния рассматриваются как макро условия наступления предельного состояния.

Изложенный подход предстоит применить к стальному сосуду давления, в стенке которого обнаружено утонение с габаритными размерами $s \times c \times a$ (рис. 1), т.е. s — размер вдоль образующей; c — вдоль окружности; a — в глубину стенки. Известны упругие характеристики стали E , ν , предел текучести σ_T и показатель степенного деформационного упрочнения m .

Таблица 1. Варианты исходных данных, ответственных за порообразование

№ варианта	σ_T , МПа	ρ_V	S_K , МПа	m
1	480	0,07	1000	0,14
2	480	0,05	1000	0,14
3	480	0,03	1000	0,14
4	480	0	1000	0,14
5	480	0,05	1000	0,14
6	480	0,05	1000	0,14
7	480	0,05	1000	0,14
8	480	0,05	1000	0,14
9	480	0,05	700	0,14
10	480	0,05	1500	0,14
11	480	0,05	1000	0,14

Примечание. $(\epsilon_i^p)_0 = 0,01$.

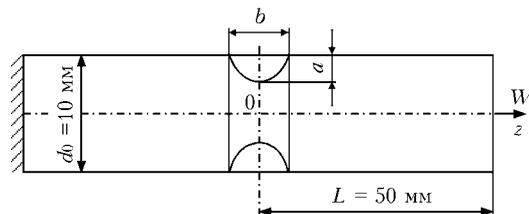


Рис. 2. Цилиндрический образец с осесимметричным надрезом размерами $a \times b$

учитывалась в данной работе с помощью уравнений (1)–(14).

Необходимые данные для такой модели, связанные с конкретной сталью, предлагается определять с помощью простых опытов на растяжение цилиндрических образцов с осесимметричным надрезом (рис. 2) из трубной стали с пределом текучести $\sigma_T \approx 480$ МПа. Рассматривались два размера надреза в образцах диаметром 10 мм: первый — $a \times b = 1,0 \times 3,0$ мм и второй — $a \times b = 3,0 \times 1,0$ мм при теоретических коэффициентах концентрации $\alpha_T = 1,6$ и $\alpha_T = 3,45$.

Соответствующие средние разрушающие осевые напряжения на захватах $\sigma_{zz}^{pp} = 500$ МПа и $\sigma_{zz}^{pp} = 130$ МПа. Для этих данных моделировался процесс нагружения образцов при различной вариации исходных данных (табл. 1), ответственных за порообразование, как показано на рис. 3. При этом варианты № 1–10 соответствуют заданной нагрузке на захватах (сечение $z = L$), а вариант № 11 — заданной величине осевого перемещения $W = \Delta W \cdot n$, где n — шаг нагружения.

На рис. 4, 5 для этого случая приведена кинетика изменения усилия P_z в процессе роста величины n до наступления спонтанного разрушения (без дальнейшего увеличения нагрузки P_z).

Сопоставление величин σ_{zz}^{pp} с указанным средним значением показывает, что учет пористости (вариант № 4 на рис. 3) дает завышенные значения σ_{zz}^{pp} . В то же время снижение σ_T ниже 300 МПа,

Таблица 2. Исходные и расчетные данные для рассматриваемых дефектов утонения стенки

Вариант	1	2	3
s , мм	66	100	200
c , мм	40	40	40
a , мм	14	14	14
$[P]$, МПа	7,5	5,15	4,15
P_{pp} , МПа	18,8	17,4	14,0
n	2,5	3,3	3,2

В условиях трехосного напряженного состояния с внутренним давлением P необходимо оценить предельное давление $P_{кр}$, при котором произойдет макроскопическое спонтанное разрушение стенки в зоне утонения.

В работах [6 и др.] изложен алгоритм численного определения в рамках 3D напряженно-деформированного состояния в зоне рассматриваемого дефекта без учета пористости. Последняя

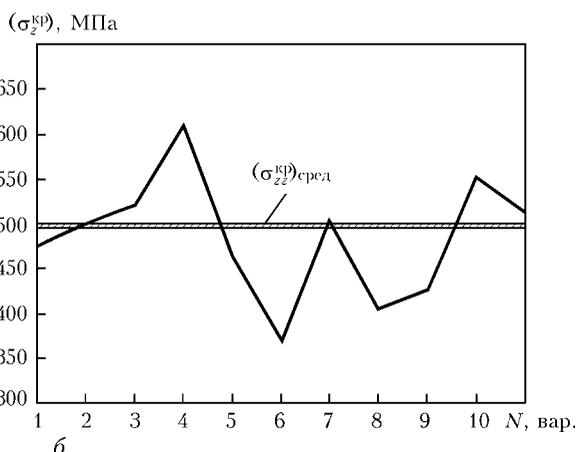
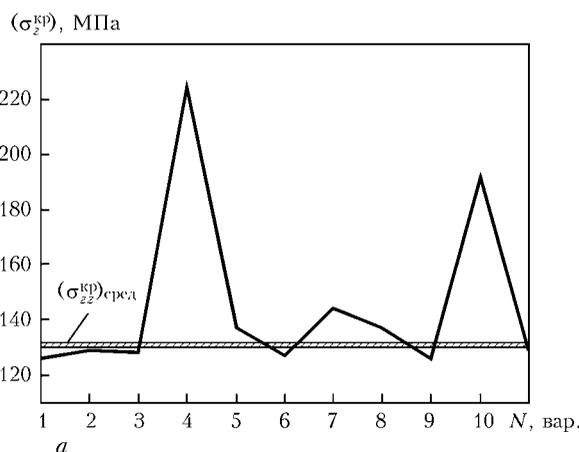


Рис. 3. Результаты компьютерного моделирования номинальных предельных напряжений σ_{zz}^{kp} в сечении $z = L$ спонтанного разрушения в сечении $z = 0$ образца с надрезом $a \times b = 3 \times 1$ мм (а) и $a \times b = 1 \times 3$ мм (б) ($\alpha_T = 3,45$) для различных вариантов изменения σ_T , ρ_V , S_K , m (табл. 1) в сопоставлении с экспериментальными значениями $(\sigma_{zz}^{kp})_{\text{сред}}$. Варианты 1–10 при $z = L$ задана величина σ_{zz} , для варианта 11 на каждом шаге задано приращение $\Delta W = 0,00261$ мм

P = 18.6	
730.	2.0 261.5 434.5 549.8 626.7 678.0 712.1 734.9 750.1 760.2 767.0 771.5 774.5 776.5 778.5 780.5 782.5 784.5 786.5 788.5 790.5 792.5 794.5 796.5 798.5 800.5 802.5 804.5 806.5 808.5
728.	0.021 0.020 0.024 0.028 0.029 0.031 0.033 0.037 0.041 0.044 0.048 0.049 0.050 0.051 0.052 0.054 0.054 0.058 0.060 0.063 0.072 0.076 0.077 0.078 0.079 0.081 0.082 0.083 0.083
726.	0.024 0.022 0.026 0.031 0.033 0.036 0.041 0.047 0.055 0.065 0.075 0.085 0.096 0.106 0.115 0.126 0.145 0.147 0.173 0.190 0.217 0.242 0.215 0.208 0.200 0.194 0.186 0.183 0.182 0.181
724.	0.026 0.023 0.028 0.032 0.035 0.039 0.045 0.052 0.062 0.075 0.089 0.103 0.117 0.130 0.147 0.158 0.184 0.198 0.227 0.251 0.290
722.	0.027 0.025 0.029 0.033 0.037 0.042 0.049 0.057 0.070 0.085 0.102 0.120 0.137 0.153 0.169 0.184 0.197 0.185
720.	0.028 0.026 0.030 0.035 0.040 0.045 0.053 0.063 0.077 0.094 0.115 0.137 0.156 0.168 0.178 0.170
718.	0.030 0.027 0.031 0.036 0.042 0.047 0.058 0.068 0.083 0.104 0.128 0.153 0.173 0.183 0.173
716.	0.031 0.028 0.032 0.038 0.045 0.051 0.061 0.073 0.090 0.112 0.140 0.168 0.192 0.209
714.	0.033 0.030 0.033 0.039 0.047 0.054 0.065 0.078 0.097 0.118 0.150 0.183 0.223
712.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.085 0.104 0.125 0.156 0.185 0.200
710.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.085 0.104 0.125 0.156 0.185 0.200
a	
P = 18.6	
730.	2.0 261.5 434.5 549.8 626.7 678.0 712.1 734.9 750.1 760.2 767.0 771.5 774.5 776.5 778.5 780.5 782.5 784.5 786.5 788.5 790.5 792.5 794.5 796.5 798.5 800.5 802.5 804.5 806.5 808.5
728.	0.021 0.020 0.024 0.028 0.029 0.031 0.033 0.038 0.043 0.049 0.056 0.062 0.066 0.069 0.072 0.077 0.084 0.084 0.088 0.090 0.091 0.097 0.097 0.097 0.097 0.098 0.099 0.100 0.100
726.	0.024 0.022 0.026 0.031 0.033 0.036 0.041 0.048 0.058 0.071 0.086 0.101 0.111 0.119 0.131 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.181 0.162 0.157 0.154 0.152 0.151 0.148 0.148 0.148
724.	0.026 0.023 0.028 0.032 0.035 0.039 0.045 0.054 0.065 0.081 0.099 0.118 0.121 0.131 0.0 0.158 0.198 0.214 0.0 0.0
722.	0.027 0.025 0.029 0.033 0.037 0.042 0.049 0.059 0.073 0.091 0.109 0.135 0.138 0.154 0.170 0.192 0.197 0.185
720.	0.028 0.026 0.030 0.035 0.040 0.045 0.053 0.065 0.081 0.100 0.117 0.148 0.0 0.179 0.188 0.0
718.	0.030 0.027 0.031 0.036 0.042 0.047 0.058 0.070 0.087 0.109 0.129 0.166 0.228 0.245 0.176
716.	0.031 0.028 0.032 0.038 0.045 0.051 0.061 0.075 0.094 0.118 0.143 0.0 0.0 0.0
714.	0.033 0.030 0.033 0.039 0.047 0.054 0.065 0.080 0.101 0.124 0.163 0.0 0.0
712.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.086 0.107 0.131 0.174 0.190 0.206
710.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.086 0.107 0.131 0.174 0.190 0.206
б	
P = 18.8	
730.	2.0 261.5 434.5 549.8 626.7 678.0 712.1 734.9 750.1 760.2 767.0 771.5 774.5 776.5 778.5 780.5 782.5 784.5 786.5 788.5 790.5 792.5 794.5 796.5 798.5 800.5 802.5 804.5 806.5 808.5
728.	0.021 0.020 0.024 0.028 0.029 0.031 0.033 0.038 0.043 0.049 0.056 0.062 0.066 0.069 0.072 0.078 0.084 0.084 0.088 0.090 0.091 0.097 0.097 0.097 0.097 0.098 0.099 0.100 0.100
726.	0.024 0.022 0.026 0.031 0.033 0.036 0.041 0.048 0.058 0.071 0.086 0.101 0.111 0.119 0.131 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.181 0.162 0.157 0.154 0.152 0.151 0.148 0.148 0.148
724.	0.026 0.023 0.028 0.032 0.035 0.039 0.045 0.054 0.065 0.081 0.099 0.118 0.121 0.131 0.0 0.158 0.198 0.214 0.0 0.0
722.	0.027 0.025 0.029 0.033 0.037 0.042 0.049 0.059 0.073 0.091 0.109 0.135 0.138 0.154 0.170 0.192 0.197 0.185
720.	0.028 0.026 0.030 0.035 0.040 0.045 0.053 0.065 0.081 0.100 0.117 0.148 0.0 0.179 0.188 0.0
718.	0.030 0.027 0.031 0.036 0.042 0.047 0.058 0.070 0.087 0.109 0.129 0.166 0.228 0.245 0.176
716.	0.031 0.028 0.032 0.038 0.045 0.051 0.061 0.075 0.094 0.118 0.143 0.0 0.0 0.0
714.	0.033 0.030 0.033 0.039 0.047 0.054 0.065 0.080 0.101 0.124 0.163 0.0 0.0
712.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.086 0.107 0.131 0.175 0.190 0.206
710.	0.035 0.032 0.034 0.042 0.049 0.057 0.068 0.086 0.107 0.131 0.175 0.190 0.206
в	
P = 18.8	
730.	2.0 261.5 434.5 549.8 626.7 678.0 712.1 734.9 750.1 760.2 767.0 771.5 774.5 776.5 778.5 780.5 782.5 784.5 786.5 788.5 790.5 792.5 794.5 796.5 798.5 800.5 802.5 804.5 806.5 808.5
728.	0.049 0.020 0.024 0.052 0.351 1.750 60.50 0.0 0.157 0.0 2.299 0.0 0.332 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
726.	0.051 0.022 0.031 0.077 0.401 1.717 36.10 0.0 0.0 0.0 4.207 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
724.	0.052 0.024 0.035 0.090 0.430 1.702 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 3.950 0.0 0.206 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
722.	0.054 0.026 0.039 0.103 0.462 1.684 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 2.917 1.937 0.0 0.0 1.282 0.0 0.301
720.	0.055 0.028 0.043 0.116 0.496 1.641 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 3.177 1.612 0.0 0.0 0.194 0.0
718.	0.056 0.029 0.047 0.130 0.532 1.543 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.134 0.892 0.533 0.279 0.325
716.	0.057 0.031 0.052 0.144 0.570 1.499 0.0 0.0 12.18 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
714.	0.059 0.033 0.056 0.157 0.607 1.444 0.200 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0
712.	0.061 0.036 0.060 0.173 0.644 1.410 0.220 0.0 0.0 0.0 0.0 14.03 22.403
710.	0.061 0.036 0.060 0.173 0.644 1.410 0.220 0.0 0.0 0.0 0.0 14.03 22.403
г	

Рис. 7. То же, что на рис. 6, но только для величины $k_k = \int d\varepsilon_i^p = \sum_k (d\varepsilon_i^p)^{(k)}$

востью к основным параметрам рассматриваемой модели (ρ_V, S_k, σ_T, m), что позволяет использовать для практических оценок их приближенные значения.

В соответствии со сказанным, для определения критической нагрузки в зоне локального утонения стенки оболочки-трубы диаметром $2R = 1420$ мм с толщиной стенки $\delta = 20$ мм из рассматриваемой стали при трехмерном анализе использовались: $\rho_V = 0,05, S_k = 1000$ МПа, $\sigma_T = 440$ МПа, $m = 0,14, (\varepsilon_i^p)_0 = 0,01$.

Рассматривались три варианта геометрических размеров дефектов из табл. 2.

Там же приведены результаты расчета допустимых давлений $[P]$ для рассматриваемых дефектов утонения. Результаты расчета предельного давления, при котором наступает спонтанное разрушение, демонстрируются на рис. 6, 7 для варианта 1. Аналогичные данные получены и для вариантов 2 и 3. Соответственно информация относительно пре-

дельных $P_{пр}$ и коэффициентов безопасности $n = \frac{P_{пр}}{[P]}$ приведена также в этой табл. 2.

Сопоставление расчетных предельных нагрузок по результатам данной работы, т.е. с учетом порообразования, с расчетными допускаемыми нагрузками из [6], полученными на основе обширного эксперимента, связанного с разрушением натуральных образцов через коэффициент безопасности в пределах $n_0 = 2-2,5$, показывает, что они достаточно хорошо согласуются.

Выводы

1. Математическое моделирование предельного состояния для стальных сосудов давления при наличии в стенке геометрических дефектов утонения требует более общих моделей не только для описания процесса деформирования (например, учет больших деформаций), но также и для описания процесса разрушения после стадии развитого пластического течения (например, порообразования).

2. Показано, что привлечение достаточно известных физических моделей порообразования при пластическом течении приводит к определенному эффекту «охрупчивания» зоны разрушения, снижая при этом достаточно заметно предельную расчетную нагрузку (на 20–70 % и более).

3. Результаты сопоставления расчетных предельных нагрузок в табл. 2, по методике данной работы, с допускаемыми по [6] на основе большого эксперимента показывают, что назначаемый обычно при этом коэффициент безопасности $n_6 \approx 2-2,5$ вполне согласуется с данными табл. 2.

1. Романова В.А. Моделирование процессов деформации и разрушения в трехмерных структурно-неоднородных материалах / Автореферат дис. на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Томск, 2008. — 31 с.
2. Карзов Г.П., Марголин Б.З., Швецова В.А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. — Санкт-Петербург: Политехника, 1993. — 391 с.
3. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. — 224 с.
4. Статическая прочность и механика разрушения сталей / Под ред. В. Даля и В. Антонова. — Москва, 1986. — 224 с.
5. Махненко В.И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. К.: Наукова думка, 1976. — 320 с.
6. *Fitness-for-service*. American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First editions. — 2000. — 625 p.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ПРОЦЕССА ПОЛУЧЕНИЯ РАЗНОРОДНЫХ ПО ВЫСОТЕ СТАЛЬНЫХ СЛИТКОВ МЕТОДОМ ЭШП С ЖИДКИМ ПРИСАДОЧНЫМ МАТЕРИАЛОМ

В.И. Махненко, Л.Б. Медовар, С.С. Козлитина, Л.И. Дзюбак

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

В статье показана возможность путем непрерывного процесса ЭШП в токоведущем кристаллизаторе с жидким присадочным металлом, получать разнородные по высоте стальные слитки большого сечения с минимальной протяженностью переходной зоны за счет проведения перед началом выплавки второй части слитка проведения соответствующего управления глубиной жидкой металлической ванны слитка первого состава.

Развитие тяжелого машиностроения выдвигает все более сложные задачи к заготовкам крупных элементов, в частности, валам большого диаметра. Возникает необходимость получения не просто заготовок большого сечения, а заготовок из соответствующих материалов с различными физическими свойствами, как по сечению заготовки, так и по ее длине. Обычно проблему физической разнородности заготовки по ее длине решают методом сварки. Однако для заготовок большого сечения не всегда можно достаточно эффективно получить неразъемное соединение путем сварки, поэтому поиск альтернативы сварной заготовки является актуальной задачей современного тяжелого машиностроения.

В данной работе рассматривается возможность применения метода ЭШП с токоведущим кристаллизатором и жидким присадочным материалом при получении разнородного по высоте (длине) слитка круглого сечения путем соответствующей смены жидкого присадочного материала. Такая идея достаточно

прозрачная и относительно легко реализуется для слитков небольшого поперечного сечения. При больших поперечных сечениях и соответственно больших глубинах жидкой ванны только за счет смены состава присадочного металла качественную заготовку получить очень трудно, если физические свойства, определяющие разнородность слитка по высоте, отличаются существенно. Большая глубина жидкой ванны, обуславливает большую протяженность переходной зоны, что во многих случаях не устраивает разработчика соответствующей техники.

В этой связи очень важно перед сменой присадочного металла иметь в выплавленной части слитка достаточно мелкую жидкую ванну по всему поперечному сечению, что обеспечит качественное соединение (сплавление) разнородных частей слитка и небольшую протяженность переходной зоны. Таким образом, перед сменой присадочного металла задачей номер один является получение по всему

поперечному сечению слоя жидкого металла в заданных пределах по глубине, т.е.

$$H_{\max} > h(r) > H_{\min},$$

где $h(r)$ — глубина осесимметричной ванны жидкого металла на расстоянии r от оси слитка при заданной высоте $H_c^{(1)}$ выплавленного слитка до смены присадочного металла.

В работе предлагается после достижения необходимой высоты $H_c^{(1)}$ прекращать подачу присадочного металла и, меняя соответствующим образом во времени подводимую мощность W в шлаке, снижать глубину металлической ванны.

Для количественного описания этой процедуры использовался метод математического моделирования поля электрического потенциала $U(r, z)$ в шлаке и, соответственно, поля тепловыделений $W(r, z, t)$ в шлаке, используя зависимость

$$W(r, z, t) = \sigma(r, z, t) \times \left[\left(\frac{\partial U(r, z)}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \right)^2 \right],$$

где $\sigma(r, z, t)$ — электропроводимость шлака в зависимости от температуры $T(r, z, t)$ в точке r, z в момент времени t приводится ниже:

$T, ^\circ\text{C}$	1500	1640	1675	1712	1750
$\sigma, 1/\text{Ом}\cdot\text{см}$	2,08	2,30	2,46	2,64	2,88

Распределение потенциала $U(r, z, t)$ определяется для шлаковой ванны решением дифференциального уравнения [1]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r\sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) + r \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0$$

при условиях (рис. 1)

- при $z = 0 \quad \frac{\partial U}{\partial z} = 0$, при $r = 0 \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0$;
- в пределах элемента 4 $U = U_0$;
- в пределах элемента 5 $\frac{\partial U}{\partial r} = 0$;
- в пределах элемента 6 $U = U_{\text{ш}}$;
- на границе шлак–металл $U = 0$.

Величина $U_{\text{ш}}$ находится из условия баланса электрического тока на контуре шлаковой ванны, т.е.

$$\oint \sigma \frac{\partial U}{\partial r} = 0.$$

На основе тепловыделений в шлаковой ванне и отвода тепла в кристаллизатор и окружающую среду с поверхности шлаковой ванны и слитка в кристаллизатор решением соответствующей задачи нестационарной теплопроводности определялось не-

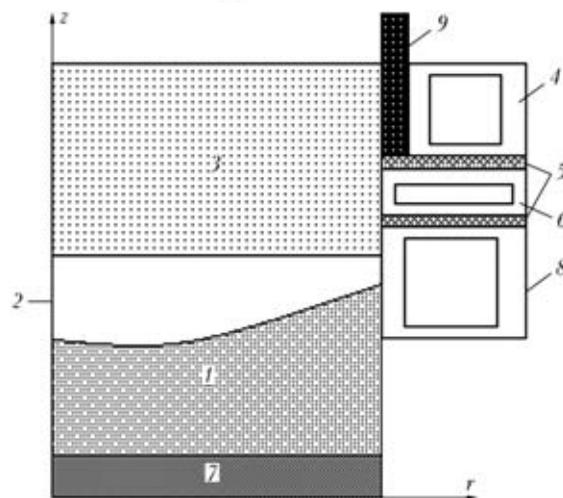


Рис. 1. Схема плавки ЭШП в токоведущем кристаллизаторе: 1 — слиток; 2 — металлическая ванна; 3 — шлак; 4 — токоведущий кристаллизатор под напряжением U ; 5 — изолятор; 6 — кристаллизатор шунтирующий шлаковую ванну; 7 — поддон; 8 — кристаллизатор; 9 — графитовая футеровка

стационарное температурное поле в шлаке и слитке при допущении, что слиток наращивается жидким металлом по высоте (оси z), начиная с поддона, со скоростью v . Теплофизические свойства материала слитка и жидкого шлака приведены в табл. 1.

При $T > 1460 \text{ } ^\circ\text{C}$ $\lambda = \lambda_{\text{пр}} = 0,83 \text{ Вт}/\text{см}\cdot^\circ\text{C}$. При $1460 > T > 1400 \text{ } ^\circ\text{C}$ $c_\gamma = 6,70 + q_{\text{ск}}/60 = 27,07 \text{ Дж}/\text{см}^3\cdot^\circ\text{C}$, $q_{\text{ск}} = 1270 \text{ Дж}/\text{см}^3$. Для жидкого сплава $\lambda_{\text{ш}} = 1,0 \text{ Вт}/\text{см}\cdot^\circ\text{C}$, $c_{\text{ш}} = 6,75 \text{ Дж}/\text{см}^3\cdot^\circ\text{C}$.

Поскольку математическое описание указанной модели неоднократно применялась в работах [1, 2] и др., то, не останавливаясь на этом вопросе, приведем характерные результаты, связанные с получением стального слитка диаметром 1200 мм со скоростью $v = 6 \text{ мм}/\text{мин}$, температура заливаемого металла $T_0 = 1550 \text{ } ^\circ\text{C}$. На рис. 3 приведены данные относительно температурного поля в слитке и шлаке в момент времени $t = 2,75 \text{ ч}$ с начала плавки, когда высота выплавленного слитка соответствует задан-

Таблица 1. Теплофизические свойства материала слитка в зависимости от температуры

$T, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{ Вт}/\text{см}\cdot^\circ\text{C}$	$c_\gamma, \text{ Дж}/\text{см}^3\cdot^\circ\text{C}$
20	0,11	5,11
100	0,12	5,19
200	0,14	5,30
300	0,15	5,46
400	0,17	5,72
500	0,19	6,11
600	0,20	6,41
700	0,23	6,29
800	0,24	6,49
900	0,25	6,70

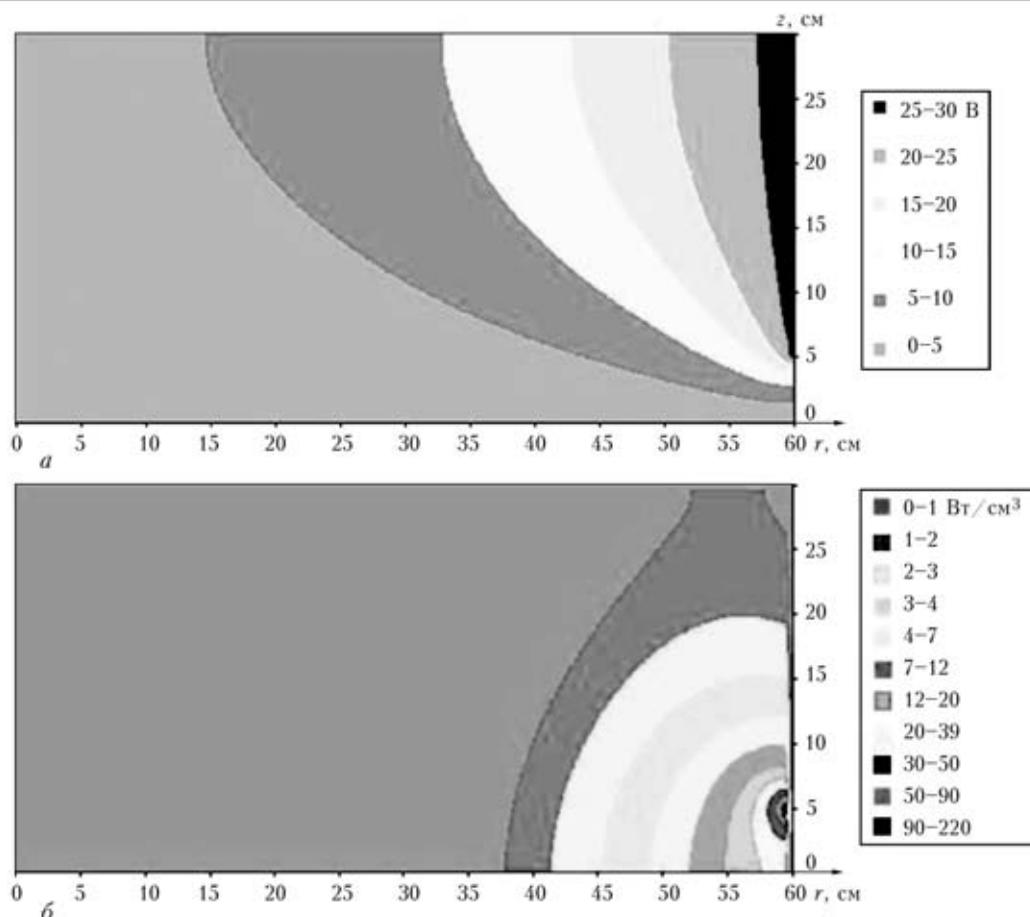


Рис. 2. Характерные распределения в шлаковой ванне при выплавке слитка диаметром 1200 мм: а — электрического потенциала U ; б — тепловыделений W

ным условиям 1000 мм для первой части заготовки из стали 1 с химическим составом по табл. 2.

Вторая часть слитка должна соответствовать по химическому составу стали 2 из табл. 2. Естественно, что для вышеупомянутого момента времени смена заливаемого металла при глубине жидкой металлической ванны ~ 700 мм из стали 1 приведет к большой протяженности переходной зоны, что неприемлемо во многих случаях.

В этой связи, рассматривалась возможность сокращения глубины металлической ванны на рис. 3, продолжая процесс нагрева-охлаждения слитка при скорости $v = 0$.

Управление параметрами жидкой металлической ванны на этой стадии производилось изменением во времени подводимой мощности W_0 . Если на первой стадии $W_0 = 824$ кВт при $U_0 = 27$ В, то на стадии уменьшения глубины металлической ванны перед началом выплавки второй части слитка из стали II, эта мощность менялась во времени от $0,5W_0$ до $1,2W_0$.

На рис. 4 приведен график изменения мощности W_0 во времени, полученный в результате численных экспериментов при управлении геометрическими параметрами положения изотермы 1460°C ($T_{пл}$), соответствующей границе жидкой металлической ванны.

Таблица 2. Результаты расчета для X_I (сталь 1), X_{II} (сталь 2) состава присадки X_{III} , и состава жидкой металлической ванны $X(t_n + \tau)$ для различных τ

X	$X_I, \%$	$X_{II}, \%$	$\tau = 10$ мин		$\tau = 20$ мин		$\tau = 30$ мин		$\tau = 40$ мин	
			X_{III}	$X(t_n + \tau)$						
C	0,15	0,40	0,66	0,40	0,53	0,41	0,49	0,41	0,47	0,40
Si	0,50	0,20	0	0,25	0,04	0,19	0,95	0,19	0,12	0,19
Mn	0,40	0,70	1,01	0,71	0,86	0,71	0,80	0,71	0,78	0,71
Ni	0	2,0	4,10	2,08	3,05	2,06	2,70	2,05	2,53	2,04
Cr	9,0	0,8	0	4,44	0	2,04	0	2,18	0	1,72
Mo	1,0	0,2	0	0,49	0	0,33	0	0,24	0	0,19

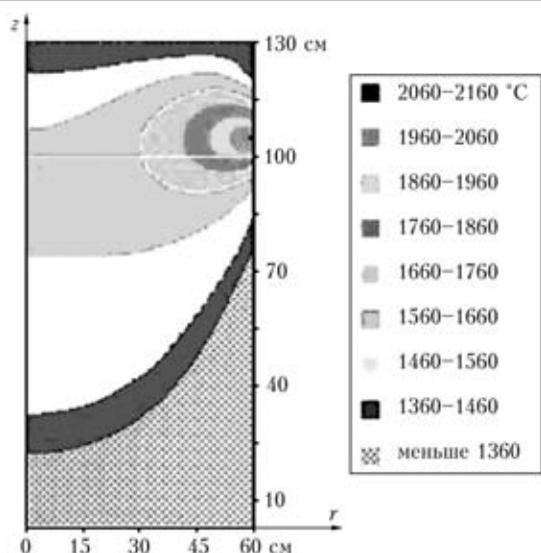


Рис. 3. Изотермы в сечении (z, r) в слитке диаметром 1200 мм после 2,75 ч плавки в токоведущем кристаллизаторе со скоростью 0,1 см/с. Эффективная мощность $P = 824$ кВт, $U = 27$ В

Параметр H_1 — соответствует глубине жидкой металлической ванны по центру слитка $r = 0$, H_2 — то же у поверхности контакта с кристаллизатором, H — положение изотермы $T_{пл}$ в шлаковой ванне на оси слитка. На рис. 4 приведена кинетика изменения этих параметров во времени при 23-часовой выдержке слитка на стадии подготовки к заливке стали 2. На рис. 5 показана металлическая ванна после 23 ч длительности этой стадии. Видно, что по сравнению с данными на рис. 3 размеры жидкой металлической ванны резко уменьшились, но за счет достаточно серьезных энергетических затрат ~18200 кВт·ч. Это примерно в 8 раз выше энергетических затрат на первой стадии, однако по сравнению с затратами на стыковку методами ЭШС либо контактной сваркой оплавлением эти энергетические затраты сопоставимы, но при этом не требуют для соединения смены мощного оборудования. Покажем, как меняется величина переходной зоны для полученной на рис. 5 жидкой металлической ванны с химическим содержанием стали 1 при возобновлении процесса выплавки в момент времени t_n для стали 2 на прежних режимах, т.е. $v = 6$ мм/мин, $W_0 = 824$ кВт.

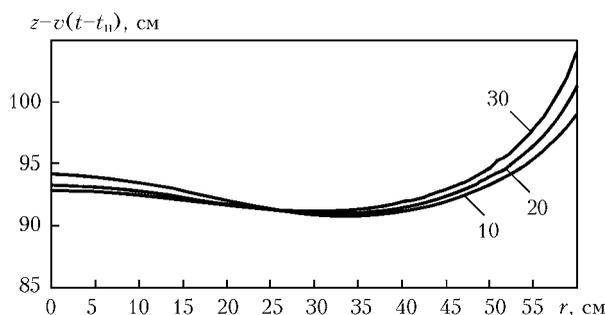


Рис. 4. Управление размерами жидкой металлической ванны в слитке диаметром 1200 мм за счет изменения $W(t)$ при нулевой подаче жидкого металла ($W_0 = 824$ кВт, $U = 27$ В)

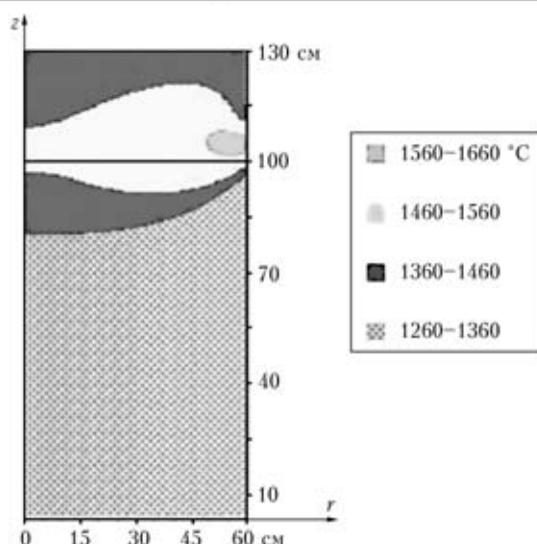


Рис. 5. Изотермы в сечении (z, r) в слитке диаметром 1200 мм после 23 ч активного (управляемого) охлаждения

В общем случае, если известен химический состав $X(t)$ жидкой металлической ванны объемом $G(t)$ в момент времени t и объемная скорость внесения жидкого металла $\pi \frac{D^2}{4} v(t)$ с химическим составом X_{III} , то за промежуток времени Δt химический состав жидкой металлической ванны $X(t + \Delta t)$ определяется зависимостью

$$X(t + \Delta t) = \frac{X(t + \Delta t)[2G(t) - G(t + \Delta t)] + X_{III}(t) \frac{\pi D^2}{4} v(t) \Delta t}{2G(t) - G(t + \Delta t) + \frac{\pi D^2}{4} v(t) \Delta t} \quad (1)$$

Из (10) следует, что по мере развития процесса выплавки слитка состава X_I за счет разбавления предыдущего состава ванны составом X_{III} можно существенно регулировать состав жидкой металлической ванны. Вполне естественно, что состав X_{II} , отличающийся от эффективного состава X_{III} , будет иметь достаточно протяженную переходную зону. Жидкая металлическая ванна на рис. 5 имеет объем

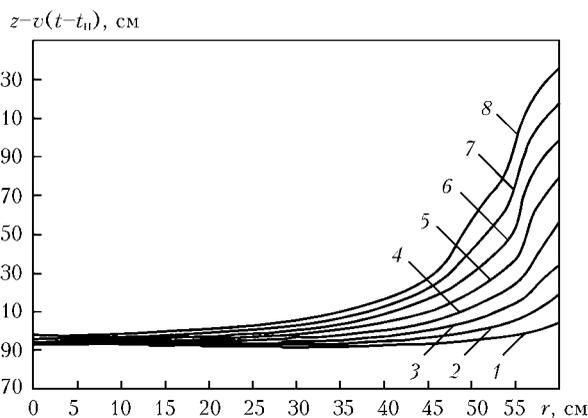


Рис. 6. Изменение зоны проплавления слитка из стали 1 в течение времени τ с начала подачи материала из стали 2. Номер кривой соответствует времени τ в минутах

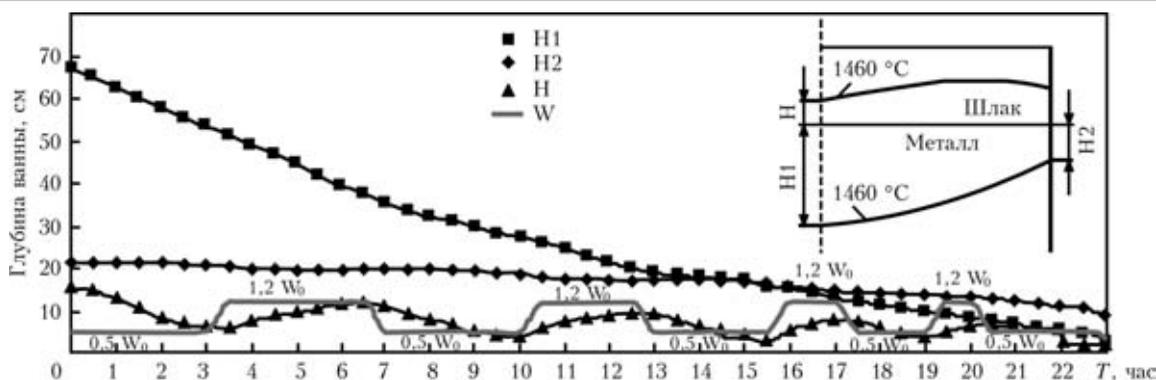


Рис. 7. Изотермы 1460 °С или донная часть жидкой металлической ванны в моменты времени t от начала 4 этапа выплавки слитка, где номер n кривой определяет $t = 0,5n$ ч

$G_n = 71200 \text{ см}^3$. Как показано на рис. 6, ее объем со времени t_n начала процесса формирования переходной зоны меняется примерно по закону

$$G(t) = G_n + \pi \frac{D^2}{4} v\tau, \quad (2)$$

где $\tau = t - t_n$ при $\tau < 30$ мин.

С учетом (1) из (2) получим зависимость для эффективного состава X_{III} при переходе от состава X_I к составу X_{II}

$$X_{III} = X_{II} + \frac{4G_n}{\pi D^2 v\tau} (X_{II} - X_I).$$

Пример. Требуется получить вал диаметром 1200 мм из двух сталей:

- сталь 1: 0,15 С; 0,50 Si; 0,40 Mn; 0,0 Ni; 9 Сг; 1,0 Мо;
- сталь 2: 0,40 С; 0,20 Si; 0,70 Mn; 2,0 Ni; 0,8 Сг; 0,2 Мо.

В табл. 2 приведены результаты расчета по (12) величины X_{III} для варианта плавки, когда химсостав стали 1 соответствует X_I , а стали 2 — X_{II} в различные моменты времени $\tau = t - t_n$, а в табл. 3 наоборот состав стали 2 соответствует X_I , а состав стали 1 — X_{II} . Там же приведены результаты расчета химического состава жидкой металлической ванны по (10) до момента $t_n + \tau$ (шаг прослеживания $\Delta t = 50$ с).

Из результатов, приведенных в табл. 2, 3, следует, что вариант X_I — сталь 2 более рационален с позиций уменьшения величины $v\tau$ при достижении в момент $t_n + \tau$ состава жидкой ванны, близкой к X_{II} данной последовательности.

Из табл. 3 видно, что удовлетворительная близость состава жидкой ванны к составу X_{II} достигается за $v\tau = 0,6 \cdot 20 = 12$ см, в то время как для варианта X_I — сталь 1 даже при $v\tau = 24$ см расхождение по Сг с X_{II} весьма существенные.

Из изложенного следует, что получение однородного по длине стального слитка большого сечения с умеренной протяженностью переходной зоны рассматриваемым методом ЭШП в токоведущем кристаллизаторе и жидким присадочным металлом в общем случае рационально проводить непрерывно в четыре этапа:

- 1 этап — выплавка первой части слитка составом X_I ($0 < t \leq t_k^{(1)}$);
- 2 этап — уменьшение размеров жидкой ванны при $v = 0$ и переменной мощности W_0 ($t_k^{(1)} < t < t_n$);
- 3 этап — формирование переходной зоны за счет присадки состава X_{III} ($t_n < t < t + \tau$);
- 4 этап — выплавка второй части слитка ($t + \tau < t \leq t_k^{(2)}$).

Таблица 3. Результаты расчета для X_I (сталь 2), X_{II} (сталь 1) состава присадки X_{III} , и состава жидкой металлической ванны $X(t_n + \tau)$ для различных τ

X	$X_I, \%$	$X_{II}, \%$	$\tau = 10$ мин		$\tau = 20$ мин		$\tau = 30$ мин	
			X_{III}	$X(t_n + \tau)$	X_{III}	$X(t_n + \tau)$	X_{III}	$X(t_n + \tau)$
С	0,40	0,15	0	0,23	0,02	0,17	0,06	0,14
Si	0,20	0,50	0,81	0,41	0,86	0,47	0,60	0,51
Mn	0,70	0,40	0,08	0,49	0,24	0,43	0,29	0,39
Ni	2,0	0	0	0,99	0	0,65	0	0,48
Сг	0,8	9,0	17,62	6,4	13,31	8,26	11,87	9,20
Мо	0,2	1,0	1,84	0,75	1,42	0,93	1,28	1,02

Таблица 4. Средний химический состав жидкой ванны или состав кристаллизующегося объема для момента времени $t = 0,5n$ ч для варианта последовательности выплавки: сталь 1–сталь 2

<i>n</i>	1	2	3	4	5	6	7	8
C	0,389399	0,391633	0,394996	0,396517	0,397381	0,397942	0,398335	0,398623
Si	0,212719	0,210038	0,206002	0,204177	0,203140	0,202467	0,201996	0,201651
Mn	0,687279	0,689959	0,693995	0,695819	0,696857	0,697530	0,698001	0,698347
Ni	1,915201	1,933071	1,959978	1,972141	1,979057	1,983545	1,986684	1,988986
Cr	2,175978	1,886010	1,449402	1,252038	1,139806	1,066994	1,016061	0,978704
Mo	0,241775	0,232971	0,219715	0,213723	0,210316	0,208105	0,206559	0,205425

Таблица 5. средний химический состав жидкой ванны или состав кристаллизующегося объема для момента времени $t = 0,5n$ ч для варианта последовательности выплавки: сталь 2–сталь 1

<i>n</i>	1	2	3	4	5	6	7	8
C	0,143984	0,146705	0,147796	0,148379	0,148741	0,148987	0,149163	0,149295
Si	0,507217	0,503951	0,502643	0,501943	0,501509	0,501215	0,501003	0,500845
Mn	0,392781	0,396046	0,397355	0,398056	0,398490	0,398784	0,398996	0,399154
Ni	0,483550	0,264787	0,177151	0,130214	0,101121	0,081408	0,067236	0,056633
Cr	9,197284	9,108030	9,072276	9,053126	9,041256	9,033213	9,027431	9,023105
Mo	1,019247	1,010539	1,007051	1,005182	1,004024	1,003240	1,002676	1,002254

При этом этапы 1 и 4 реализуются на стандартных режимах данного процесса ЭШП однородного слитка.

Этап 2 требует численных экспериментов на стадии разработки и экспериментального контроля глубины жидкой металлической ванны на стадии реализации.

Этап 3 требует относительно простых расчетов на стадии проектирования технологии с учетом металлургических (металловедческих) проблем, связанных с составом переходной зоны при достаточно низких скоростях охлаждения.

На рис. 7 и в табл. 4, 5 приведены результаты моделирования 4-го этапа выплавки слитка при двух последовательностях ведения процесса в соответствии с комментарием к табл. 2, 3. Из данных на рис. 7 видно, что переходная зона наиболее существенно проявляется в поверхностных слоях слитка, поскольку тепловой режим выплавки на этом этапе при сохранении энергетических параметров первого этапа приводит к увеличению глубины жидкой металлической ванны по сравнению с таковой при эквивалентных моментах времени выплавки первой части слитка. Если к концу первого этапа $t_n = 2,75$ ч, $H_2 \approx 25$ см и $H_1 \approx 70$ см, то в эквивалентный момент 4-го этапа (кривая 5 на рис. 7) соответственно $H_2 \approx 28$ см и $H_1 \approx 100$ см при положении зеркала металлической ванны $z = vt = 198$ см, что обусловлено избыточным энергетическим режимом плавки для рассматриваемого примера.

Выводы

1. Показана возможность путем непрерывного процесса ЭШП в токоведущем кристаллизаторе с жидким присадочным материалом, получить разнородный по высоте стальной слиток большого сечения с минимальной протяженностью переходной зоны.

2. Разработан алгоритм снижения глубины жидкой ванны путем периодического изменения подводимой к шлаковой ванне электрической мощности и скорости подачи жидкого металла. На примере стального слитка диаметром 1200 мм показано, что такое управление позволяет исходную жидкую ванну глубиной ~ 700 мм свести к достаточно одинаковой по радиусу глубине в пределах ~ 100 мм.

3. Предлагаемое изменение глубины металлической ванны связано с достаточно высокими затратами электрической энергии, сопоставимой ЭШС слитков соответствующего сечения, но не требует смены мощного оборудования.

4. Показано, что протяженность переходной зоны существенно меняется по радиусу слитка. В центре она минимальная, а у стенки кристаллизатора ее протяженность возрастает.

5. Рассмотренный алгоритм управления глубиной жидкой металлической ванны при ЭШП можно использовать на стадиях окончания процесса для оптимизации размеров усадочной раковины.

1. *Тепловые процессы при ЭШП* / Б.И. Медовар и др. — К.: Наук. думка, 1978. — 303 с.
2. *Исследование параметров электрошлаковой плавки в токоведущем кристаллизаторе* / Ю.М. Кусков, В.И. Ус, С.В. Томиленко и др. // Проблемы спецэлектрометаллургии. — 1995. — № 3.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭШН ЖМ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ КРУПНЫХ ПОЛЫХ СЛИТКОВ

В.И. Махненко, Л.Б. Медовар, В.Я. Саенко, А.А. Полишко, Б.Б. Федоровский, С.Г. Григоренко, В.А. Зайцев

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

Представлены результаты математического моделирования электрошлакового укрупнения слитка при наплавке на трубу из стали X18H9T диаметром 500 мм с толщиной стенки 50 мм металлом того же химического состава слоя толщиной 50 мм и высотой 700 мм. Толщина затравки составляет 50 мм. Проведено сравнение энергетических и качественных характеристик процесса получения полого слитка диаметром до 1100 мм.

В настоящее время изготовление корпусов атомных (рис. 1) и нефтехимических энергетических реакторов осуществляют методамиковки, вальцовки, штамповки, где в зависимости от метода применяют кузнечные слитки или толстолистовой прокат.

Толстостенные обечайки (с толщиной стенки 50–150 мм) выполняют штамповкой толстолистового проката. Существенным недостатком штамповочного варианта производства корпусов является наличие двух продольных сварных швов, которые

не допускаются в корпусах современных атомных энергетических реакторов.

Обечайки с толщиной стенки свыше 150 мм обычно изготавливают ковкой из стальных слитков весом до 300 т и более; для этого необходимо, чтобы вес слитка $P = 3G$, где G — номинальный вес обечайки. Слитки отливают гранеными с 6, 8 и более гранями и коническими с конусностью 2–30. Они не должны иметь трещин, шлаковых включений, литейных раковин и других дефектов (рис. 2).

Обечайку куют на прессах мощностью 3000–12000 т и выше (рис. 3).

Перспективным вариантом получения полой высококачественной заготовки для нужд энергетического и нефтехимического машиностроения является разработанный в ИЭС им. Е.О. Патона новый технологический процесс получения крупных слитков методом кольцевого электрошлакового наплавления жидким металлом (ЭШН ЖМ) [1] на центральный слиток, который может быть, как сплошного сечения, так и полым [2] (рис. 4). При формировании наплавленного слоя при получении крупного полого слитка технологический режим ЭШН ЖМ выбирают таким образом, чтобы обеспечить минимальное и равномерное проплавление по сечению и высоте трубы.

На стадии разработки нового технологического процесса получения крупных слитков путем коль-

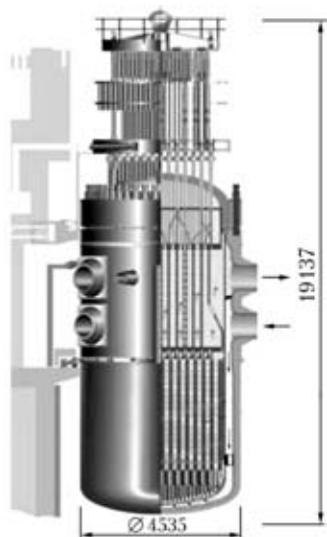


Рис. 1. Корпус атомного энергетического реактора ВВЭР-1000

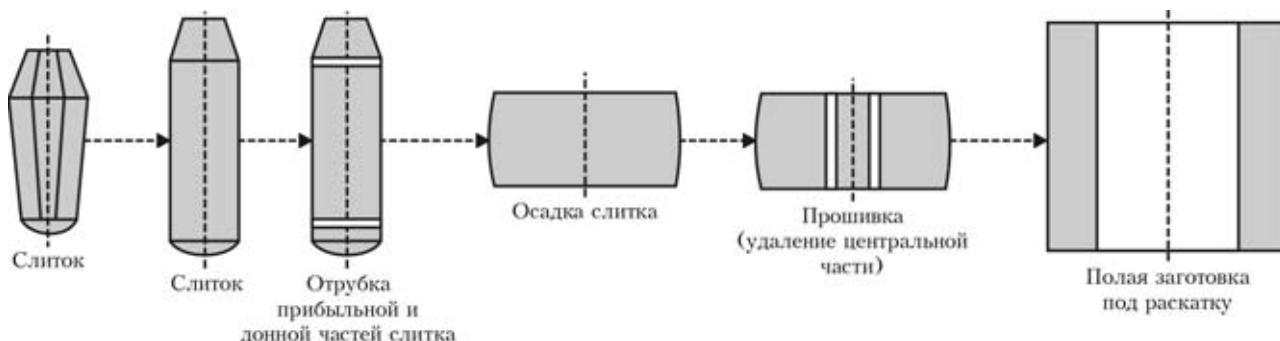


Рис. 2. Основные операции производства кованных полых заготовок (коэффициент использования металла КИМ не более 30 %)



Рис. 3. Горячая раскатка полых заготовок (после прошивки или после ЭШН ЖМ) в обечайки корпусов реакторов на кольцевом станке

цевого наплавления (укрупнения) методом ЭШН ЖМ в качестве центрального слитка использовали слиток сплошного сечения диаметром 110 мм из высоколегированной стали AISI типа 316 (10X17H14M2). ЭШН ЖМ осуществляли в лабораторных условиях на установке УШ-149 с использованием токоподводящего кристаллизатора диаметром 180 мм. В результате получили модельный слиток ЭШН ЖМ диаметром 180 мм с толщиной наплаваемого слоя 35 мм аналогичного химического состава высоколегированной стали типа 316.

В связи с тем, что получение крупных полых слитков экспериментальным путем на стадии разработки нового метода ЭШН ЖМ в лабораторных условиях невозможно из-за отсутствия соответствующего оборудования, а также требует больших затрат, особенно учитывая стоимость материала и электрической энергии применили методы математического и физического моделирования.

Представлены результаты математического моделирования согласно принятой схеме (рис. 5) и распределения температуры (рис. 6) в процессе электрошлакового укрупнения слитка при наплавлении на трубу из стали X18H9T диаметром 500 мм с толщиной стенки 50 мм металлом того же химического состава слоя толщиной 50 мм и высотой 700 мм. Толщина затравки составляет 50 мм.

Математическая модель процесса состоит из нескольких задач, математическая формулировка которых соответствует характерным физическим явлениям, связанным друг с другом:

- определение поля электрического потенциала в жидкой шлаковой ванне и соответствующего тепловыделения;
- расчет температурного поля в шлаковой и металлической ваннах с учетом порционного поступления жидкого присадочного металла;
- определение параметров двухфазной зоны, на основе которых можно по Балантайну судить о степени неблагоприятного проявления ликвационных процессов в слитке.

Подробное описание расчетных схем, основанных на теории теплопроводности. Задача распреде-

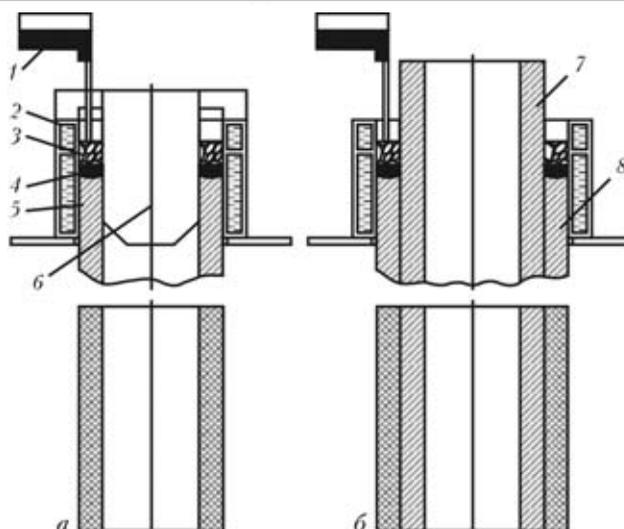


Рис. 4. Схема получения полых слитков методом ЭШН ЖМ: получения полого центрального слитка под наплавление (а); полая заготовка после наплавления ЭШН ЖМ (б): 1 – заливочное устройство для подачи жидкого металла в кристаллизатор; 2 – токоподводящий кристаллизатор; 3 – шлаковая ванна; 4 – металлическая ванна; 5 – водоохлаждаемый дорн для формирования полого слитка; 6 – стенка полого слитка, наплавленный на сплошной слиток; 7 – центральный полый слиток (труба); 8 – слой металла наплавленный на трубу (КИМ может превышать 80 %)

ления тепловой мощности в шлаковой ванне не отличается от подобной задачи для случая получения сплошного слитка методом ЭШН ЖМ. Вместе с тем для определения температурного поля $T(r, z, t)$ в полой слитке область решения $0 < z < LZ$; $L_0 < r < L_R$ не является симметричной. Кроме того,

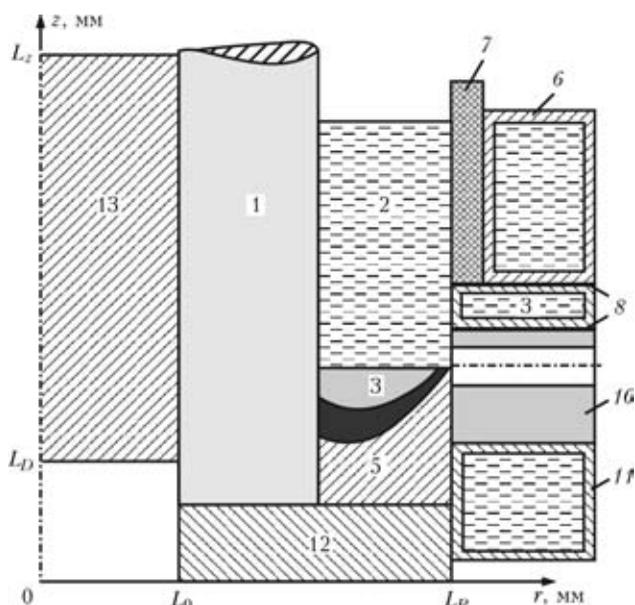


Рис. 5. Схема расчетной области при моделировании процесса изготовления полых слитков методом ЭШН ЖМ: 1 – металлическая заготовка (стенка трубы), подвергаемая укрупнению; 2 – ванна жидкого шлака; 3 – ванна жидкого металла; 4 – двухфазная зона; 5 – наплавленный слой; 6, 9, 11 – токоподводящая водоохлаждаемая секция кристаллизатора; 7 – графитовая футеровка; 8 – изолятор; 10 – канал датчика уровня металлической ванны; 11 – затравка; 13 – водоохлаждаемый дорн

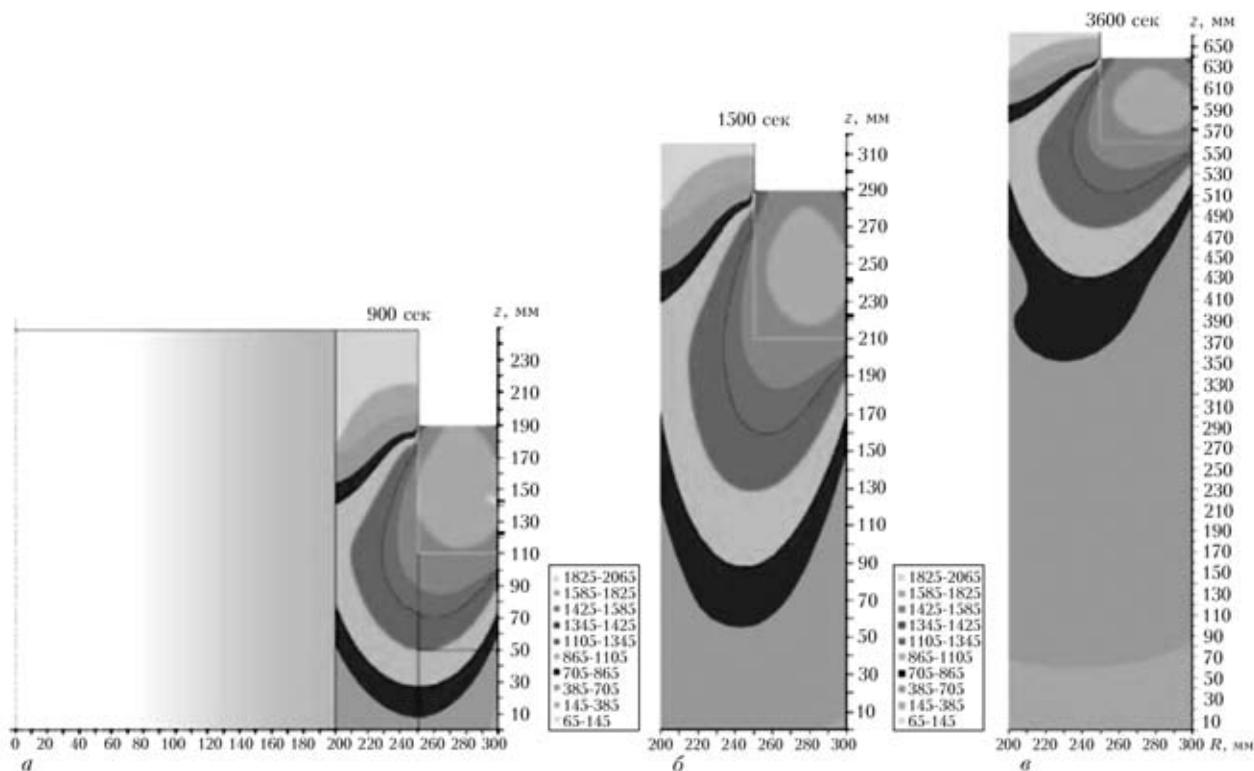


Рис. 6. Распределение температуры в слитке через 900 с от начала процесса (а), через 1500 с (б) и через 3600 с (в)

внутри трубы, располагается водоохлаждаемый дорн, который дополнительно отводит тепло.

Поэтому температура $T(r, z, t)$, определяется в результате решения дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + W = rc\gamma \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

где тепловыделение

$$W(r, z, t) = \frac{r}{\rho(T)} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (2)$$

при условиях: при $t = 0$ $T = T(r, z)$;

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_B(T - T_B) \quad (3)$$

для $r = L_0, L_D < z < L_Z$;

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_1(T - T_{cp}) \quad (4)$$

для $r = L_0, 0 < z < L_D$;

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_1(T - T_{cp}) \quad (5)$$

для $z = 0, z = L_Z$,

здесь α_1 – коэффициент теплообмена между стенкой трубы и воздухом с температурой T_{cp} ; α_B – коэффициент теплообмена между стенкой трубы и

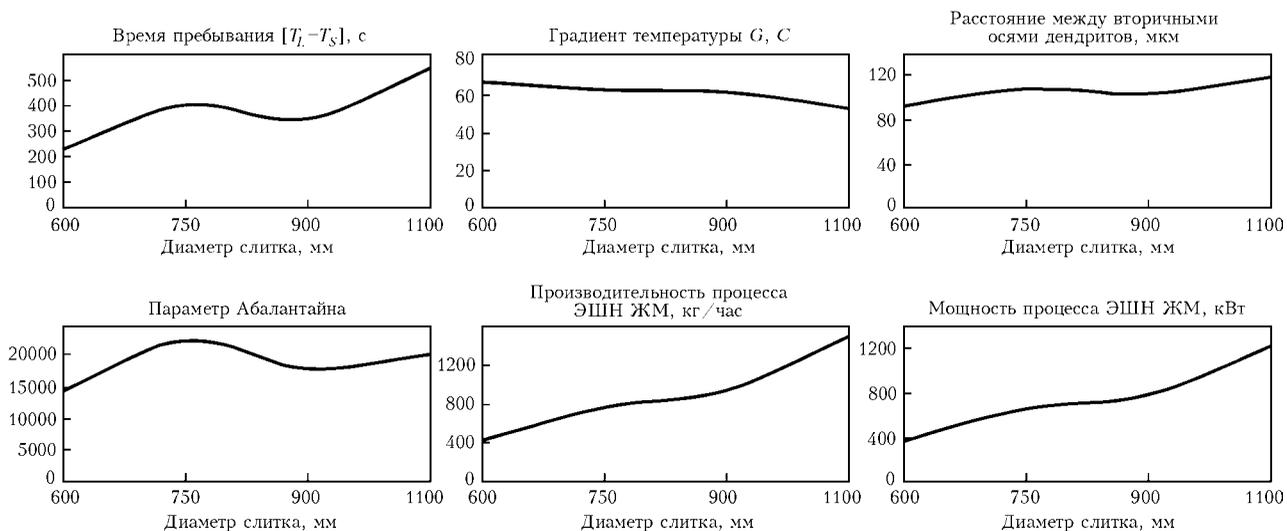


Рис. 7. Качественные и энергетические параметры процесса ЭШН ЖМ при увеличении диаметра полых слитков в процессе ЭШН ЖМ

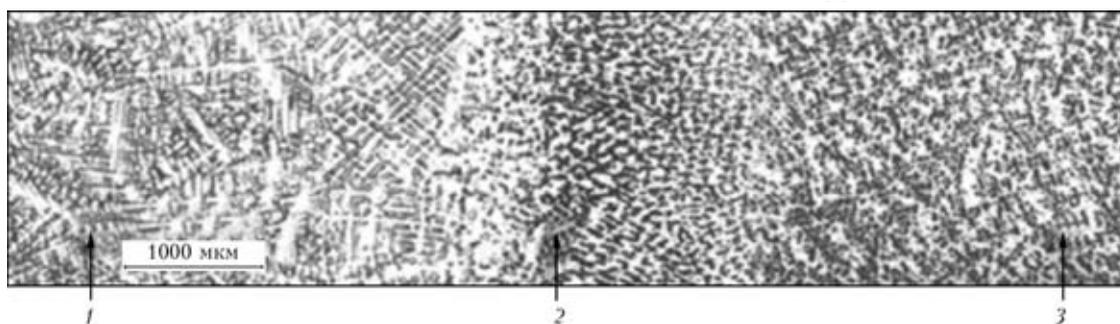


Рис. 8. Микроструктура зоны сплавления металла модельного слитка Ø180 мм стали типа 316 (AISI) после ЭШН ЖМ: 1 — наплавленный слой; 2 — зона сплавления; 3 — центральный слиток

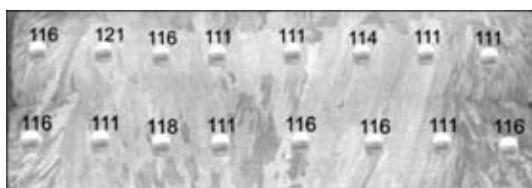


Рис. 9. Макроструктура продольного темплета модельного слитка ЭШН ЖМ диаметром 180 мм из стали типа 316 (AISI) и распределение твердости HV ($P = 3000$ кг)

дорном с температурой T_b . Так же, как и для случая сплошного слитка, решение тепловой задачи определяется численным методом.

Параметр, характеризующий качество металла наплавленного полого слитка является градиент температуры в двухфазной зоне:

$$G = \frac{\partial T}{\partial n} = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2}. \quad (6)$$

Расстояния между осями дендритов вторичными по Балантайну и Митчеллу определяются формулой:

$$h_2 \approx 20,2 \Delta t_{\text{дз}}^{0,28}, \text{ мкм}. \quad (7)$$

Влияние водоохлаждаемого дорна в схеме процесса сказывается на глубину проплавления стенки трубы — при расчетах этого варианта без дорна проплавление было бы значительно больше.

Характерный параметр A , малое значение которого характеризует равноосный тип кристаллизации, а большое говорит в наличии дендритной столбчатой структуры, выражается формулой

$$A = \frac{G}{V} = \frac{G^2 \Delta t_{\text{дз}}}{T_L - T_S}. \quad (8)$$

Проведено сравнение энергетических и качественных характеристик процесса получения полого слитка диаметром до 1100 мм (рис. 7).

В настоящей работе мы изучали зону сплавления, которая присуща как для сплошных слитков так и для полых независимо от диаметра слитка. Металлографические исследования зоны сплавления модельного слитка диаметром 180 мм из высоколегированной стали AISI типа 316 свидетельствуют о наличии однородной плотной структуры, высокой химической однородности, отсутствие дефектов усадочного и ликвационного характера

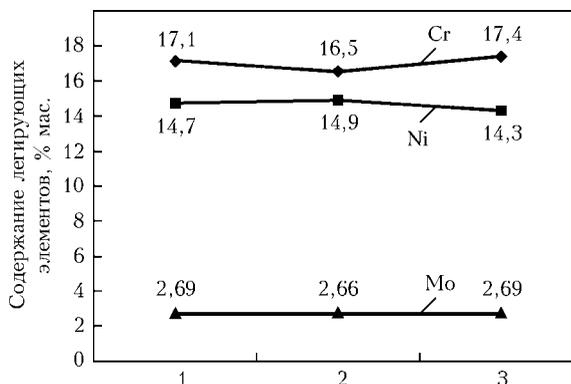


Рис. 10. Содержание основных легирующих элементов в зоне сплавления модельного слитка из стали типа 316 (AISI): 1 — наплавленный слой; 2 — зона сплавления; 3 — центральный слиток

(рис. 8–10). Литой металл ЭШП отличается высоким стабильным уровнем и изотропностью физико-механических свойств в диапазоне требований, которые предъявляются к деформированному металлу традиционных способов выплавки.

На сегодняшний день разработана конструкция токоподводящего кристаллизатора диаметром 620 мм для физического моделирования получения полых слитков ЭШН ЖМ в лабораторных условиях. В качестве центрального слитка планируется использование трубы диаметром 500 мм, толщина наплаваемого слоя 50 мм.

Вывод

Математическое моделирование показывает, что путем кольцевого наплавления слов металла методом ЭШН ЖМ можно получать не только сплошные слитки, но и полые. Количество наплаваемых слоев зависит от заданных размеров и массы. Металлографические исследования показали однородную структуру зоны сплавления модельного слитка. Кроме того, при ЭШН ЖМ существует возможность получения слитков как одного химического состава, так и гетерогенных.

1. *Новый технологический процесс получения сверхкрупных стальных слитков способом ЭШН ЖМ* / Б.Е. Патон, Л.Б. Медовар, В.Я. Саенко и др. // Современная электрометаллургия. — 2007. — № 1. — С. 3–7.
2. *Пат. 94333 Украина. Спосіб виготовлення великотоннажного металевого зливка* / Л.Б. Медовар, Г.П. Стовпченко, В.Я. Саенко та ін. — Заявл. 31.12.2009. — Опубл. 26.04.2011; Бюл. № 8.

ON THE ISSUE OF THE SAFETY GUARANTEE AT THE IN-SERVICE REPAIR OF MAIN PIPELINES

V.I. Makhnenko, A.S. Milenin

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

Main aspects of the safety insurance at in-service repair of main pipelines have been analyzed. On the base of up-to-date understanding of physical, mechanical and technological processes at typical repair techniques corresponding practical recommendations have been proposed.

Benefits of in-service pipeline repair in comparison with capital repair predetermine the constant interest to these methods of defective pipes strength renewing. Thus, this approach allows to revitalize corroded or damaged pipeline parts without product transportation stop, minimize negative influence on ambient environment and decrease the labour-intensiveness of repair [1–3]. On the other hand, there are several typical features of in-service pipeline repair those prevent its wide implementation. One of the most critical aspect of this technological approach is the ensuring the works safety [4]. High internal pressure in pipeline along with need of grinding and welding could lead to the destruction of weakened pipe wall because of the plastic instability of metal or new defects nucleation. For to avoid these phenomena corresponded technological parameters of repair procedure should be carefully optimized.

Within the limits of the complex research of in-service repair of main pipelines that has been carried out in Paton Electric Welding Institute of NAS of Ukraine, multilevel procedure of pressurized pipeline technological strength estimation at recovery of their load-carrying ability has been developed. Main tasks under consideration are as follows:

- to develop methodology of the estimation of the local corrosion loss grinding allowability and the determination of correspondent technological procedure parameters;

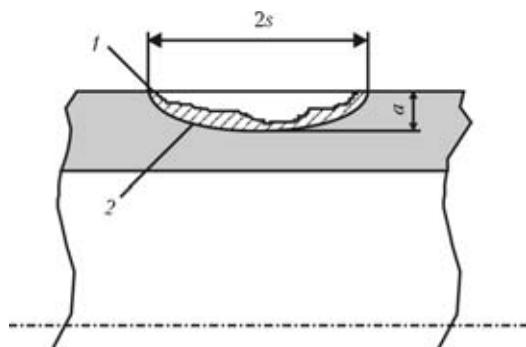


Figure 1. Typical scheme of grinding in the area of external local corrosion metal loss: 1 – form of the defect before grinding; 2 – grinding finish

- to develop the fundamentals of multilevel methodology of accident prevention at in-service welding (local defects deposition);

- to investigate the pipe sleeve technological strength form the point of view of liquid filler internal pressure value at this construction installation.

The grinding of external corrosion defects is the simplest technological operation on pipeline under internal pressure that consists in removing of layer metal in the region revealed external defect by means of corresponded grinding tools (Figure 1). This procedure is used for to change the revealed defect type to less dangerous (e.g. cracks to three-dimensional metal loss), to smooth the local stress concentrators of corroded surface for to schematize the concrete defect or to prepare the damaged construction surface for further repairing [5]. For to ensure the pressurized pipeline integrity at grinding and thus the safety of this procedure, at every stage of metal removing the state of pipeline the limit state of loaded cylindrical shell with corresponded geometry anomaly shouldn't be reached. For to estimate the limit state of pipeline under grinding depending on its actual state of stresses and strains multilevel methodology has been developed.

For to assess the limit state of pipeline under internal pressure (without bending or bulging) with three-dimensional defect API geometrical criterion could be used as Level 1 of analysis. It could be mathematically expressed as follows [6]:

$$Y = t_{\min} - t_p R_i, \quad i = s, u, \quad (1)$$

where t_p is minimal allowed pipeline wall thickness; t_{\min} is minimal measured pipeline wall thickness; R_i is defect form function, determined as follows:

$$R_s = \begin{cases} 0,2, & \text{if } \lambda = \frac{1.285s}{\sqrt{d}T_p} \leq 0.3475 \\ \left(0.9 - \frac{0.9}{\sqrt{1.0 + 0.48\lambda^2}}\right) \left(1.0 - \frac{0.9}{\sqrt{1.0 + 0.48\lambda^2}}\right)^{-1}, & \text{if } \lambda > 0.3475 \end{cases}, \quad (2)$$

$$R_u = \begin{cases} 0,2, & \text{if } \psi = \frac{u}{D} \leq 0.3475 \\ \frac{-0.73589 + 10.511\psi^2}{1.0 + 13.838\psi^2}, & \text{if } \psi > 0.3475 \end{cases},$$

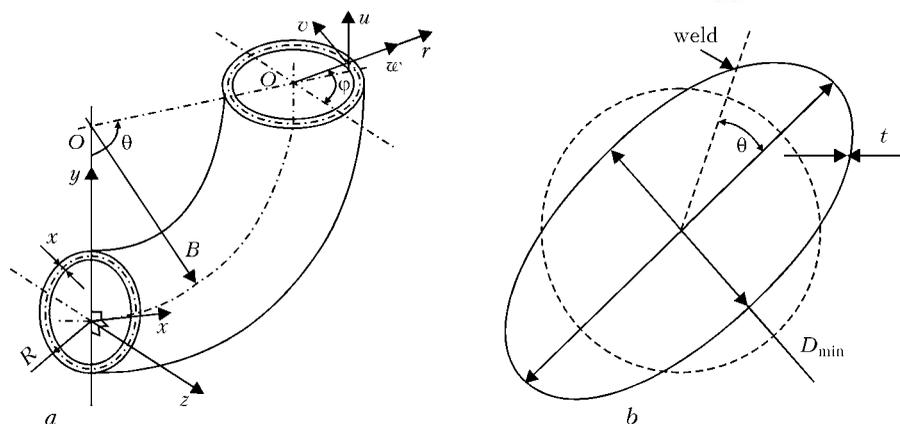


Figure 2. Scheme of bending (a) and out-of-roundness (b) of pipeline

where D is internal pipeline diameter.

Fulfillment of the inequality $Y > 0$ means the acceptability of the defected pipeline state.

In case of additional stresses in the region of geometry anomaly under consideration those caused with bending or /and out-of-roundness (ovality) of pipeline (Figure 2), Level 2 of assessment could be used. It based on principles of safety factor n estimation, using following expressions [7]:

$$\alpha = \min \left(\frac{1 + \tau^2 + 4\lambda^2(1 - \tau)\tau}{1 + \tau^2 + 4\lambda^2(1 - \tau)}; 0.5 \frac{\tau^2}{\lambda^2} + \tau \right) \times \quad (3)$$

$$\times 0 \leq \alpha \leq 1,$$

where $\bar{\sigma}_r = \left(\sigma_\theta + \Delta\sigma + \frac{2}{3} \sigma_{x3} \right) \alpha$; $\bar{\sigma}_x = \left(\sigma_\theta + \Delta\sigma \pm \frac{2}{3} \sigma_{x3} \right) \alpha$; $\tau = \frac{t - a}{t}$; $\lambda = \frac{l}{\sqrt{0,5Dt}}$; σ_{x3} is additional axial stress, caused with bending; σ_θ is hoop stress, caused with internal pressure; $\Delta\sigma$ is stress increase, caused with local ovality of defected pipe:

$$\Delta\sigma = \frac{1.5P(D_{\max} - D_{\min}) \cos(2\theta)}{t \left[1 + 0.5 \left(\frac{p(1 - \nu^2)}{E} \right) \left(\frac{D}{t} \right)^3 \right]} \quad (4)$$

The safety factor n of defected pipeline is determined as follows:

$$n = \frac{\sigma_B}{\max \{ \bar{\sigma}_r; \bar{\sigma}_x; |\bar{\sigma}_r - \sigma_\theta| \}} \quad (5)$$

where σ_B is minimum normative ultimate strength of pipe steel.

The state of pipeline under grinding is allowable if minimal safety factor during this technological procedure exceeds the critical one that is determined with constructional features of pipeline.

If the stresses distribution in the region is complex because of structural and constructional nonuniformity, Level 3 of assessment could be used. Within the limits of this approach it is presupposed that on

the basis of 3D modeling of stresses and strains distribution in the region of geometry anomaly the probability of failure could be estimated. On the basis of corresponded risk-analysis procedure the critical value of this probability could be calculated for concrete actual situation and compared with current state of defected construction under grinding. The probability of failure of constructions at nonuniform state of stresses and strains is used to be assessed with the help of Weibull distribution description. For cylindrical constructions with surface geometrical anomalies under internal pressure next relationship could be used [8]:

$$P_i = 1 - \exp \left[- \int_s \left(\frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^m \frac{dS}{S_0} \right], \quad (\sigma_1 - A), \quad (6)$$

where σ_1 is first principal stress; S is area of axial cross section in the thinnest part of geometrical anomaly under study; S_0 is structure parameter of the material; m, A, B is coefficients of Weibull distribution.

Here integration is carried out along the most dangerous area that somewhat heighten the assessment conservativeness, 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.

The most perspective and the most effective method of in-service repair of pipelines with external local corrosion defects of small depth is weld deposition that allows to compensate the metal loss and to renew the pipe wall thickness. In this case bearing capacity of repaired pipeline could be approximated to one that was expected at pipeline construction.

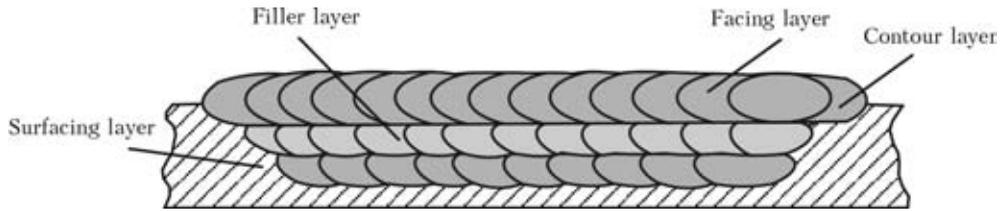


Figure 3. The order of external local metal loss weld deposition

But this method of in-service pipeline repair is the most critical from the point of view of repair works safety. Two main problems, those are typical for welding on pipeline under internal pressure are risks of burn-through and hydrogen cracking.

Figure 3 illustrates the order of local metal loss weld deposition in axial cross-section. It could be seen, that the most critical is the deposition of surfacing layer, where the heat input should be minimized and optimized. First of all, it should be decided what is the order of weld deposition of this layer for the most sufficient diminishing of local metal loss danger with every weld. As it has been shown in (1)–(2), the length of such defect influences on lowering of defective pipe bearing capacity much more than its width. From this point of view, diminishing of defect length from the periphery to the center (Figure 4) is most effective.

As for problem of burn-through at pipeline in-service welding and weld deposition, there are a lot of investigation, those considered the optimal regimes of local temperature influence during welding, that insure sufficient strength of heated pipe wall near the geometry anomaly [9–11]. Critical analysis of existent results allowed to formulate the multi-level recommendations of heated pipe limit state estimation with corresponding descending level of conservatism:

- Level 1. Conservative increase of defect’s dimensions ($c_h = 2\div 3$ mm) and consideration of admissibility of defect of effective size according to criterion for pipe with local metal loss defect: $s_{eff} = s + c_h$; $u_{eff} = u + c_h$; $a_{eff} = a + c_h$;

- Level 2. Computer modeling of temperature field kinetics at weld deposition and analysis of maximum instant temperatures distribution. Effective size of defect should be considered as one that bounded with

fixed isothermal curve (700 °C) and should be allowable on the basis of local metal loss defect criterion.

- Level 3. Computer modeling of 3D stresses and strains kinetics at weld deposition and estimation if the maximum deformations value exceeds critical one (about 0.01).

The problem of hydrogen cracking is common for welding of steel construction and well studied. The cause of these welding defects nucleation is the combination of three necessary factors in same region of construction: diffusion hydrogen, tension stresses and martensite structures. With regard to pressurized pipeline welding it could be stated that diffusion hydrogen from transported hydrides could be transferred through the liquid layer of residual water or liquid phase natural gas to pipe wall, and this process is difficult to control or to prevent. Tensile stresses always accompany the welding because of sufficient temperature gradient and nonuniform thermal expansion. And thus, the most effective way to avoid the hydrogen cracks nucleation is to minimize the martensitic phases volume fraction. According to known diagrams of phase transformation of pipe steels and typical conditions of in-service welding of pipelines corresponded conservative demands for preheating of the area being weld deposited could be formulated (see Table).

One of the most used in-service pipeline repair technique in Ukraine is defective pipeline strengthening with welded pipe sleeve with filler. Within the limits of this repair technique it is supposed that pipe sleeve of special construction [12] (Figure 5, a) allows to implement the hermetical gap between the walls of pipe and pipe sleeve, that could be filled with liquid compound under some controlled pressure P_p . But the weakest parts of this construction are the circular welded joints (see Figure 5, b), those could be failed under the pressure of filler. For to ensure the integrity of the strengthening construction, the maximum allowable pressure P_p should be estimated.

Actually, the welded construction under consideration is implemented as fissure joint and its state should be considered as loaded solid body with crack-like defect on the basis of up-to-date approaches of fracture mechanics. The commonly used method of such construction limit state estimation is the use of R6 criterion, that postulates the correlation between fragile destruction parameter $K_r = K_I / K_{IC}$, where K_I is stress intensity factor coefficient, K_{IC} is critical value of stress intensity factor coefficient, and ductile

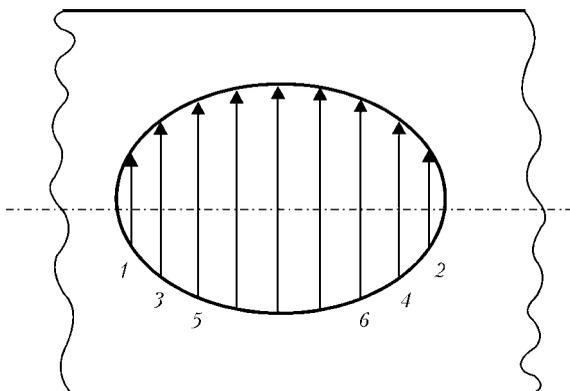


Figure 4. The order of surfacing layer weld deposition

Temperature and conditions of preheating of the pipeline area before weld deposition

Normative tensile strength of pipe steel, MPa	Wall thickness, mm	Temperature and preheating conditions, °C
<509	<12	100 $T < -20$
	12-20	100 $T < -0$
509-558	7-9	100 $T < -0$
	9.5-14.0	100
	14.5-20.0	150

parameter $L_r = \sigma_{ref} / \sigma_y$, where σ_{ref} is referative stress in the region of crack tip, σ_y is yield strength of material under consideration. According to [13], allowable state of the construction with crack could be expressed as follows:

$$Y = f(L_r) - K_r > 0, \quad (7)$$

where

$$f(L_r) = \begin{cases} (1 - 0.14L_r^2)[0.3 + 0.7 \exp(-0.65L_r^6)], & \text{if } L_r \leq L_r^{\max} = \sigma_t + \sigma_y; \\ 0, & \text{if } L_r > L_r^{\max}. \end{cases} \quad (8)$$

Referative stress and stress intensity factor coefficient could be estimated on the basis of calculated bending moments M and crosscutting force Q using next equations [14]:

$$\begin{cases} K_I = \frac{0.5369}{\sqrt{h}} \left(Q \cos \varphi + \frac{8M}{h} \right) \\ \sigma_{ref} = \sqrt{\left(\frac{4M}{h^2} + \frac{Q \cos \varphi}{h} \right)^2 + 3 \left(\frac{Q \sin \varphi}{h} \right)^2}; \end{cases} \quad (9)$$

As an example of this methodology application next construction and technological parameters has been considered (see Figure 5, b): material of pipeline – steel X70; yield strength $\sigma_y = 440$ MPa; internal diameter of pipe $D = 1420$ mm; pipe wall thickness at $\delta_t = 20$ mm; working pressure $P = 7.5$ MPa; pipe sleeve length – 1400 mm; pipe sleeve wall thickness – 20 mm; $b = 30$ mm; $c_{ps} = 140$ mm; $a_{ps} = 20$ mm; $\Delta = 12$ mm.

Figure 6 shows the results of safety factor n dependence on the value of filler pressure. It could be concluded that for considered parameters the value of $P_p = 2.0 \div 2.5$ MPa is maximum allowed because in this case the value of $n > 2$, that is conventional for such constructions.

1. LaMorte, C.R., Boring, M., Porter, N. (2007) *Advanced welding repair and remediation methods for in-service pipelines*. Final Report. Columbus: EWI, 283 p.
2. Bruce, W.A. (1996) *Qualification and selection of procedures for welding onto in-service pipelines and piping systems*. Edison Welding Institute (EWI) Project No. J6176, Columbus, Ohio, January.
3. But, V.S., Galeev, M.N., Shvedchikova, L.A. (1990) Determination of pipe wall bearing capacity at arc welding oper-

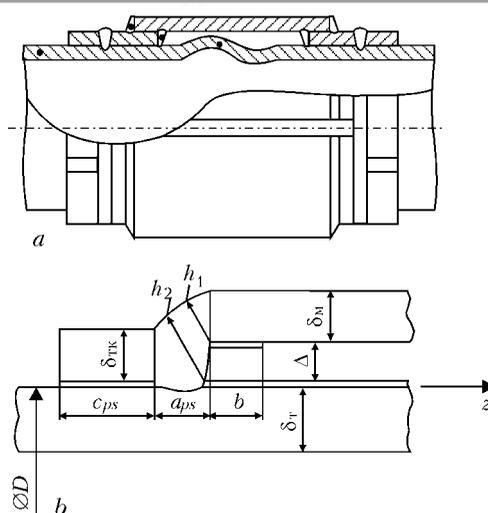


Figure 5. Principal scheme of construction of pipe sleeve with filler (a) and its welded joint (b)

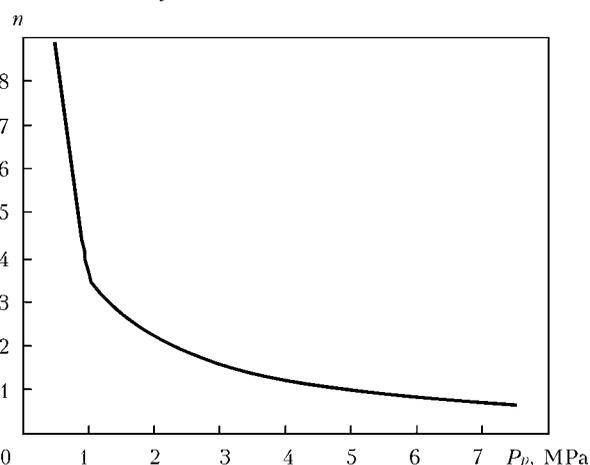


Figure 6. Dependence of pipe sleeve welded joint safety factor on filler pressure

cess of construction elements on gas pipeline under pressure. In: *Diagnostics, reliability, technical maintenance and repair of oil-trunk pipeline: collected papers*. Ufa: VNIISPT-Neft, 105-111.

4. Kiefner, J.F., Bruce, W.A., Stephens, D.R. (1994) *Pipeline repair manual*. Houston: Technical Toolboxes, Inc., 167 p.
5. VBN V.3.1-00013471-07:2007: Main oil pipelines. Defective parts repair methods. Kiev: Ministry of fuel and Energy of Ukraine, 112 p.
6. (2000) *Fitness-for-Service*. American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. Washington: API Publications and Distribution, 625 p.
7. DSTU-N B V.2.3-21:2008: Determination of residual strength of main pipelines with defects. Kiev: Minregionbud of Ukraine, 91 p.
8. Weibull, W. (1951) A statistical distribution function of wide applicability. *J. of Applied Mechanics*, Sept., 293-297.
9. Boring, M.A., Zhang, W., Bruce, W.A. Improved burnthrough prediction model for in-service welding applications. In: *Proc. of IPC2008 7th Int. Pipeline Conf.* (Sept. 29-Oct. 3, 2008, Calgary, Alberta, Canada).
10. Sabapathy, P.N., Wahab, M.A., Painter, M.J. (2000) The prediction of burn-through during in-service welding of gas pipelines. *Int. J. Press. Vess. Piping*, 11, 669-677.
11. Bruce, W.A., Holdren, R.L., Mohr, W.C. (1996) Edison Welding Institute, and J.F. Kiefner, Kiefner and Associates. *Repair of Pipelines by Direct Deposition of Weld Metal Further Studies*. PRC/International. Project PR-185-9515, November.
12. Pat. 77931. *Repair method of pipeline defective part under pressure*. Registered 15.01.2007.
13. BS 7910:2005: British standard. Guide to methods for assessing the acceptability of flaws in metallic structures. London: BSI, 306 p.
14. Makhnenko, V.I. (2006) *Safe exploitation life of welded joints of up-to-date constructions*. Kiev: Naukova Dumka, 618 p.

РАСЧЕТНОЕ СОПОСТАВЛЕНИЕ ГИПОТЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТА НЕСПЛОШНОСТИ МАТЕРИАЛА В ЗОНЕ СВАРНОГО СОЕДИНЕНИЯ № 111-2 НА ПАРОГЕНЕРАТОРАХ 3-его БЛОКА РИВНЕНСКОЙ АЭС

О.В. Махненко

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

Проведено сопоставление результатов прочностных расчетов при контроле сварных соединений №111-2 парогенераторов на 3-ем блоке Ривненской АЭС на основе предположения, что обнаруженные отражатели являются коррозионными дефектами утонения стенки канавочного типа или коррозионными трещинами.

На 3-ем блоке Ривненской АЭС при контроле состояния парогенераторов ЗПГ-1–ЗПГ-4 во второй половине 2009 года в зоне сварных соединений № 111-2 «холодный коллектор» были обнаружены несплошности вдоль оси шва. Характерной особенностью этих несплошностей является их многоочаговый характер (3–4 очага по длине несплошностей), что определяет достаточно большую длину выявленных несплошностей вдоль сварного шва. Кроме того, выявленные несплошности позиционируются в металле сварного шва на некотором расстоянии от места максимальных эксплуатационных напряжений, связанных с галтельным переходом в соответствующей части коллектора. Эти дефекты были обнаружены только на 21 году эксплуатации, что достаточно характерно для «холодного» коллектора. Подобный прецедент имел место на Калининской АЭС 1ПГ-3 только на 22 году эксплуатации, что свидетельствует об относительно медленном развитии рассматриваемых дефектов на «холодных» коллекторах.

Ранее были выполнены соответствующие прогнозные расчеты, показавшие, что обнаруженные несплошности с достаточной консервативностью обеспечивают безопасную эксплуатацию парогенераторов в период до следующего ППР-2010. На основе результатов ультразвукового контроля при ППР-2010 было получено экспертное заключение, из которого следует, что характеристики контролируемых отражателей (размеры несплошностей) по сравнению с результатами контроля в ППР-2009 не изменились, что послужило основой для допуска в эксплуатацию парогенераторов энергоблока № 3 РАЭС с имеющимися в сварных соединениях № 111-2 отражателями на период до ППР-2011 года. Результаты контроля в ППР-2011 (в феврале 2012 г.) подтвердили практически неизменные раз-

меры отражателей, т. е. из этих данных следует, что указанные несплошности материала не имеют достаточно выраженной тенденции к росту. За два года геометрические размеры отражателей практически не изменились с точностью $\pm(1,0\div 2,0)$ мм.

На основании этих результатов сделано предположение, что такие дефекты несплошности большой длины, но малой глубины, являются дефектами коррозионного утонения канавочного типа, а не коррозионными трещинами. Скорость коррозионного роста дефектов канавочного типа значительно ниже, чем скорость роста трещинообразных коррозионных дефектов, и обычно не превышает $1,0\div 2,0$ мм/год, что вполне укладывается в погрешности ультразвукового контроля.

В данном докладе представлены результаты выполненных прочностных расчетов для рассматриваемых соединений на основе предположения, что обнаруженные отражатели являются коррозионными дефектами утонения стенки канавочного типа. Также было выполнено уточнение расчетных результатов эксплуатационных напряжений с учетом пространственного распределения напряжений σ_{zz} вдоль сварного соединения № 111-2. На основании новых уточненных данных о напряженном состоянии рассмотрена модель многоочагового роста коррозионной трещины в сопоставлении с моделью канавочного дефекта. Выполненный анализ позволил сделать заключение про возможность дальнейшей эксплуатации сварных соединений № 111 / 2 ЗПГ1–ЗПГ4 энергоблока № 3 ОП РАЭС по результатам контроля ППР-2012.

Модель коррозионного канавочного дефекта утонения стенки в зоне кольцевого сварного соединения № 111-2. Для коррозионных дефектов канавочного типа, отличающихся от трещин конечными размерами дефекта (зоны несплошности) в поперечном направлении (рис. 3), в конструкциях

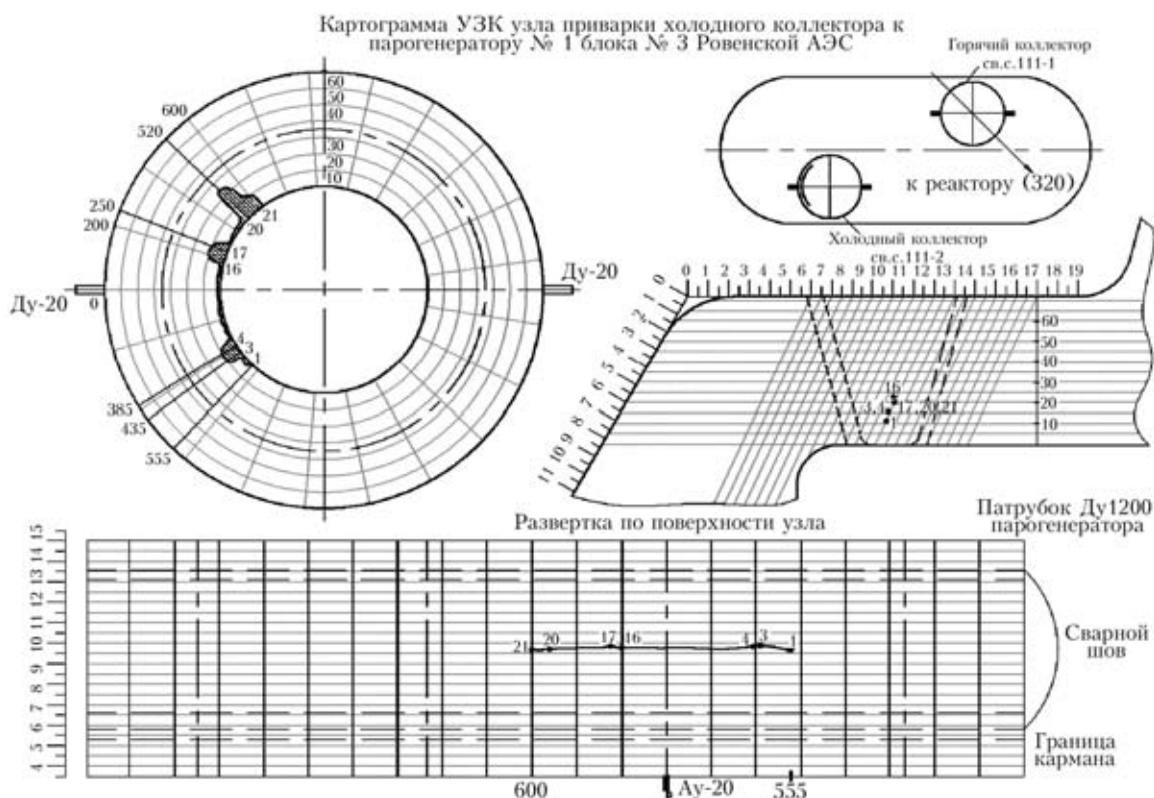


Рис. 1. Картограмма несплошности для ПГ-1

типа труб и сосудов давления используют различные схемы (модели) разрушения, в основу которых положено знание напряженно-деформированного состояния непосредственно в пределах зоны утонения в сочетании с соответствующими критериями наступления предельного состояния.

Поскольку поверхность коррозионного утонения стенки достаточно неопределенная, то часто используют определенную схематизацию этой поверхности. Наиболее консервативной является схематизация, основанная на габаритных размерах утонения [1] и др. в сочетании с экспериментальным определением наиболее консервативного варианта формы, как это сделано в [1] и др. При этом в качестве расчетной характеристики нагружения принимается допустимая толщина стенки $[\delta]$ в зоне дефекта при его отсутствии, т. е. без учета дефекта утонения.

На основе такого подхода разработаны зависимости для предельных габаритных размеров: a — глубина утонения стенки; s — длина вдоль образующей; c — длина вдоль окружности, определяющих условно объем потерянного за счет коррозии металла в пределах рассматриваемого дефекта утонения.

В частности по [1] для канавочного дефекта, расположенного в стенке вдоль окружности радиуса $D/2$ допустимая длина дефекта c в зависимости от глубины a определяется зависимостью

$$R_c = \frac{\delta - a - \Delta(t)}{[\delta]} = 0,2, \text{ если } c/D \leq 0,348;$$

$$R_c = \frac{\delta - a - \Delta(t)}{[\delta]} \geq \frac{10,511(c/D)^2 - 0,73589}{1,0 + 13,838(c/D)^2}, \text{ если } c/D > 0,348, \quad (1)$$

где δ — реальная толщина стенки без учета дефекта утонения; a — измеренная максимальная глубина дефекта; $\Delta(t)$ — поправка на рост глубины при

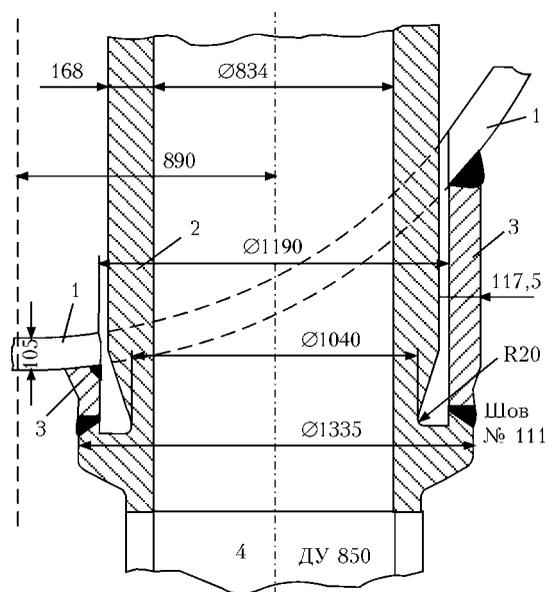


Рис. 2. Схема расположения сварного шва № 111: 1 — корпус; 2 — коллектор; 3 — патрубок; 4 — главный циркуляционный трубопровод ДУ-850; 5 — карман

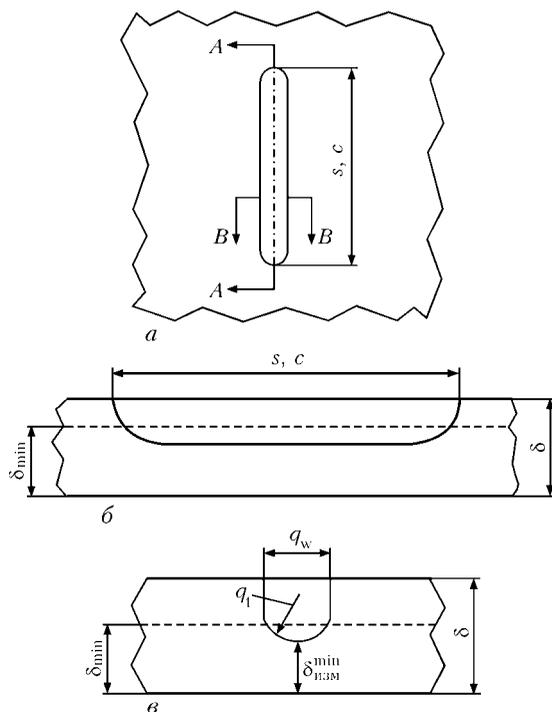


Рис. 3. Удлиненные объемные дефекты, имеющие форму канавок (Groove-Like Flaw): а – дефект в виде канавки (вид сверху); б – длина дефекта в виде канавки (сечение А-А); в – ширина дефекта в виде канавки (сечение В-В)

дальнейшей эксплуатации конструкции в течение времени t , т. е. $\Delta = tv_k$, где v_k – скорость коррозии.

Рассмотрим в рамках зависимости (1) данные, представленные на рис. 1, а для сварного соединения № 111-2 ЗПП-1.

$$D = 1200 \text{ мм}, c = 1155 \text{ мм}, \delta = 72,5 \text{ мм},$$

$$a = 25 \text{ мм}, R_c = \frac{47,5 - \Delta(t)}{[\delta]} \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим

$$tv_k = 47,5 - 0,65136[\delta], \text{ мм.} \quad (3)$$

Для величины $[\delta]$ можно использовать рекомендации [2], где минимальная толщина для трубопроводов и сосудов давления, нагруженных внутренним давлением P , предлагается зависимость

$$[\delta] = \frac{PD}{2\varphi[\sigma] + P} + S, \quad (4)$$

где D – диаметр; $[\sigma]$ – допускаемое напряжение для материала конструкции; S – допуск на коррозию; φ – коэффициент надежности $\approx 0,8$. Если

Таблица 1

$[\delta]$, мм	40	50	60	65	> 70 мало вероятно
tv_k , мм	24	15	8,4	5,2	2,0
t , лет при $v_k = \frac{1 \text{ мм}}{\text{год}}$	24	15	8,4	5,2	2,0

принять $S = tv_k, [\sigma] = \frac{\sigma_{0,2}}{1,5}$, то по [4] $\sigma_{0,2} = 330$ МПа при 350 °С, получим

$$[\delta] - S = \frac{6,4 \cdot 1200}{1,6 \cdot 220 + 6,4} = \frac{7680}{358,4} = 21,4 \text{ мм.}$$

Этот результат соответствует уровню номинальных напряжений без учета концентрации последних. Поскольку реальная толщина стенки $\delta = 72,5$ мм, то можно принять, что расчетная минимальная толщина с определенным запасом находится в пределах $40 < [\delta] < 70$ мм. С учетом этого допущения получим из (3) в зависимости от $[\delta]$ для величин tv_k и t при $v_k = \frac{1 \text{ мм}}{\text{год}}$ следующие данные при $c = 1155$ мм и $a = 25$ мм в табл. 1.

Из этого расчета следует, что в случае коррозионного канавочного дефекта при скорости коррозии 1 мм/год и $[\delta] = 40\text{--}65$ мм ресурс времени t , в течение которого рассматриваемый дефект (рис. 1, а) 1155×25 мм вполне можно считать допустимым, составляет от 24 до 5 лет.

Если сравнить эти данные с результатами, полученными для модели трещинообразного дефекта (табл. 1), то хорошо видно, что для модели «трещинообразного дефекта» 1155×25 мм за один год эксплуатации риск на много выше, нежели для «канавочной» модели. Однако при этом следует учитывать, что это отличие формируется в основном за счет стадии водородного охрупчивания на диаграмме статической коррозионной трещиностойкости, когда коэффициент интенсивности напряжений $K_I > K_{ISCC}$, поскольку при $K_I < K_{ISCC}$ преобладает механизм анодного растворения в коррозионном процессе для первой и второй модели. Величина K_{ISCC} в основном определяется свойствами среды, обеспечивающей коррозионный процесс, т. е. в рассматриваемом случае свойства среды в «кармане» соединения № 111 могут меняться в широких пределах от свойств чистой питательной воды по стандарту в парогенераторе, до сильно загрязненной жидкости из-за застойных явлений в кармане и длительной эксплуатации парогенератора без эффективной продувки карманов.

Что касается склонности стали 10ГН2МФА к коррозии под напряжением, то, судя по опыту эксплуатации корпусов парогенераторов, имеющих развитую поверхность контакта с питательной водой (паром), можно утверждать, что эта сталь достаточно хорошо сопротивляется коррозии в чистой питательной воде. Однако из этого не следует, что сталь 10ГН2МФА не склонна к коррозии и развитию коррозионных трещин.

Совершенствование расчета напряженного состояния в зоне сварного соединения № 111. Из

изложенного выше следует, что как в случае использования модели канавочного дефекта, так и в случае использования модели трещинообразного дефекта необходимо знание напряженного состояния в зоне сварного соединения № 111. Причем в первом случае необходима в основном информация относительно эксплуатационных напряжений и соответственно величины $[\delta]$ — допускаемой толщины без учета канавочного утонения, например, по зависимости (4).

При этом ресурс безопасной эксплуатации составит не менее 50-ти лет при скорости коррозии 1 мм/год. К сожалению, такие оценки не учитывают случаи, когда плохо контролируемая агрессивность среды в кармане заметно возрастает, что приводит к резкому росту дефектов по механизму, близкому к коррозионному росту трещин под напряжениями, наблюдаемому неоднократно на различных АЭС (ЮУАЭС, ЗАЭС и др.).

В последние годы, в связи с возросшими возможностями вычислительной техники наблюдаются тенденции к совершенствованию расчетов нагруженности различных конструкций путем использования трехмерных моделей — 3D вместо 2D либо балочных, на основе которых проектировались конструкции. Такие результаты приведены выборочно на рис. 4, 5.

Не отрицая необходимости такого совершенствования, следует отметить, что наряду с определением нагруженности конструкции большое значение имеют вопросы сопротивляемости конструкции тем или иным видам нагруженности, особенно, если параметры сопротивления определяются не прямыми измерениями, а на основе решения соответствующих обратных задач.

В частности, если параметры диаграммы статической коррозионной трещиностойкости на рис. 7 определялись решением обратной задачи для сварного соединения № 111 при соответствующем составе коррозионной жидкости в карманах и напряженном состоянии, рассчитанном в рамках модели 2D, то использование этих параметров будет не очень корректным для случаев, когда в карманах чистая питательная вода, либо нагруженность рассчитана по схеме 3D.

Поэтому использование уточненных схем расчета эксплуатационных напряжений в зоне сварного соединения № 111 в рамках модели 3D и показано на рис. 4 в сравнении с результатами в рамках модели 2D без уточнения параметров диаграммы на рис. 7, приведет только к еще большей консервативности прогноза, что подтверждают данные, приведенные ниже.

Расчет прочности узла сварного соединения № 111-2 с учетом многоочагового зарождения и

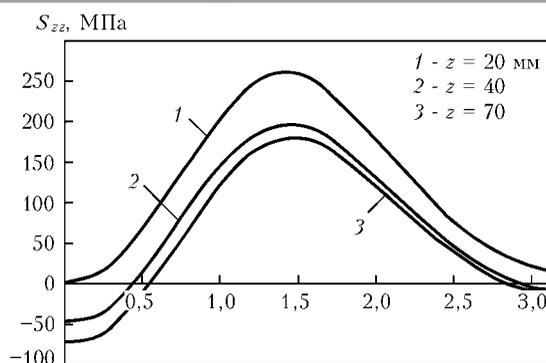


Рис. 4. Результаты расчета напряжений σ_{zz} вдоль полуокружности патрубка ПГ на внутренней поверхности стенки «кармана» на различных расстояниях $z = 20, 40, 70$ мм от его дна, вызванное действием рабочего давления при НУЭ (3D модель): $z = 40$ мм соответствует зоне сварного шва; $\varphi = 0$ соответствует точке самой низкой длины патрубка и $\varphi = 3,14$ — точке самой высокой длины патрубка

развития коррозионных трещин. Поскольку обнаруживаемые дефекты несплошности в узлах приварки коллектора к патрубку Ду1200 парогенераторов ПГВ-1000 относятся к поверхностным дефектам (на внутренней поверхности), то для них приемлемо описание как для полуэллиптических трещин. Для полуэллиптической трещины, имитирующей рассматриваемый дефект, характерными являются следующие размеры: a — по глубине и $2c$ — вдоль поверхности (рис. 6).

Коэффициенты интенсивности напряжений K_I в точках D и G рассматриваемого дефекта (полу-

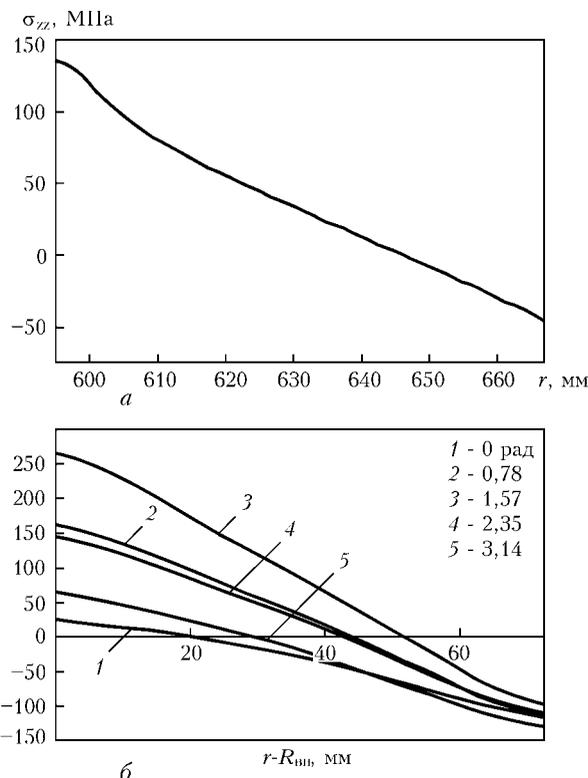


Рис. 5. Результаты расчета суммарных напряжений σ_{zz} (эксплуатационных и остаточных) в плоскости трещины (на расстоянии $z = 40$ мм от дна «кармана») от эксплуатационных нагрузок модели 2D (а) и модели 3D с учетом неравномерности распределения по окружности (б)

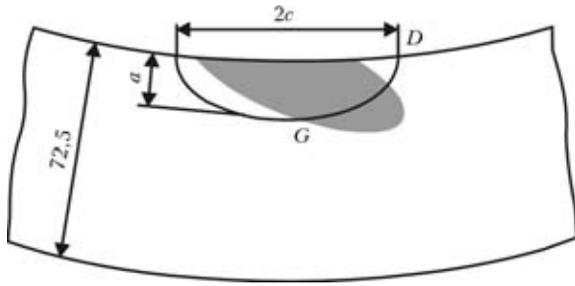


Рис. 6. Схематизация обнаруженной несплошности на внутренней поверхности узла приварки коллектора к патрубку Ду1200 парогенераторов ПГВ-1000 полуэллиптической трещиной

эллиптической трещины) могут быть рассчитаны в соответствии с рекомендациями [3] с учетом информации относительно распределения напряжений по толщине узла приварки коллектора к патрубку Ду1200 парогенераторов ПГВ-1000.

Развитие коррозионной трещины во времени t осуществляется путем последовательного прослеживания изменения начальных размеров c_0 и a_0 на основе зависимости скорости v_m от величины K_I в точках D и G — соответственно на рис. 6.

Зависимость $v_m(K_I)$ может приниматься 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 и вторая $K_I > K_{ISCC}$ — зона роста в основном по механизму водородного охрупчивания. Упрощенная диаграмма на рис. 7 определяется кривой 2, которую можно приближенно описать в виде

$$v_m = 0 \text{ при } K_I < K_{ISCC}; \quad v_m = v_{\max} \text{ при } K_I > K_{ISCC}.$$

За время Δt приращение размера $\Delta a(t)$ и $\Delta c(t)$ определяется условием:

$$\begin{aligned} \Delta a(t) &= v_m \Delta t \text{ если } K_I(G, t) > K_{ISCC}; \\ \Delta a(t) &= 0, \text{ если } K_I(G, t) < K_{ISCC}; \\ a(t) &= a(t - \Delta t) + \Delta a(t); \\ \Delta c(t) &= v_m \Delta t, \text{ если } K_I(D, t) > K_{ISCC}; \\ \Delta c(t) &= 0, \text{ если } K_I(D, t) < K_{ISCC}; \\ c(t) &= c(t - \Delta t) + \Delta c(t). \end{aligned} \quad (5)$$

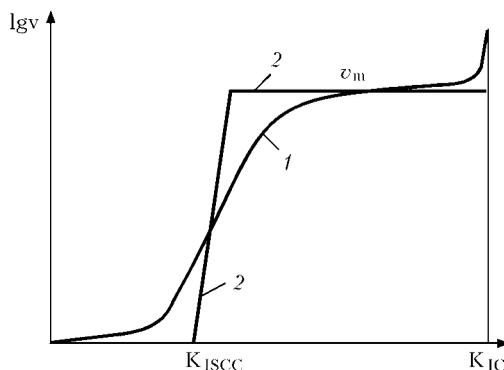


Рис. 7. Схема диаграммы статической коррозионной трещиностойкости конструкционного материала: 1 — диаграмма $\lg v - K_I$ по экспериментальным данным; 2 — идеализированная диаграмма

Зависимости (5) используются для отрезка времени $0 \leq t \leq t_k$, где t_k — ресурс безопасной эксплуатации, определяемый условием отсутствия течи, т. е. $a(t_k) \leq 70 \text{ мм} = 0,95\delta$. Величина Δt равна 0,01 года.

Условие спонтанного роста (нарушение равновесия) такой трещины можно определить на основе широко используемого в атомной энергетике подхода R6 [4]. Согласно этому подходу равновесие трещины не нарушается, если соблюдается условие

$$K_r \leq f_1(L_r), \quad (6)$$

где $K_r = K_I / K_C$ — отношение интенсивности напряжений K_I в вершине трещины к критическому значению этой величины K_C ; $L_r = \sigma_{ref} / \sigma_T$ — отношение критического значения напряжения σ_{ref} , соответствующее наступлению пластической неустойчивости для рассматриваемого дефекта, к пределу текучести материала σ_T . Вид функции $f_1(L_r)$ определяется экспериментально. На рис. 8 приведены такие данные [4] для различных конструкционных сталей, в том числе и для корпусной стали (кривая B).

Критерий спонтанного хрупко-вязкого разрушения принимаем по [4] в виде

$$\begin{aligned} K_r n &= [11 \quad 0,14(L_r n)^2][0,3 + 0,7 \exp(-0,65L_r n^6)], \\ \text{при } L_r &< L_r^{\max} = \frac{\sigma_T + \sigma_B}{2\sigma_T}; \\ K_r &= 0 \text{ при } L_r > L_r^{\max}, \end{aligned} \quad (7)$$

где n — искомое значение коэффициента безопасности, определяющего отношение предельных нагрузок к действующим, для указанного разрушения; σ_B — временное сопротивление материала.

Из результатов, изложенных выше относительно морфологии роста коррозионной трещины в стали 10ГН2МФА в среде 3 % NaCl хорошо видна локальность процесса роста по механизму водородного охрупчивания, т. е. большая длина несплошностей на рис. 1 обусловлена многоочаговым про-

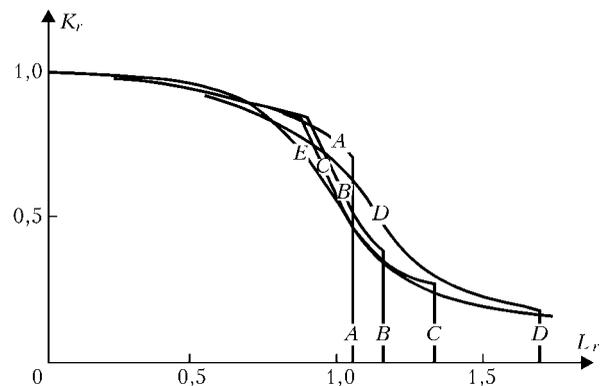


Рис. 8. Диаграммы предельного состояния $K_r \leq f_1(L_r)$ для конструкционных сталей разного типа [4]: A — высокопрочная сталь EN408; B — сталь для сосудов давления A533B; C — малоуглеродистая сталь с марганцем; D — аустенитная сталь; E — расчетная кривая по формуле (7)

Таблица 2. Результаты расчета для ПГ-1 ($a = 25$ мм, $2c = 120$ мм, $K_{ISCC} = 10$ МПа·м^{0,5}, суммарные напряжения в рамках 3D по кривой $\phi = 0,78$ рад на рис. 9, б)

Время, год	Размеры дефекта		Коэффициент интенсивности, МПа·м ^{1/2}		σ_{ref} , МПа	Коэффициент безопасности, n
	a , мм	$2c$, мм	K_G	K_D		
0	25	120,0	2,29	25,84	59,73	5,12
0,05	25	124,4	2,56	25,69	59,74	5,14
0,10	25	128,8	2,81	25,54	59,75	5,16
0,15	25	133,2	3,05	25,39	59,76	5,18
0,20	25	137,6	3,27	25,23	59,77	5,20
0,25	25	142,0	3,49	25,08	59,79	5,22
0,30	25	146,4	3,69	24,93	59,80	5,24
0,35	25	150,8	3,88	24,77	59,81	5,26
0,40	25	155,2	4,07	24,62	59,82	5,28
0,45	25	159,6	4,24	24,47	59,83	5,30
0,50	25	164,0	4,41	24,32	59,85	5,32
0,55	25	168,4	4,56	24,17	59,86	5,34
0,60	25	172,8	4,71	24,02	59,87	5,36
0,65	25	177,2	4,86	23,88	59,88	5,38
0,70	25	181,6	5,00	23,73	59,89	5,40
0,75	25	186,0	5,13	23,59	59,91	5,42
0,80	25	190,4	5,25	23,45	59,92	5,44
0,85	25	194,8	5,38	23,31	59,93	5,46
0,90	25	199,2	5,49	23,18	59,94	5,47
0,95	25	203,6	5,60	23,04	59,95	5,49
1,00	25	208,0	5,71	22,91	59,97	5,51

цессом их зарождения, когда источником является язвенная коррозия, слабо зависящая от напряженного состояния, поэтому максимальная глубина отражателя на рис. 1 для ПГ-1 находится вне зоны максимальных напряжений по данным на рис. 5, б, т. е. в зоне, где локальные несовершенства макро и микроструктуры способствуют, в первую очередь, зарождению и развитию язвенной коррозии. В итоге эта зона получает определенные преимущества, что сказывается на локальном развитии глубины отражателя как по величине, так и по месту положения максимальной глубины. Используя сказанное, можно в определенной степени комментировать приведенные на картограммах (рис. 1, б-г) результаты следующим образом.

Язвенная коррозия в первую очередь преобразовалась в трещину в зоне $\phi \approx 0,78$ рад, точки 20–21, где глубина отражателя $a_0 = 25$ мм, длина $c_0 \approx 80$ –120 мм и уровень суммарных напряжений ~ 160 МПа (по рис. 5, б). Затем возможно язвенная коррозия переходит в коррозионные трещины глубиной $a_0 = 10$ мм и длиной $c_0 \approx 50$ –70 мм в зоне точек 16–17 и 3–4, что соответствует $\phi \approx 1,2$ рад и $\phi = 2,35$ рад. Уровень суммарных напряжений по рис. 5, б при $\phi = 2,35$ рад соответствует ~ 150 МПа, при $\phi \approx 1,2$ рад суммарные напряжения ближе к максимальному

уровню 270 МПа. В остальной части рассматриваемого отражателя на рис. 1, а, где в зоне $\phi = 1,57$ рад суммарные напряжения достигают величины 270 МПа, а при $\phi = 3,14$ рад — всего только 70 МПа, процесс преобразования язвенной коррозии в коррозионную трещину по механизму водородного охрупчивания фактически еще не закончился.

В табл. 2 и на рис. 9 представлены результаты расчета кинетики роста коррозионной трещины $a_0 = 25$ мм, $2c_0 = 120$ мм, суммарные напряжения соответствуют кривой $\phi = 0,78$ рад на рис. 5, б. Постулируемая трещина не растет по глубине, т. е. а не меняется, возрастает только длина $2c$, через один год $2c_0 \approx 208$ мм и коэффициент безопасности $n = 5,5$ против спонтанного роста трещины остается достаточно высоким.

Для двух других постулируемых трещин с близкими размерами $a_0 = 10$ мм, $2c_0 = 70$ мм результаты расчета при максимальных напряжениях по всей длине постулируемой трещины по кривой $\phi = 1,57$ рад на рис. 5, б и при $K_{ISCC} = 10$ МПа·м^{1/2} приведены в табл. 3 и на рис. 10. За 1 год прогнозируется рост трещины в глубину до $a = 30$ мм и в длину до $2c_0 = 158$ мм, коэффициент безопасности против спонтанного роста трещин достаточно высо-

Таблица 3. Результаты расчета для ПГ-1 ($a = 10$ мм, $2c = 70$ мм, $K_{ISCC} = 10$ МПа·м^{0,5}, суммарные напряжения в рамках 3D по кривой $\phi = 1,57$ рад на рис. 9, б)

Время, год	Размеры дефекта		Коэффициент интенсивности, МПа·м ^{1/2}		σ_{ref} , МПа	Коэффициент безопасности, n
	a , мм	$2c$, мм	K_G	K_D		
0	10,0	70,0	8,30	22,84	131,11	3,39
0,05	10,0	74,4	8,54	22,38	131,13	3,41
0,10	10,0	78,8	8,76	21,95	131,15	3,42
0,15	10,0	83,2	8,96	21,54	131,16	3,44
0,20	10,0	87,6	9,14	21,14	131,18	3,46
0,25	10,0	92,0	9,30	20,76	131,20	3,47
0,30	10,0	96,4	9,44	20,40	131,21	3,49
0,35	10,0	100,8	9,58	20,06	131,23	3,50
0,40	10,0	105,2	9,70	19,73	131,24	3,51
0,45	10,0	109,6	9,82	19,42	131,26	3,53
0,50	10,0	114,0	9,92	19,12	131,28	3,54
0,55	10,0	118,4	10,02	18,83	131,29	3,55
0,60	12,2	122,8	11,43	22,57	131,42	3,39
0,65	14,4	127,2	12,81	26,21	131,55	3,26
0,70	16,6	131,6	14,17	29,76	131,68	3,13
0,75	18,8	136,0	15,51	33,23	131,83	3,02
0,80	21,0	140,4	16,85	36,65	131,99	2,91
0,85	23,2	144,8	18,18	40,04	132,15	2,80
0,90	25,4	149,2	19,50	43,39	132,33	2,70
0,95	27,6	153,6	20,82	46,73	132,51	2,60
1,00	29,8	158,0	22,14	50,08	132,71	2,50

кий $n = 2,5$. Учитывая, что указанные постулируемые трещины расположены в зонах сварного соединения $\phi \approx 1,2$ рад и $\phi = 2,35$ рад соответственно, где уровень суммарных напряжений заметно ниже максимальных напряжений по кривой $\phi = 1,57$ рад на рис. 5, б, то результаты прогноза, приведенные в табл. 3, являются достаточно консервативными.

Проведенный комментарий отражателей на рис. 1 показывает, что в зависимости от «агрессивности среды» в карманах и состояния поверхности в зоне металла сварного шва № 111-2, контактирующей с «агрессивной средой», процесс перерас-

тания язвенной коррозии в коррозионную трещину, контролируемый анодным растворением металла (в данном случае металла сварного шва) протекает достаточно хаотично вдоль сварного соединения. При уточненных суммарных напряжениях (рис. 5, б), полученных численно в рамках 3D, расчет кинетики роста постулируемых трещин с размерами, определенными по картограммам отражателей с учетом особенностей их многоочагового локального расположения, показал, что за период один год размеры постулируемых трещин не достигнут критических размеров, а коэффициенты запаса с позиций риска

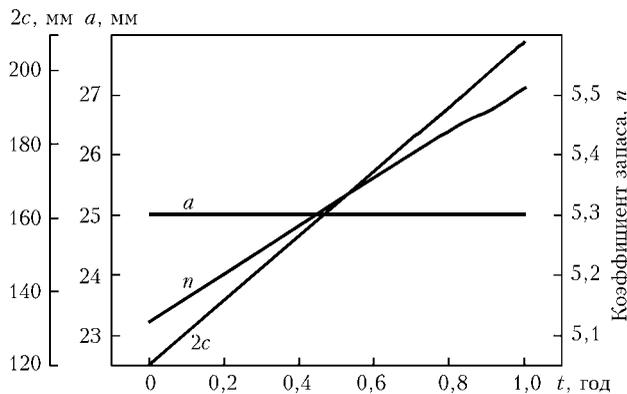


Рис. 9. Кинетика роста размеров и коэффициента запаса против спонтанного роста трещинообразного дефекта (см. табл. 2)

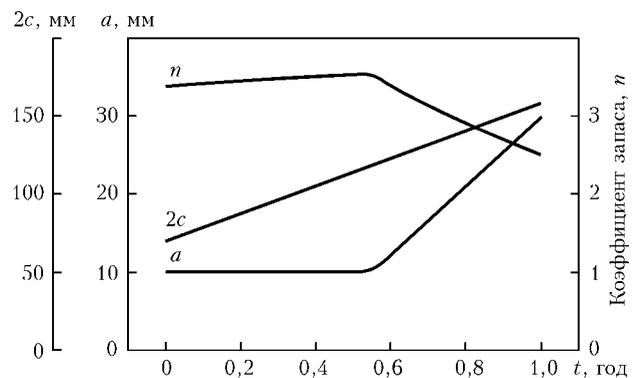


Рис. 10. Кинетика роста размеров и коэффициента запаса против спонтанного роста трещинообразного дефекта (см. табл. 3)

их спонтанного развития сохраняются на достаточно высоком уровне.

Малая глубина отражателей ($a_0 \approx 5$ мм) определяет достаточно низкий уровень K_I на контуре отражателя, т. е. вполне реально, если $K_{ISCC} \geq K_I$, то анодное растворение является основным механизмом коррозионного роста отражателя. Как показал расчет при глубине отражателя $a_0 \leq 8$ мм нет условий для его роста как коррозионной трещины по механизму водородного охрупчивания.

Выводы

1. Результаты ультразвукового контроля сварных соединений № 111/2 парогенераторов ЗПГ1–ЗПГ4 энергоблока № 3 РАЭС, проведенного в период ППР-2012 по методике МЦУ-11–98п с изм. № 1 показали, что характеристики выявленных отражателей (размеры несплошностей) по сравнению с результатами контроля в ППР-2009 и ППР-2010 развития не имеют. В то же время, по результатам расчетов размеры отражателей, которые консервативно рассматривались как коррозионные трещины, за этот период эксплуатации должны были заметно увеличиться. Таким образом, применение расчетной методики, разработанной на основе экспериментальных данных, полученных на ЮУАЭС и др. при условиях эксплуатации, когда состояние коррозионной среды в «карманах» ПГ и размеры отражателя (глубины были достаточно большие, по крайней мере, значительно больше 5 мм) обеспечивали развитие коррозионного процесса на стадии водородного охрупчивания, дает применительно к обнаруженным отражателям в сварном соединении № 111-2 на ЗПГ-1–ЗПГ-4 РАЭС чрезмерно консервативные результаты.

2. Возможно, что отражатели большой длины, но малой глубины, являются несплошностями утонения канавочного типа, а не коррозионными трещинами. Скорость роста дефектов утонения канавочного типа обусловлена в основном механизмом анодного растворения и значительно ниже (обычно не превышает 1÷2 мм/год), чем скорость роста трещиноподобных коррозионных дефектов.

3. В настоящее время нет достаточных оснований в том, что при дальнейшей эксплуатации не возникнет неблагоприятное сочетание факторов, при котором коррозионный процесс роста обнаруженных несплошностей будет происходить по механизму водородной охрупчиваемости материала. Поэтому применение достаточно консервативной разработанной методики расчета прочности узла сварного соединения № 111 с коррозионными трещинами является вполне обоснованным.

4. Таким образом, опыт эксплуатации сварных соединений приварки «холодных» коллекторов к патрубкам Ду1200 парогенераторов ЗПГ1–ЗПГ4 блока № 3 ОП «Ривненская АЭС» с выявленными в 2009, 2010, 2012 гг. отражателями и результаты расчета, выполненного с учетом особенностей многоочагового зарождения и развития коррозионных трещин, указывают на наличие достаточно высоких коэффициентов запаса с позиций риска спонтанного развития постулируемых трещин.

1. *Fitness-for-service*. American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First editions. — 2000. — 625 p.
2. ПНАЭ Г-7-002–86. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, — 1989. — 525 с.
3. МР-125-01–90. Методические рекомендации. Расчет коэффициентов интенсивности напряжений и коэффициентов ослабления сечений для дефектов в сварных соединениях. — Киев, 1990. — 55 с.
4. Milne L., Ainsworth R.A., Dowling A.R., Stewart A.T. Assessment of the integrity of structure containing defects // CEGV R6, Rev. 3, May 1986.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВНУТРИКОРПУСНЫХ УСТРОЙСТВ НА ПРИМЕРЕ ВЫГОРОДКИ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

О.В. Махненко, И.В. Мирзов

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

Для ядерных реакторов ВВЭР-1000 радиационное облучение внутрикорпусных устройств, выполненных из аустенитной стали 08X18H10T, приводит к заметному увеличению объема металла - радиационному распуханию. Для оценки напряженно-деформированного состояния выгородки реактора с учетом радиационного распухания была создана двухмерная конечно-элементная модель. Выполнены расчеты в процессе эксплуатации реактора на срок до 60 лет.

Источником энергии в ядерном реакторе служат радиоактивные тепловыделяющие элементы стержневой формы (ТВЭЛ). Они группируются в тепловыделяющие сборки (ТВС), образующие активную зону (АЗ), которую окружает стальная обечайка цилиндрической формы – выгородка. Выгородку изготавливают из аустенитной стали методомковки. В свою очередь ТВС и выгородка размещены в шахте реактора и крепятся к ее граненому поясу. Основное назначение выгородки – группирование ТВС в активную зону, уменьшение интенсивности нейтронного потока на корпус реактора, обеспечение геометрических размеров активной зоны, обеспечение циркуляции теплоносителя по проектному тракту [1].

Высота выгородки реактора ВВЭР-1000 – 4070 мм. Она состоит из пяти колец одинаковой высоты, скрепленных между собой шпильками. Внутренняя поверхность колец граненая. Радиус выгородки в месте соединения колец 1742,5 мм. Выгородка циклически симметрична относительно сек-

тора в 60°, что сильно упрощает процесс моделирования [2].

Сечение выгородки перпендикулярно оси показано на рис. 3. Диаметр малых каналов 70 мм, диаметр большого канала 130 мм.

Выгородка и стенка шахты ядерного реактора подвержены высоким дозам радиационного облучения. Радиационное облучение материалов внутрикорпусных устройств ядерных реакторов вызывает возникновение целого комплекса дефектов, приводящих к деградации физико-механических свойств. В хромоникелевых сталях в рассматриваемых условиях нагрева 400–550 °С происходят микроструктурные превращения с переходом из аустенитного в ферритное состояние с образованием карбидов хрома, титана, молибдена и других примесных металлов. Тем не менее основная фаза – аустенит – сохраняет ~90 % общего объема. Так при высокотемпературном облучении интенсивными нейтронными потоками в аустенитных сталях и сплавах на основе Ni, Ti, Mo, Вe зарождаются и растут вакансионные поры, что приводит к заметному увеличе-



Рис. 1. Конструкция реактора: 1 – корпус реактора; 2 – шахта; 3 – выгородка

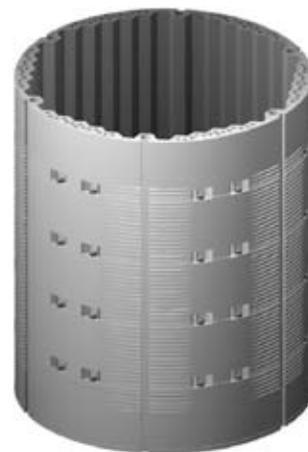


Рис. 2. Общий вид выгородки

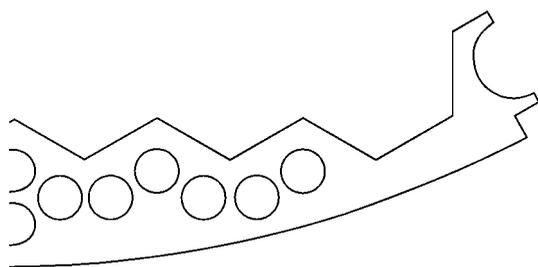


Рис. 3. Сечение выгородки, сектор 30°

нию объема металла — радиационному распуханию. Процесс распухания в значительной степени зависит от радиационной дозы, температуры облучения и связанных с распуханием материала напряжений и пластических деформаций [3–5].

Материал выгородки — аустенитная сталь 08X18H10T. Ее химический состав и физико-механические свойства приведены в табл. 1 и ниже. Эти данные соответствуют начальному (необлученному) состоянию:

Химический состав стали 08X18H10T, мас. % [6]

Si	Cu	Mn	Ni	Ti	P	Cr	S
0,8	0,3	2,0	10,0	0,4–0,7	0,035	18,0	0,02

Для оценки радиационного распухания выгородки была создана двухмерная конечно-элементная модель (рис. 4). Специально для моделирования поведения выгородки было выбрано ее сечение, где величина повреждающей дозы и энерговыделения максимальные. Используются условие циклической симметрии для сектора выгородки в 60° и симметрия относительно прямой, делящей этот сектор на два равных сектора в 30°. Каждая из соответствующих механических задач была решена в условиях обобщенной плоской деформации. Модель создана из линейных, 4- или 3-узловых элементов в виде четырех- или треугольников, и содержит 10486 узлов и 9748 элементов.

Температура выгородки в процессе расчета распухания постоянна и определена предварительным нестационарным термодинамическим расчетом (выход реактора на режим максимальной мощности). В качестве граничных условий заданы температуры теплоносителя в каналах и на свободных поверх-

Таблица 1. Физико-механические свойства стали 08X18H10T [6]

T, °C	E, ГПа	α_t , $10^{-6} \cdot K^{-1}$	ν , [1]	λ , $\frac{W}{m \cdot K}$	c_p , Дж·кг ⁻¹ ·K ⁻¹	ρ , кг/м ³
20	205		0,3	16,6	478	7900
100	200	16,6	0,3	17,2	495	7862
200	190	17,0	0,3	18,0	516	7821
300	180	17,4	0,3	18,7	537	7778
400	170	17,8	0,3	19,4	558	7732
500	165	18,2	0,3	20,1	579	7684
600	160	18,5	0,3	20,8	600	7634



Рис. 4. Конечно-элементная модель выгородки, сектор 30°

ностях выгородки (рис. 5, табл. 2), а также соответствующие коэффициенты теплопередачи. Учтены объемные тепловыделения в материале выгородки (рис. 6).

Расчет тепловых потоков производится по формуле:

$$q = -h(\theta_m - \theta_{out}), \quad [q] = \frac{Вт}{м^2}, \quad [h] = \frac{Вт}{м^2 \cdot К}. \quad (1)$$

В этом же расчете найдены величины напряжений и деформаций в выгородке, возникающих при выходе реактора на режим работы в полную мощность. Это напряженно-деформированное состояние заложено в расчет распухания в качестве начальных условий.

Результат расчета температурной задачи в виде поля температур приведен на рис. 7. Картина и абсолютные значения температуры полностью соответствуют результатам в [1].

Для механической задачи в качестве нагрузки заданы объемные деформации (в виде трех одинаковых одномерных деформаций). Вычисление величины прироста распухания материала происходит на каждом временном шаге. Тогда же пересчитываются значения повреждающей дозы (рис. 8), предела текучести, средние напряжения и величина пластических деформаций в каждом конечном элементе. Размер шага по времени составляет 1 год, что обеспечивает достаточную точность в расчете распухания выгородки на случай 25, 40 и 60 лет эксплуатации реактора.

Зависимость величины распухания Si рассматриваемого материала в определенный момент времени можно представить в виде [3–5]:

Таблица 2. Температура теплоносителя и значения коэффициентов теплопередачи для различных поверхностей выгородки [1]

Поверхность	Температура на поверхности, °C	Коэффициент теплопередачи
1, 6, 8	291,7	2308
2, 3, 4, 5, 7	292,1	1331
9	291,7	1115
10	291,7	15900
11	320	39017

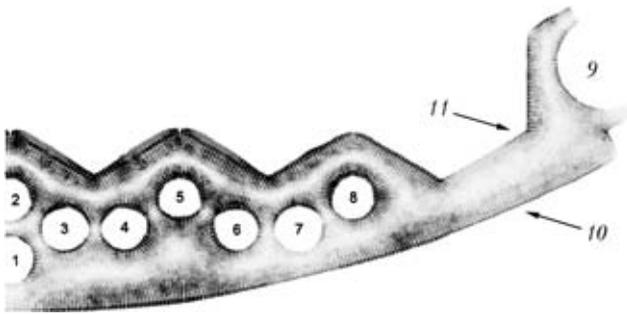


Рис. 5. Тепловые потоки в выгородке (числами обозначены номера каналов и свободные поверхности)

$$S_i = C_D D_i^n f_0(T) f_1(\sigma_m) f_3(\kappa), \quad S_i > 0,$$

где

$$f_0(T) + \exp(-r(T - T_{\max})^2);$$

$$f_1(\sigma_m) + 1 + P\sigma_m, \quad f_3(\kappa) = \exp(-\eta\kappa), \quad C_D = 1,015 \cdot 10^4,$$

$$n = 1,88, \quad r = 1,1 \cdot 10^{-4}, \quad T_{\max} = 470 \text{ }^\circ\text{C}, \quad (2)$$

$$P = 4 \cdot 10^{-3} \text{ МПа}^{-1}, \quad \eta = 8,75;$$

$$\sigma_m = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) - \text{среднее напряженint}, \quad \kappa = \int_0^D d\varepsilon_i^p,$$

где $d\varepsilon_i^p$ — интенсивность приращений; $d\varepsilon_i^p = \frac{\sqrt{3}}{2} \times \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p}$, $i, j = 1, 2, 3$.

Суммарное распухание по всем N временным шагам ищется как сумма приращений распухания на каждом шаге:

$$S_\Sigma = \sum_{i=1}^N dS_i, \quad dS_i > 0.$$

Эта модель учитывает историю накопления объемных деформаций вследствие радиационного облучения.

Предел текучести материала выгородки и шахты под действием температуры и радиационного облучения изменяется в соответствии с зависимостью [3]:

$$\sigma_{0,2} = 153 + 239 \exp(-2,22 \cdot 10^{-3}(T + 273)) +$$

$$+ 365 \left(\frac{T}{T_{\text{обл}}} \right)^{-2,2} \left[1 - \exp\left(-0,47 \frac{D}{D_0}\right) \right]^{0,5}, \quad (3)$$

$$T_{\text{обл}} = 450 \text{ }^\circ\text{C}, \quad D_0 = 4,55 \text{ с.н.а.}$$

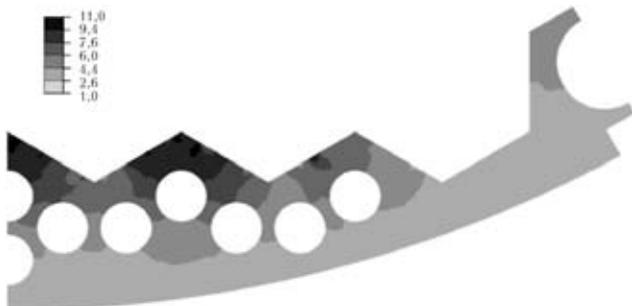


Рис. 6. Объемные тепловыделения в выгородке при работе реактора на полной мощности, Вт/см³ [1]



Рис. 7. Распределение температуры в выгородке реактора при работе на максимальной мощности

Так, при выходе реактора на режим, когда накопленная доза облучения еще пренебрежимо мала, предел текучести материала падает (рис. 9). Вместе с тем повышается напряженное состояние, что приводит к зарождению пластической области в выгородке (рис. 11). На этом этапе величину предела текучести полностью определяют первых два слагаемых из зависимости (3).

С ростом накопленной дозы облучения растет и влияние третьего слагаемого из зависимости (3) на величину предела текучести. Так, за первый год эксплуатации реактора предел текучести материала выгородки вырос от 220 МПа в области максимума температуры до 480 МПа в области максимума накопленной повреждающей дозы (рис. 10).

Общая картина объемных деформаций распухания в выгородке в течении всего срока эксплуатации реактора сохраняется приблизительно одинаковой (рис. 12), но растет абсолютная величина распухания. После 25 лет эксплуатации реактора максимальное значение деформаций распухания составляет 1,3 %, после 40 лет — 1,8 %, после 60 лет — 3,7 %.

Из-за неравномерности прогрева и распухания радиальные деформации в выгородке не одинаковы. Прирост радиуса максимален в области большого радиуса, а минимален в области канала № 1 (рис. 13). Их различие заметно уже при выходе реактора на режим полной мощности, даже когда величина распухания пренебрежимо мала. Прирост радиуса внешней поверхности выгородки при выходе реактора на режим всюду положителен, но при накоплении распухания внешняя поверхность выгородки в районе канала № 1 перемещается



Рис. 8. Повреждающая доза облучения, с.н.а., 22-й топливный цикл [7]

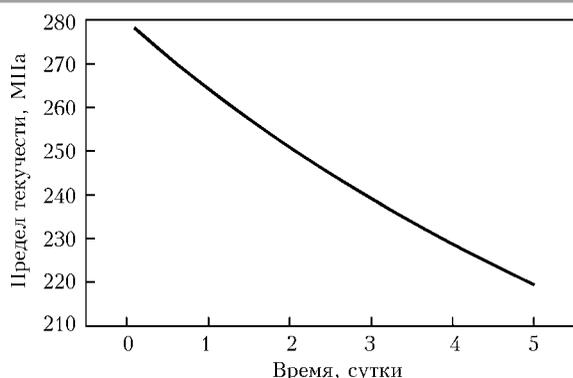


Рис. 9. График падения предела текучести при нагреве выгородки

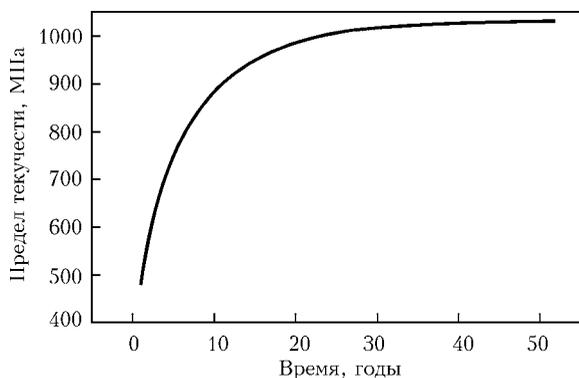


Рис. 10. График роста предела текучести при облучении выгородки

Таблица 3. Радиальные перемещения внешней поверхности выгородки в процессе эксплуатации реактора

	Нагрев, мм	25 лет, мм	40 лет, мм	60 лет, мм
max	11,2	12,9	14,1	16,1
min	9,4	8,8	7,9	7,1

внутри, в то время как радиус в районе большого канала продолжает расти (табл. 3).

Полученные результаты по распуханию и радиальным деформациям выгородки говорят о предотвращении контакта выгородки со стенкой шахты в течении эксплуатации реактора, минимальный зазор между которыми составляет 2,5 мм. Такой контакт может сильно повлиять на напряженно-деформированное состояние шахты и поэтому требует более детального изучения и создания трехмерной модели выгородки и шахты с учетом распределения дозы облучения и подогревов по высоте конструкции.

1. Отчет «Дополнительные работы по оценке технического состояния элементов реактора энергоблока № 1 ОП «Южно-Украинской АЭС» (этап № 6) «Оценка радиационного распухания выгородки», 2011 г., ИЯИ Ржеж.
2. Ядерный реактор ВВЭР-1000 / Учебное пособие УТЦ ЗАЭС. Раздел 6: Внутрикрупные устройства. — С. 51–80.
3. Курсевич И.П., Марголин Б.З., Прокошев О.Ю., Кононов В.И. Механические свойства аустенитных сталей при нейтронном облучении, влияние различных факторов // Вопросы материаловедения. — 2006. — № 4 (48). — С. 55–68.
4. Курсевич И.П., Марголин Б.З., Прокошев О.Ю., Кононов В.И. Часть II. Физические и механические закономерности охрупчивания // Там же. — С. 99–111.

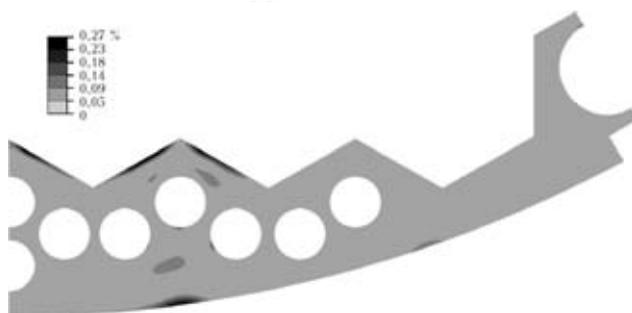


Рис. 11. Интенсивность пластических деформаций в выгородке после выхода реактора на режим

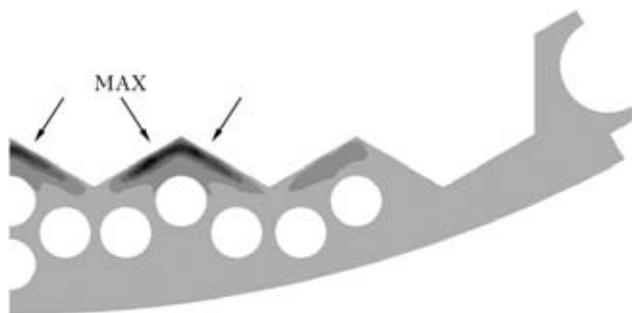


Рис. 12. Общая картина объемных деформаций распухания в выгородке в течении всего срока эксплуатации реактора

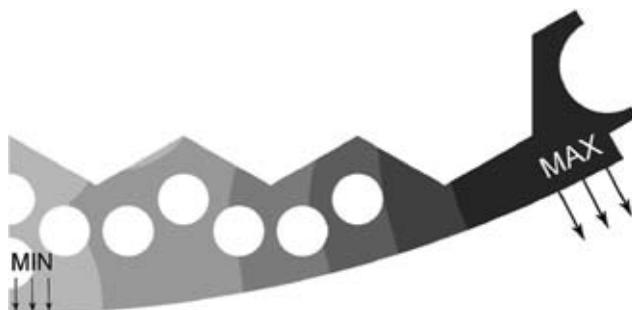


Рис. 13. Области максимального и минимального прироста радиуса в выгородке в процессе эксплуатации

5. Радиационное распухание аустенитных сталей. Влияние различных факторов, обработка экспериментальных данных и формулировки определяющих уравнений / Н.К. Васина, Б.З. Марголин, и др. // Вопросы материаловедения. — 2006. — № 4. — С. 69–89.
6. Гойна А. Определение текущих значений механических свойств элементов внутрикорпусных устройств // Отчет ИЯИ Ржеж по контракту № 02–2007 от 01.02.2008 (этап 5.2.1 часть 2), 2011. DITI 2302/6.
7. Анализ условий эксплуатации реактора и связанных с ним систем / В. Пиштора и др. // Отчет ИЯИ Ржеж по контракту № 02–2007 от 01.02.2008 (этап № 3.1.3), DITI 301/494, 2010.
8. Результаты выполнения визуального и измерительного контроля состояния металла внутрикорпусных устройств реактора ВВЭР-1000 энергоблока № 1 ОП «Южно-Украинская АЭС» с применением телевизионных устройств / Л. Горачек и др. // Отчет ИЯИ Ржеж по контракту № 02–2007 от 01.02.2008 (этап 5.2.1 часть 1), 2011. DITI 2308/28.
9. Микроструктурные механизмы низкотемпературного радиационного распухания и охрупчивания материалов внутрикорпусных устройств реакторов ВВЭР-1000 / О.В. Бородин, В.В. Брык, Б.Н. Воеводин та ін. // 36. наук. статей за результатами, отриманими в 2004–2006 рр. в рамках цільової комплексної програми НАН України «Проблеми ресурсу і безпеки експлуатації конструкцій, споруд і машин». — С. 161–166.
10. Margolin B., Kursevitch I., Fedorova V. Influence of neutron irradiation and environment on materials properties of internals of VVER reactors // Technical Meeting on Irradiation Pressure Embrittlement and Life Time Management of Reactor Pressure Vessels in Nuclear Power Plants, 18–22 Oct., 2010, Znojmo, Czech Republic.

АНАЛИЗ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СВАРНЫХ СТРИНГЕРНЫХ ПАНЕЛЕЙ ИЗ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ-20 НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

О.В. Махненко, А.Ф. Мужиченко, И.И. Прудкий

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

Проведено математическое моделирование в общей трехмерной постановке напряжений и деформаций при автоматической дуговой сварке неплавящимся электродом прорезным швом малых образцов (400X100X2,5 мм) и полноразмерных стрингерных панелей (1100x550x2,5мм) из сплава ВТ-20. Исследовалось влияние предварительного упругого растяжения листа и ребер жесткости на остаточное напряженно-деформированное состояние панелей.

В современной авиационной и аэрокосмической промышленности широко используется сварка стрингерных панелей из легких сплавов. В Институте электросварки им. Е.О. Патона были проведены работы по разработке эффективной технологии изготовления стрингерных панелей из титанового сплава ВТ-20 с обеспечением высокой точности и прочности при циклических нагрузках.

С целью проведения расчетного исследования влияния различных технологических факторов на уровень остаточных напряжений и деформаций сварных стрингерных панелей из сплава ВТ-20 разработана математическая модель сварки в общей трехмерной постановке с помощью метода конечных элементов и методов теории термопластичности для определения напряженно-деформированного состояния тонколистовых стрингерных панелей при сварке протяженных прорезных швов тавровых соединений.

В первую очередь была разработана математическая модель сварки малых образцов (рис. 1 и

рис. 2) для определения напряженно-деформированного состояния тонколистовых панелей при различных вариантах технологии автоматической сварки.

Справочные данные [1-3] по теплофизическим и механическим свойствам сплава ВТ-20 приведены в табл. 1.

В основе разработанной расчетной модели положено численное решение соответствующих задач термопластичности путем последовательного прослеживания развития по времени для каждого сварного шва образца панели температурных полей и связанной с ними кинетики упруго-пластических деформаций в зоне сварных швов вплоть до остаточных (полное выравнивание температуры) [4].

Источник тепла моделируется следующим образом. Коэффициент эффективности нагрева при автоматической аргодуговой сварке неплавящимся электродом погруженной дугой $\eta_n = 0,6$.

Погонная энергия сварки

$$q_n = \eta_n \frac{Ui}{v_{св}}, \quad (1)$$

где U — напряжение, В; I — сварочный ток, А; $v_{св}$ — скорость сварки, мм/с.

Мощность нагрева W традиционно распределяется по закону Гаусса по поверхности и глубине нагреваемого металла, т. е. в произвольной точке x, y, z свариваемых элементов в зависимости от скорости сварки $v_{св}$ вдоль направления x , т. е. в декартовой системе координат при движении источника по поверхности $z = z_0 = 0$

$$W(x, y, z) = W_0 \exp \left\{ -K_x [(-v_{св}t)^2 + y^2] - K_z z^2 \right\}, \quad (2)$$

где K_x — коэффициент концентрации нагрева на поверхности, т. е. по направлениям x и y , а K_z — по толщине (рис. 3). Величины последних выбирались из условий [2] $K_x = \frac{12}{B^2}$, где B — ширина шва;

W_0 — определяется из баланса энергии

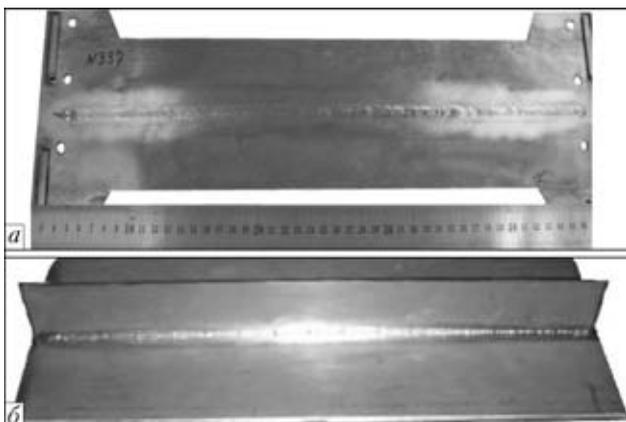


Рис. 1. Фото малого образца стрингерной панели из сплава ВТ-20 длиной 400 мм, шириной 100 мм с одним ребром жесткости и с толщиной листа и ребра 2,5 мм: а — вид со стороны прорезного шва; б — вид со стороны приваренного ребра

$$W_0 = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\delta \exp[-K_x \rho^2 - K_z z^2] \rho d\rho dz = q_n \quad (3)$$

или

$$W_0 = \frac{2q_{эф}}{\frac{\pi}{K_x} \sqrt{\frac{\pi}{K_z}}}$$

где $\rho^2 = (-tv_{св})^2 + y^2$.

Отвод тепла осуществляется механизмом кондуктивной теплопроводности, т. е. определяется дифференциальным уравнением теплопроводности в декартовой системе координат

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + W(x, y, z) = c\gamma \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

где t – время, при условиях: $y=0$ – линия сварки, соответственно выполняется условие симметрии

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (5)$$

$$\begin{cases} z=0 \\ z=\delta \end{cases} \frac{\partial T}{\partial z} = \pm \alpha(T - T_0), \quad (6)$$

где $\lambda, c\gamma$ – теплофизические свойства материала (табл. 1); T_0 – начальная равномерная температура, равная температуре окружающей среды; α_τ – коэффициент поверхностной теплоотдачи.

Зная температурное поле $T(x, y, z, t)$ в различных точках (x, y, z) свариваемых элементов панели,

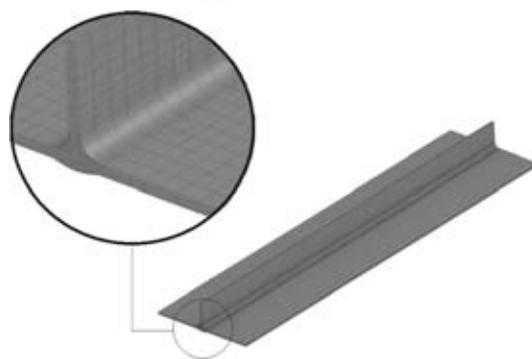


Рис. 2. Конечно-элементная модель малого образца стрингерной панели

рассчитываем поля напряжений и поля деформаций, а также вектор перемещений $U_j (j = x, y, z)$ в каждой точке (x, y, z) в момент времени t . Решение находится путем последовательного прослеживания развития упруго-пластических состояний во времени t , начиная с начального ($t = 0$), $\sigma_{ij} \equiv 0$ и $\varepsilon_{ij} \equiv 0$, а $T = T_0$.

Решение на каждом шаге прослеживания t основано на предыдущем шаге решения в момент $t - \Delta t$, Δt – шаг прослеживания по времени t . Возмущающим фактором является температурное поле $T(x, y, z, t)$. Для реализации решения используется разработанный в ИЭС им. Е.О. Патона пакет компьютерных программ «Weldpredictions». Более детальную информацию можно получить из публикации [6].

Задача термопластичности решалась с помощью теории пластического течения Прандтля–Рейсса, ассоциированной условием текучести Мизеса. На

Таблица 1. Теплофизические и механические свойства сплава ВТ20 в зависимости от температуры

$T, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт/мм}\cdot^\circ\text{C}$	$c, \text{Дж/кг}\cdot\text{град}$	$E \cdot 10^{-5}, \text{МПа}$	ν	$\alpha \cdot 10^6, 1/^\circ\text{C}$	$\sigma_\tau, \text{МПа}$
20	8,0	0,549	1,2	0,35	8	850
100	8,8	0,565	1,2	0,35	8,2	726
200	10,2	0,587	1,2	0,35	9,1	601
300	10,9	0,628	1,14	0,35	9,8	478
400	12,2	0,67	1,04	0,35	9,9	478
500	13,8	0,712	0,96	0,35	10,2	478
600	15,1	0,755	0,84	0,35	10,4	478
700	15,17	0,782	0,75	0,35	10,5	478
800	15,17	0,795	0,7	0,35	10,6	361
900	15,17	0,809	0,6	0,35	10,7	244
1000	15,02	0,808	0,5	0,35	10,7	128
1156	15,40	0,83	0,5	0,35	10,70	32
1157	15,30	0,77	0,54	0,35	9,50	32
1200	16,70	0,791	0,5	0,35	9,7	21
1400	18,30	0,827	0,5	0,35	10,99	21
1600	21,20	0,91	0,5	0,35	12,56	21
1800	23,70	0,997	0,5	0,35	12,56	21
1944	25,30	1,065	0,5	0,35	12,56	21
2000	25,30	1,23	0,5	0,35	12,56	21

* E – модуль упругости материала; ν – коэффициент Пуассона; α – коэффициент температурного расширения; λ – коэффициент теплопроводности; c – удельная теплоемкость; σ_τ – предел текучести; $T_{пл} = 1668 \pm 5 ^\circ\text{C}$.

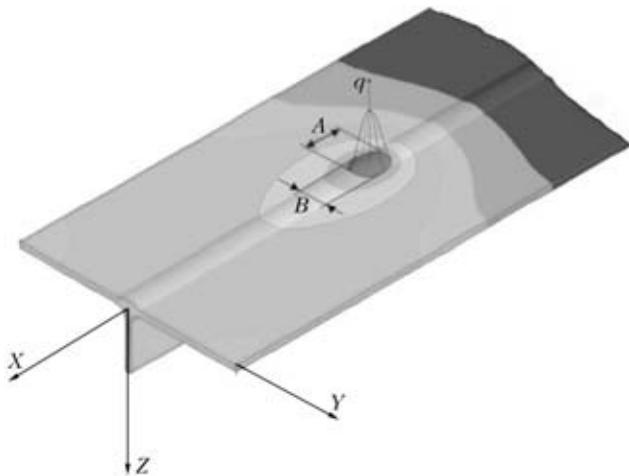


Рис. 3. Схема сварочного источника нагрева при сварке образца панели прорезным швом: A — длина сварочной ванны; B — ширина сварочной ванны; q — Гауссовское распределение тепловой мощности

каждом этапе прослеживания линеаризованная задача решалась с помощью метода конечных элементов. Физическая нелинейность реализовалась итерационным путем. При этом расчетная модель учитывала зависимость физико-механических свойств основного материала ВТ-20 от температуры (см. табл. 1).

По данным на рис. 6 видно, что величина предварительного растяжения панелей мало влияет на уровень остаточных напряжений образца шириной 100 мм. Основное влияние оказывает жесткое закрепление при сварке образцов, что приводит к существенному снижению максимальных остаточных напряжений по сравнению со сваркой в свободном состоянии.

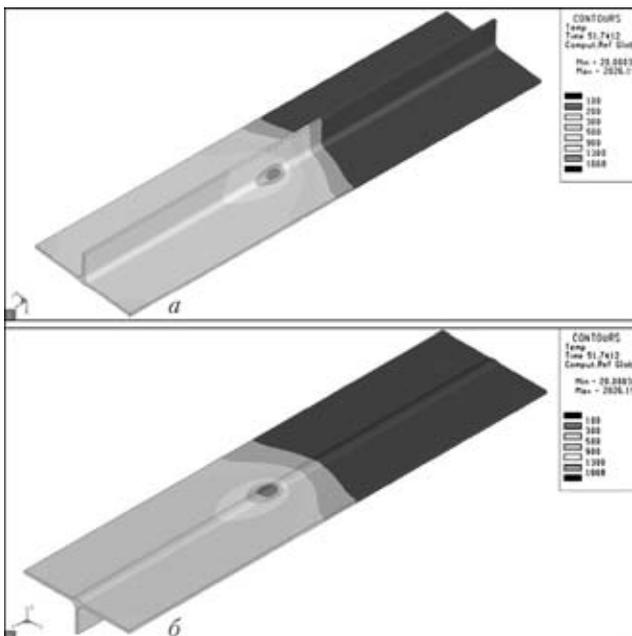


Рис. 4. Распределение температуры на поверхности малого образца панели в момент прохождения сварочного источника нагрева (автоматическая сварка неплавящимся электродом погруженной дугой $v_{св} = 13$ м/ч, $I = 250$ А, $U = 11,5$ В): a — со стороны ребра жесткости; b — со стороны прорезного шва

Анализируя расчетные данные можно сделать вывод, что ширина 100 мм образцов панелей недостаточная для определения эффективности влияния величины растяжения на остаточные напряжения.

При ширине образца панели 200 мм (см. табл. 3) заметно увеличилось влияние предварительного растяжения на величину максимальных остаточных напряжений (рис. 6), а также принципиально изменилось влияние предварительного растяжения на величину прогиба панели (рис. 7). При этом величина предварительного растяжения полотнища и ребра образца панели на уровне 250 МПа является оптимальной с точки зрения минимизации остаточных напряжений (снижение в 2 раза) и деформаций прогиба (близкие к нулевым).

Были проведены расчетные эксперименты по определению влияния величины предварительного растяжения ребра на максимальные остаточные продольные напряжения в образце панели (400×200 мм) в случае величины предварительного растяжения листа на уровне 220 МПа.

Из представленных расчетных результатов в табл. 4 на рис. 8 видно, что величина предварительного растяжения ребра существенно влияет на величину остаточного прогиба образца стрингерной панели, а также то, что минимальный прогиб обеспечивается при значении предварительного растяжения ребра близкому к величине предварительного растяжения листа ($\sigma_{xx p} = \sigma_{xx л} = 220$ МПа).

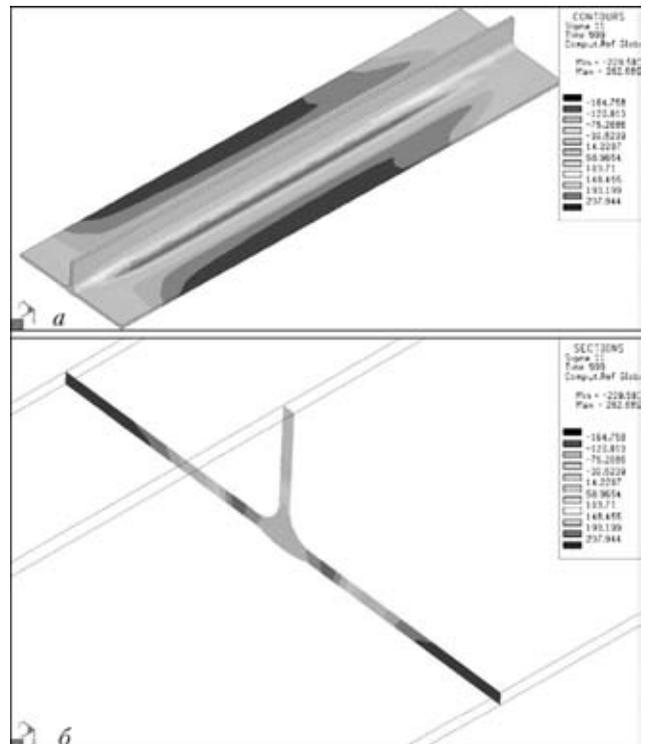


Рис. 5. Распределение остаточных продольных напряжений σ_{xx} на поверхности (a) и в поперечном сечении (b) образца панели после сварки без предварительного растяжения (автоматическая сварка неплавящимся электродом погруженной дугой: $v_{св} = 13$ м/ч, $I = 250$ А, $U = 11,5$ В), максимальные продольные растягивающие остаточные напряжения на уровне 375 МПа

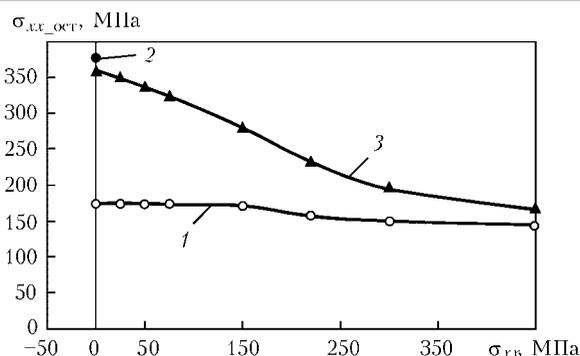


Рис. 6. Расчетные данные зависимости максимальных остаточных продольных напряжений $\sigma_{xx,ост}$ от величины предварительного растяжения σ_{xx} ; ○ – сварка с растяжением при $B = 100$ мм; ● – сварка в свободном состоянии; ▲ – сварка с растяжением при $B = 200$ мм

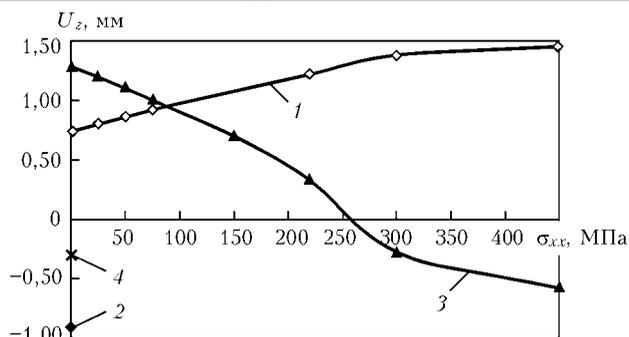


Рис. 7. Расчетные данные зависимости остаточного прогиба U_z от величины предварительного растяжения σ_{xx} образца панели шириной 100 мм и 200 мм; ○ – сварка с растяжением при $B = 100$ мм; ● – сварка в свободном состоянии $B = 100$ мм; ▲ – сварка с растяжением при $B = 200$ мм; X – сварка в свободном состоянии $B = 200$ мм

Таким образом, при реализации предварительного растяжения листа на уровне 220 МПа целесообразно обеспечивать растяжение ребра либо на таком же уровне, либо немного выше (230–240 МПа) с целью снижения деформаций прогиба.

Расчетные результаты, представленные на рис. 9 показывают, что величина максимальных остаточных продольных напряжений образца стрингерной панели (400×200 мм) мало зависит от величины предварительного растяжения ребра в случае, если величина листа составляет $\sigma_{xx,л} = 220$ МПа.

Надо отметить, что полученные расчетные данные подтверждают результаты проведенных экспериментов по сварке стрингерных панелей.

На основе разработанной математической модели малого образца стрингерной панели была создана модель для определения напряженно-деформированного состояния при сварке стрингерной панели размером 1100×550 мм с четырьмя ребрами жесткости. Разбиение модели на конечные элементы показано на рис. 10.

Расчетный алгоритм определения напряженно-деформированного состояния при сварке стрингерной панели включает три основных последовательных этапа моделирования:

- задание предварительного упругого растяжения σ за счет закрепления одной поперечной кромки и перемещения второй кромки в продольном направлении на величину $\Delta = 1100\sigma/E$ мм, закрепление поперечных кромок из плоскости листа, а также закрепление продольных кромок ребер в направлении из плоскости листа;
- моделирование сварки (прорезным швом) движущимся источником нагрева четырех продольных ребер в заданной последовательности и направлении сварки;
- освобождение сварной панели за счет снятия всех закреплений.

Первый и третий этапы моделирования выполнялись за один временной шаг и связаны с нагрузкой или разгрузкой модели стрингерной панели в упругой области.

В процессе движения источника сварочного нагрева конечные элементы в пределах зоны проплавления закрепляются между собой, таким образом имитируя сплавление ребра и полотно между собой.

Расчетное исследование напряженно-деформированного состояния стрингерных панелей проводилось при различном уровне предварительного

Таблица 2. Результаты расчета максимальных остаточных продольных напряжений и остаточных прогибов образца панели размером 400×100 мм

Лист		Ребро		$\sigma_{x,ост}$ после сварки, МПа	$\sigma_{x,ост}$ после снятия растяжения, МПа	Прогиб $U_{z,ост}$, мм
$\sigma_{xx,л}$, МПа	Δ_l , мм	$\sigma_{xx,r}$, МПа	Δ_r , мм			
0	0	0	0	375	375	-0,91
1	0,003333	1	0,003333	549	173	0,74
25	0,083333	25	0,083333	549	173	0,80
50	0,166667	50	0,166667	550	173	0,86
75	0,25	75	0,25	550	172	0,92
150	0,5	150	0,5	550	170	1,02
220	0,733333	220	0,733333	552	156	1,22
300	1	300	1	553	149	1,38
450	1,5	450	1,5	555	144	1,45

Таблица 3. Результаты расчета максимальных остаточных продольных напряжений и остаточных прогибов образца панели размером 400×200 мм в зависимости от величины общего растяжения

Лист		Ребро		$\sigma_{x \text{ o max}}$ после сварки, МПа	$\sigma_{x \text{ o max}}$ после снятия растяжения, МПа	$U_{z \text{ o'}}$, мм
σ , МПа	Δ , мм	σ , МПа	Δ , мм			
В свободном состоянии				410	–	–0,30
0	0	0	0	550	359	1,28
1	0,003333	1	0,00333	550	359	1,28
25	0,083333	25	0,08333	552	349	1,20
50	0,166667	50	0,16667	554	337	1,10
75	0,25	75	0,25	557	323	1,00
150	150	150	150	532	280	1,70
220	0,733333	220	0,73333	559	232	0,33
300	1	300	1	557	195	–0,28
450	1,5	450	1,5	555	166	–0,58

Таблица 4. Результаты расчета максимальных остаточных продольных напряжений и остаточных прогибов образца панели размером 400×200 мм в зависимости от величины растяжения ребра

Лист		Ребро		$\sigma_{x \text{ o max}}$ после сварки, МПа	$\sigma_{x \text{ o max}}$ после снятия растяжения, МПа	$U_{z \text{ o'}}$, мм
σ , МПа	Δ , мм	σ , МПа	Δ , мм			
220	0,733333	0	0	566	241	4,1
220	0,733333	75	0,25	560	238	3,1
220	0,733333	150	0,5	554	235	1
220	0,733333	220	0,733333	559	232	0,33
220	0,733333	235	0,783333	565	232	–0,22
220	0,733333	250	0,833333	570	232	–0,43
220	0,733333	300	1	555	232	–0,8
220	0,733333	450	1,5	550	232	–0,88

Таблица 5. Результаты расчета максимальных остаточных продольных напряжений и остаточных прогибов панели размером 1100×550 мм в зависимости от величины общего растяжения

Лист		Ребро		$\sigma_{x \text{ o max}}$ после сварки, МПа	$\sigma_{x \text{ o max}}$ после снятия растяжения, МПа	$U_{z \text{ o'}}$, мм
σ , МПа	Δ , мм	σ , МПа	Δ , мм			
0	0	0	0	550	316	15,1
80	0,73	80	0,73	550	313	12,5
220	2,02	220	2,02	550	223	7,6
300	2,75	300	2,75	550	195	5,2

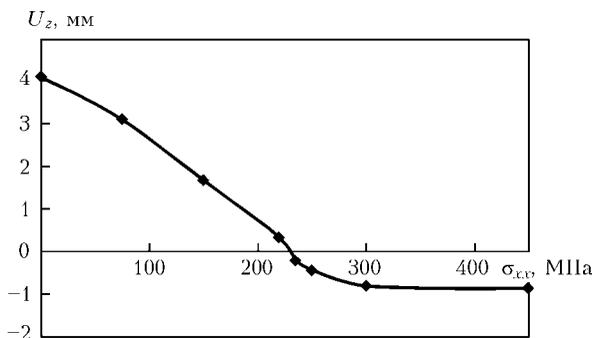


Рис. 8. Расчетные данные зависимости остаточного прогиба образца стрингерной панели (400×200мм) от величины предварительного растяжения ребра σ_{xb} , при величине растяжения листа $\sigma_{xl} = 220$ МПа

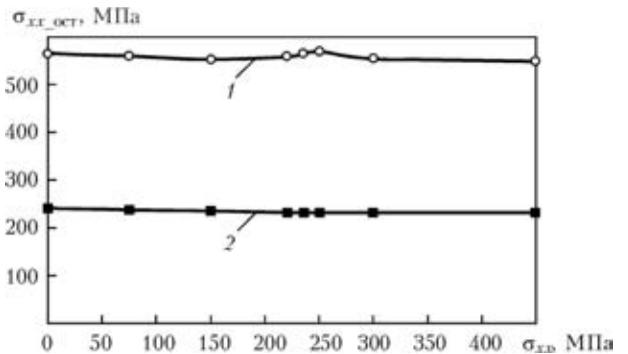


Рис. 9. Расчетные данные зависимости максимальных остаточных продольных напряжений образца стрингерной панели (400×200мм) от величины предварительного растяжения ребра σ_{xb} , при величине растяжения листа $\sigma_{xl} = 220$ МПа; ○ — после сварки; ■ — после снятия растяжения

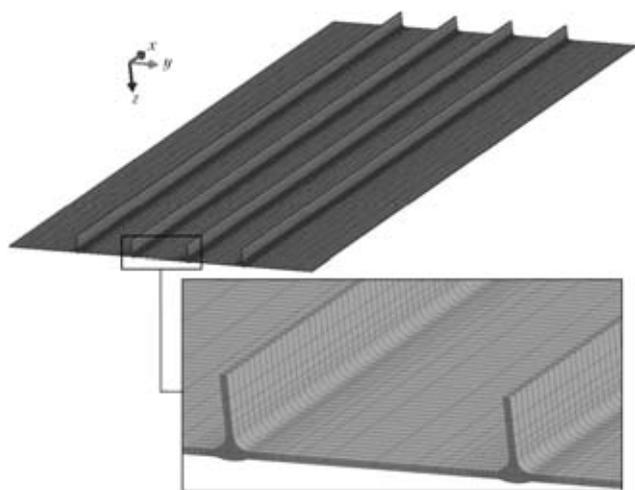


Рис. 10. Конечно-элементная модель стрингерной панели размером 1100×550 мм с четырьмя ребрами жесткости

растяжения и при заданной последовательности сварки. Последовательность сварки была задана несимметричной (рис. 11), т. е. выполнение сварных швов с одного края панели к другому и только в одном направлении, для того чтобы максимально проявился эффект неодновременности выполнения сварных швов на распределение остаточных напряжений и деформаций.

Предварительное растяжение листа и ребер задалось на одном уровне. В табл. 5 представлены результаты расчета максимальных остаточных продольных напряжений и остаточных прогибов панели размером 1100×550 мм в зависимости от величины общего растяжения.

Расчет напряженно-деформированного состояния при сварке стрингерных панелей требует достаточно длительного времени на расчет. На современном персональном компьютере с 4-ядерным процессором расчет одного варианта выполнялся в среднем за 15 сут. Поэтому в данной работе были получены результаты только для четырех вариантов сварки стрингерных панелей, что позволило показать принципиальную возможность проведения в настоящее время таких расчетов в общей трехмерной постановке для достаточно крупной сварной конструкции с большим количеством сварных швов.

На втором этапе моделирования получено распределение остаточных продольных напряжений σ_{xx} (рис. 12, а) на поверхности стрингерной панели после сварки всех сварных швов (сварка погружной дугой: $v_{св} = 13$ м/ч, $I = 250$ А, $U = 11,5$ В) в условиях закрепления с предварительным растяжением ($\sigma_x = 220$ МПа). В среднем сечении панели возникают максимальные продольные растягивающие остаточные напряжения на уровне 450–550 МПа, в зоне концевых эффектов сварки до 650 МПа. Наблюдается заметная несимметрия распределения остаточных напряжений, связанная с

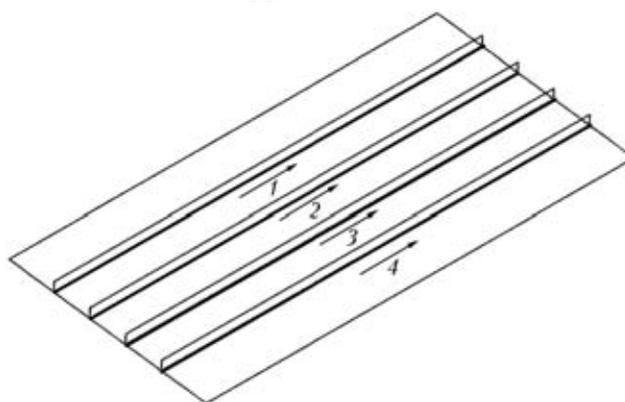


Рис. 11. Схема последовательности и направления выполнения сварных швов при моделировании сварки стрингерной панели

неодновременностью выполнения сварочных швов. Величина остаточных напряжений в среднем сечении панели в зоне последнего сварного шва приблизительно на 40 МПа выше, чем в зоне предыдущих швов.

После освобождения стрингерной панели из закреплений происходит значительное перераспределение продольных остаточных напряжений (рис. 12, б). В среднем сечении панели максимальные продольные растягивающие остаточные напряжения снижаются до уровня 220 МПа. Также на этапе моделирования освобождения стрингерной панели из закреплений возникают остаточные деформации. Для рассмотренного случая сварки с предварительным растяжением $\sigma_x = 220$ МПа максимальные остаточные деформации прогиба достигают уровня 7,6 мм (рис. 13, б), что значительно ниже величины прогиба 15,1 мм в случае сварки

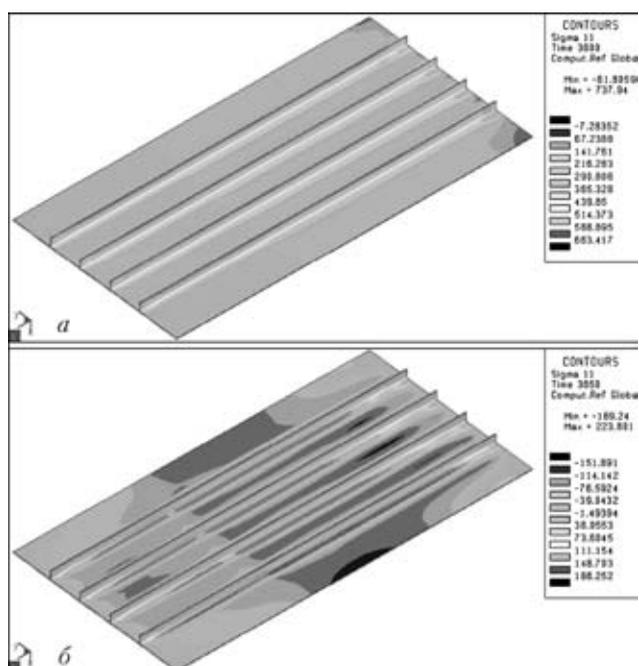


Рис. 12. Результаты расчета на этапе сварки стрингерной панели размером 1100×550 мм по распределению продольных напряжений σ_x после сварки и полного остывания всех четырех ребер (а) и после освобождения из закреплений (б) (для случая предварительного упругого растяжения $\sigma_x = 220$ МПа)

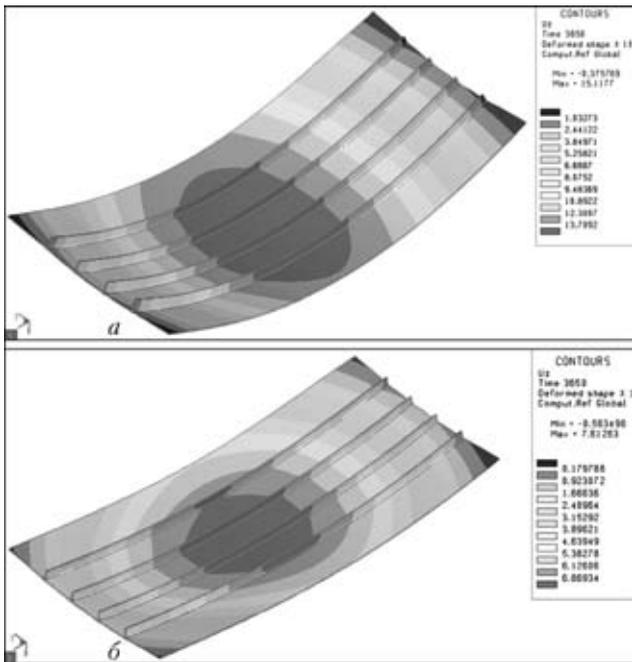


Рис. 13. Результаты расчета остаточных прогибов стрингерной панели размером 1100×550 мм: *a* — сварка в закреплении без предварительного растяжения ($U_{z \max} = 15,1$ мм); *b* — с предварительным растяжением $\sigma_x = 220$ МПа ($U_{z \max} = 7,6$ мм)

стрингерной панели в закреплении без предварительного растяжения (рис. 13, *a*). Тем не менее, величины прогибов для случаев сварки панели с предварительным растяжением $\sigma_x = 220$ МПа и $\sigma_x = 300$ МПа в результате расчета оказались выше, чем прогнозировалось по результатам расчета малых образцов панелей. Также наблюдается незначительная несимметрия распределения остаточных прогибов со смещением максимума в сторону последнего сварного шва, связанная с неодновременностью выполнения сварочных проходов. При этом какие-либо заметные деформации кручения стрингерной панели отсутствуют. Это видно по одинаковым значениям перемещений из плоскости углов панели. Таким образом, закрепление стрингерной панели во время сварки против перемещений из плоскости и торцов панели в продольном направлении является достаточно эффективным против возникновения остаточных крутильных деформаций.

Выводы

Результаты моделирования напряженно-деформированного состояния для различных вариантов сварки малых образцов стрингерных панелей размером 400×100 мм и 400×200 мм с одним ребром жесткости показали:

- ширина 100 мм образцов панелей недостаточная для определения эффективности влияния величины растяжения на остаточные напряжения;
- при ширине образца панели 200 мм заметно влияние предварительного растяжения на величину максимальных остаточных напряжений и на вели-

чину прогиба панели, при этом величина предварительного растяжения полотнища и ребра образца панели на уровне 250 МПа является оптимальной с точки зрения минимизации остаточных напряжений (снижение в 2 раза) и деформаций прогиба (близкие к нулевым);

- величина предварительного растяжения ребра существенно влияет на величину остаточного прогиба образца (400×200мм) стрингерной панели, а также то, что минимальный прогиб обеспечивается при значении предварительного растяжения ребра близкому к величине предварительного растяжения листа ($\sigma_{xx p} = \sigma_{xx л} = 220$ МПа), т. е. при реализации предварительного растяжения листа на уровне 220 МПа целесообразно обеспечивать растяжение ребра либо на таком же уровне, либо немного выше (230–240 МПа) с целью снижения деформаций прогиба. При этом величина максимальных остаточных продольных напряжений образца стрингерной панели мало зависит от величины предварительного растяжения ребра.

Полученные результаты моделирования напряженно-деформированного состояния для различных вариантов сварки стрингерных панелей размером 1100×550 мм с четырьмя ребрами жесткости показали:

- принципиальную возможность проведения в настоящее время таких расчетов в общей трехмерной постановке для достаточно крупной сварной конструкции с большим количеством сварных швов, но с учетом достаточно длительного времени на расчет;
- высокую эффективность метода предварительного упругого растяжения по снижению уровня остаточных напряжений и деформаций прогиба стрингерных панелей;
- эффективность закрепления стрингерной панели во время сварки против перемещений из плоскости и торцов панели в продольном направлении для предотвращения возникновения остаточных крутильных деформаций.

1. *Физические свойства сталей и сплавов, использованных в энергетике: Справочник* / Под ред. канд. техн. наук Б.Е. Неймарк. — М., 1967 г.
2. *ГОСТ 22178–76. Листы из титана и титановых сплавов технические условия / ГОСТ 19807–91: Титан и сплавы титановые деформируемые. Марки.*
3. *Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах.*
4. *Махненко В.И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций.* — К.: Наукова думка, 1976. — 320 с.
5. *Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке.* — М.: Машгиз, 1951. — 296 с.
6. *Numerical methods for the prediction of welding stress and distortions / V.I. Makhnenko, E.A. Velikoivanenko, V.E. Pochinok et al. // Welding and Surfacing Reviews.* — 1999. — 13, № 1. — 146 p.
7. *Лобанов Л.М., Махненко О.В., Зайферт П. Расчетное прогнозирование сварочных деформаций при изготовлении плоских секций с целью снижения объема пригоночных работ // Автомат. сварка.* — 1997. — № 1. — С. 21–24.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ РАЗРАБОТКЕ СВАРНОГО ВАРИАНТА БОКОВОЙ РАМЫ ТЕЛЕЖКИ ГРУЗОВОГО ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО ВАГОНА

О.В. Махненко, А.Д. Пустовой

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

В ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины ведутся работы по созданию цельносварной конструкции боковой рамы грузового вагона, при разработке которой широко применяется математическое моделирование напряженно-деформированного состояния конструкции при различных вариантах сочетания нормативных нагрузок, а также при нагрузках, которые возникают при проведении сертификационных испытаний на статическую нагрузку и ускоренных испытаний на усталость.

В последнее время участились аварии на железнодорожном транспорте, связанные с разрушением тележек грузовых вагонов (рис. 1). По данным ОАО «РЖД» в 2011 году произошло 24 излома боковых рам тележек грузовых вагонов, в 2012 году до мая месяца — уже 16 случаев.

В современной экономической ситуации, когда стоимость тележек грузовых вагонов постоянно растет, а качество и долговечность таких элементов тележек как боковая рама и надрессорная балка, которые традиционно изготавливаются по технологии литья, находятся на недостаточном уровне, целесообразным является поиск альтернативы относительно возможности использования при изготовлении названных деталей листового проката.

Переход на цельносварные конструкции элементов тележки может обеспечить, в первую очередь, повышение надежности конструкции тележки грузового вагона, что приведет соответственно к снижению количества отказов в эксплуатации и значительного уменьшения затрат на внеплановые ремонты и восстановительные работы. Также при использовании цельносварной конструкции элементов тележки можно достичь уменьшения веса этих элементов на 5–10 %, что является достаточно суще-

ственным показателем в общем объеме грузоперевозок. Внедрение производства элементов тележки по технологии сварки является не столь затратным по сравнению с технологией литья и возможно практически на любом машиностроительном предприятии Украины, что может создать условия насыщения рынка качественными элементами грузовой тележки, а именно боковой рамы и надрессорной балки с повышенными характеристиками сопротивления усталости.

В Институте электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины ведутся работы по созданию цельносварной конструкции боковой рамы грузового вагона (по типу модели 18-100). При разработке конструкции боковой рамы с учетом особенностей сварочной технологии и сопротивления усталости сварных соединений широко используется математическое моделирование напряженно-деформированного состояния конструкции при различных вариантах сочетания нагрузок, которые определяется в соответствии с «Нормами расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колеи 1520 мм (несамоходных)», а также при нагрузках, которые возникают при проведении сертификационных испытаний на статическую нагрузку и ускоренных испытаний на усталость.



Рис.1 Усталостное разрушение литой конструкция боковой рамы

Таблица 1. Допускаемые напряжения для стали 09Г2С при расчетных режимах

Расчетный режим	Допускаемые напряжения, МПа
Первый (первое сочетание нагрузок)	325,0
Первый (второе сочетание нагрузок)	292,5
Первый (третье сочетание нагрузок)	325,0
Третий	190,0

Математические методы определения статической и усталостной прочности боковой рамы. Прочность разработанной цельносварной конструкции боковой рамы тележки в соответствии с Нормами [1] определяется при двух расчетных режимах (табл. 1) по допускаемым напряжениям. Расчет сопротивления усталости боковой рамы тележки в соответствии с нормами [1] выполняется по коэффициентам запаса сопротивления усталости для различных оценочных зон (основного металла и сварных швов) с учетом распределения коэффициента вертикальной динамики по диапазонам скоростей эксплуатации (спектр нагрузки).

Учитывая последние достижения в области определения сопротивления усталости сварных соединений, расчет на усталость боковой рамы тележки выполнялся также в соответствии с рекомендациями [2] по условию накопления повреждаемости в различных оценочных зонах (зонах сварных швов) конструкции с учетом спектра нагрузки при эксплуатации [1, 3].

Также выполнены расчеты на прочность при нагрузках, соответствующим испытаниям на статическую прочность и сокращенным ускоренным испытаниям на усталостную прочность.

В табл. 1 представлены допускаемые напряжения для стали 09Г2С при указанных расчетных режимах, в соответствии с нормами [1]. Сочетания

Таблица 2. Величины усилий, действующих на боковую раму, для расчета на прочность

Режим	F_{1x} , кН	F_{2x} , кН	F_{3x} , кН	F_{1y} , кН	F_{2y} , кН	F_z , кН
1-1	0	0	0	0	0	507,0
1-2	57,6	12,6	12,0	69,0	30,0	366,0
1-3	44,21	12,5	17,5	0	0	366,0
3-1	0	7,0	0	17,0	0	327,0

нагрузок и их величины, действующих на раму тележки при первом и третьем расчетных режимах, принимаются по табл. 2 [1, 3]. В расчете принимается квазистатическое приложение нагрузок.

Расчет сопротивления усталости боковой рамы тележки выполнялся в соответствии с нормами [1] по коэффициентам сопротивления усталости для различных оценочных зон (основного металла и сварных швов) с учетом распределения коэффициента вертикальной динамики по диапазонам скоростей эксплуатации (спектр нагрузки).

Коэффициент сопротивления усталости конструкции оценивается по формуле:

$$n = \frac{\sigma_{a,N}}{\sigma_{a,\varepsilon}} \geq [n], \tag{1}$$

где $\sigma_{a,N}$ – предел выносливости (по амплитуде) при симметричном цикле нагружения на базе испытаний $N_0 = 10^7$ циклов; $\sigma_{a,\varepsilon}$ – расчетная величина амплитуды динамического напряжения условного симметричного цикла, эквивалентная по повреждающему воздействию реальному режиму эксплуатационных напряжений за срок службы детали; $[n]$ – допускаемая минимальная величина коэффициента сопротивления усталости принимается в соответствии с нормами [1] для вновь проектируемой тележки $[n] = 2,0$.

Результаты моделирования. Приведем отдельные примеры проведенного моделирования разра-

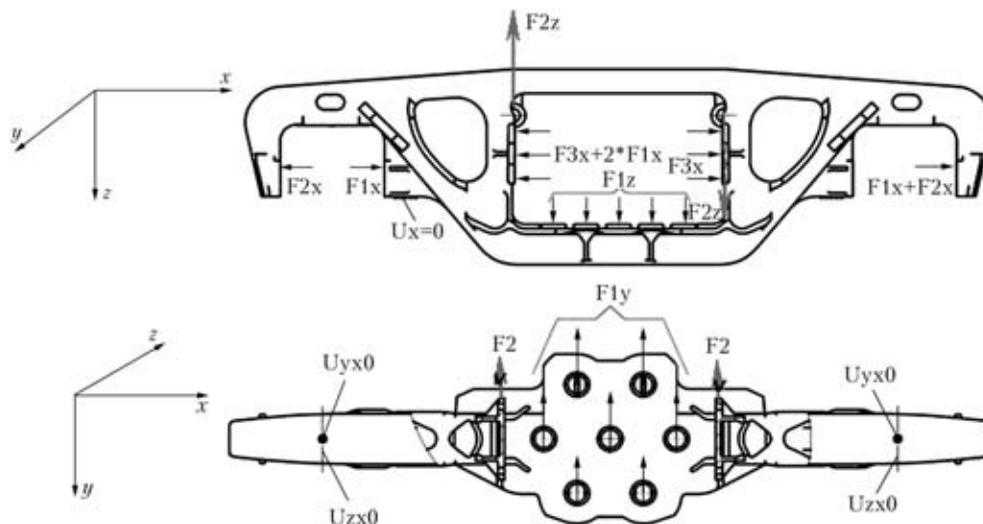


Рис. 2 Схема задания силовых граничных условий для расчета боковой рамы на статическую прочность

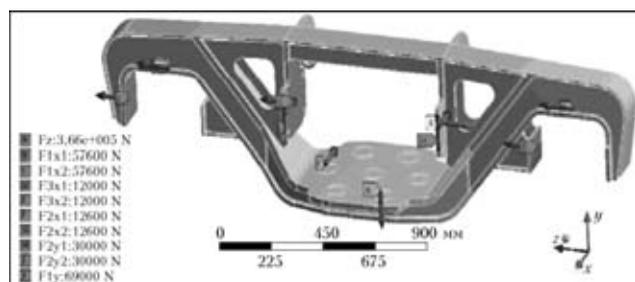


Рис. 3. 3 Схема приложения нагрузок по расчетному режиму 1-2

ботанной цельносварной конструкции на прочность.

Второе сочетание нагрузок (режим 1-2, табл. 2, рис. 3), соответствующее торможению тяжеловесного состава в кривой:

- сила тяжести кузова вагона брутто;
- 50 % вертикальной добавки от действия продольной силы инерции кузова;
- поперечная составляющая продольной квазистатической силы;
- силы инерции масс тележки.

Результаты расчетов (рис. 4) показали, что эквивалентные напряжения (до 265 МПа), а также нормальные компоненты напряжений, вызванные указанным сочетанием нагрузок, не превышают величину допускаемых напряжений 292,5 МПа. Максимальный прогиб конструкции боковой рамы в вертикальном направлении составляет 0,9 мм.

Расчеты, соответствующие испытаниям на статическую прочность боковой рамы тележки [4], проводятся в два этапа. На первом этапе на раму действует вертикальная нагрузка (50 т), которая передается на нижний пояс боковой рамы на посадочные места пружин рессорного комплекта, при этом возникающие напряжения не должны превышать допускаемые по нормативным документам. На втором этапе на раму действует более высокая вертикальная нагрузка (рис. 5), при этом результат считается положительным если испытательная нагрузка до потери несущей способности боковой рамы больше допускаемого значения (265 т при осевой нагрузке 23,5 т).

Результаты расчета показали, что интенсивность пластических деформаций в локальных зонах стенки боковой рамы (рис. 6) достигает достаточно высоких значений (17,5 %), тем не менее, общая пластическая неустойчивость по всему сечению рамы не происходит. Максимальный остаточный прогиб после снятия нагрузки составляет 148 мм (рис. 7).

Расчет сопротивления усталости боковой рамы тележки по коэффициентам сопротивления усталости для различных оценочных зон (основного металла и сварных швов) с учетом распределения коэффициента вертикальной динамики по диапазонам скоростей эксплуатации (спектр нагрузки).

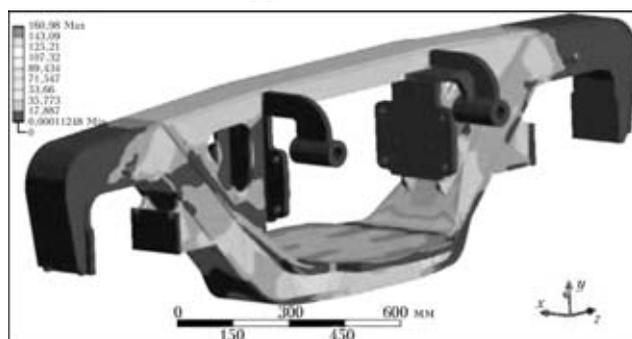


Рис. 4. 4Эквивалентные напряжения при нагружении по расчетному режиму 1-2

Предел выносливости (по амплитуде) при симметричном цикле нагружения вычисляется по [1]:

$$\sigma_{a, N} = \frac{\bar{\sigma}_{-1}}{K_{\sigma}} (1 - z_p \nu_{\sigma}), \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_{-1}$ — среднее значение предела выносливости гладкого стандартного образца; z_p — квантиль распределения $\sigma_{a, N}$ как случайной величины; ν_{σ} — коэффициент вариации предела выносливости; K_{σ} — среднее значение коэффициента снижения предела выносливости детали по отношению к пределу выносливости гладкого стандартного образца.

Расчетная величина амплитуды динамического напряжения условного симметричного цикла, эквивалентная по повреждающему воздействию реальному режиму эксплуатационных напряжений за срок службы детали, рассчитывается с учетом распределения коэффициента вертикальной динамики по десяти диапазонам скоростей эксплуатации [1, 2]:

$$\sigma_{a, \text{э}} = \max(\sigma_a) \sqrt{\frac{T_p f}{N_0} \sum_{i=1}^{10} P(v_i) k_i^m}, \quad (3)$$

где m — показатель степени в уравнении кривой усталости в амплитудах; T_p — суммарное время динамических нагрузок за расчетный срок службы детали,

$$T_p = 365 \cdot 10^3 \frac{\bar{L}}{v} (1 - K_n) T_k, \quad (4)$$

здесь \bar{L} — среднесуточный пробег вагона, км/сут; v — средняя техническая скорость движения вагона.

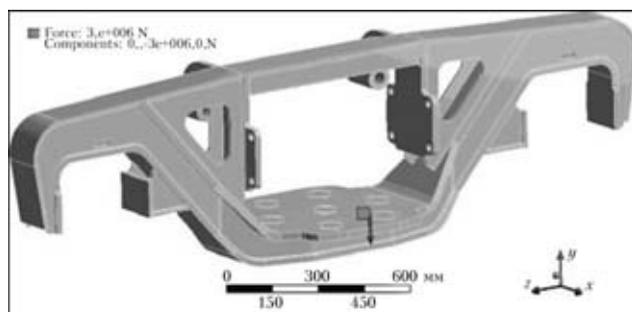


Рис. 5. Схема приложения нагрузки при статических испытаниях

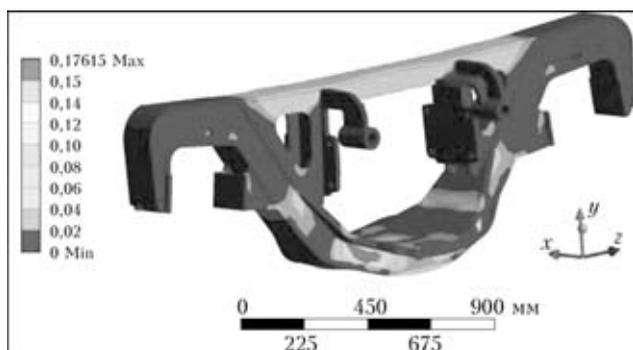


Рис. 6. Эквивалентная пластическая деформация при статических испытаниях

на; K_{Π} — коэффициент порожнего пробега вагона; T_k — назначенный календарный срок службы; f_3 — эффективная частота процесса изменения динамических нагрузок для обрессоренных частей,

$$f_3 = \sqrt{\frac{4c}{m_k}},$$

где c — вертикальная жесткость рессорного комплекта под весом вагона брутто; m_k — вес грузевого кузова; N_0 — базовое число циклов динамических напряжений; i — счетчик диапазонов скоростей; $P(v_i)$ — доля времени, приходящаяся на эксплуатацию в i -м диапазоне скоростей; v_i — среднее значение скорости в i -м диапазоне; k_i — коэффициент вертикальной динамики в i -м диапазоне скорости; $\max(\sigma_a)$ — максимальная амплитуда напряжений при симметричном цикле нагружения.

Из формул, приведенных выше, искомые максимально допускаемые амплитуды напряжения по критерию сопротивления усталости выражаются формулой:

$$[\max(\sigma_a)] = \frac{\sigma_{a,N}}{[n] \sqrt{\frac{T_{pf_3}}{N_0} \sum_{i=1}^{10} P(v_i) k_i^m}}. \quad (5)$$

В случае сварной конструкции боковой рамы для различных оценочных зон вычисляются значе-

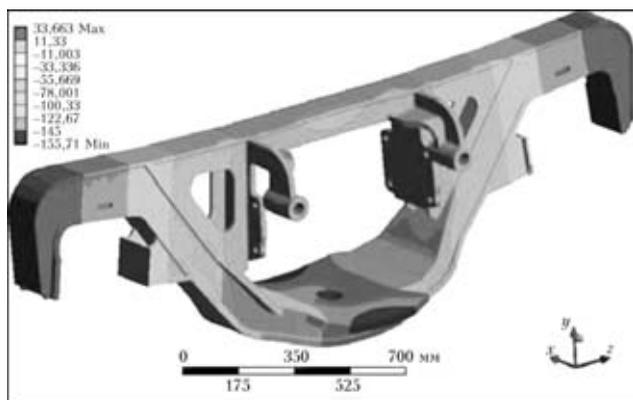


Рис. 7. Максимальный прогиб в вертикальном направлении при приложенной нагрузке при статических испытаниях составляет 156 мм, после снятия приложенной нагрузки прогиб составляет 148 мм

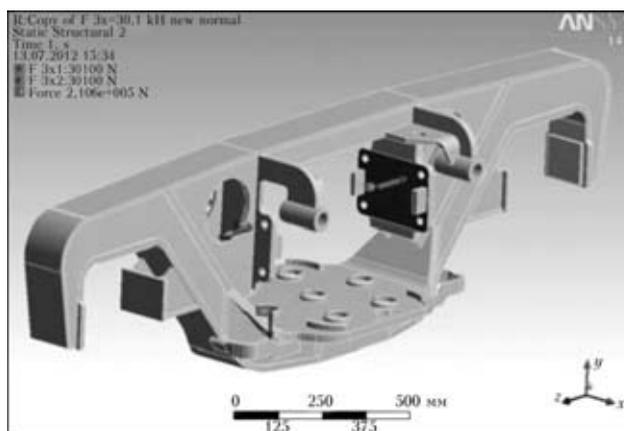


Рис. 8. Нагрузка $F_z = 210,6$ кН, равномерно распределенная по площади опирания пружин на опорной поверхности центрального рессорного подвешивания, и силы распора клиньев $F_{3x} = 30,1$ кН, приложенные к вертикальной стойке центрального рессорного проема

ния допускаемых амплитуд напряжений по критерию сопротивления усталости.

Для оценки сопротивлению усталости боковой рамы прикладывались нагрузки, соответствующие режиму нормального движения вагона в составе поезда:

- вертикальная сила, уменьшенная на величину силы тяжести кузова вагона брутто;
- поперечная составляющая продольной квазистатической силы.

Величина (амплитуда) нагрузок определяется коэффициентом вертикальной динамики в диапазоне скоростей движения вплоть до конструкционной (120 км/ч). Коэффициент вертикальной динамики принят одинаковым для движения по прямым и кривым участкам пути. Расчет нагрузок представлен в табл. 3.

Численным образом с помощью МКЭ, определялись максимальные напряжения при квазистатическом нагружении вертикальным усилием в 210,6 кН и усилием распора клиньев величиной 30,1 кН. Вертикальная динамическая нагрузка (F_{1z} на рис. 8), действующая на боковую раму, прикладывается к опорной поверхности центрального рессорного подвешивания, сила распора клиньев (F_{3x} на рис. 8) — к вертикальной стойке центрального рессорного проема.

Результаты расчетов, представленные на рис. 9 и в табл. 4, показали, что значения максимальных величин главных максимальных напряжений существенно зависят от выбранного значения показателя степени кривой усталости. Согласно норм [1] для сварных и литых рам и балок показатель m допускается определять по формуле $m = \frac{A}{K_\sigma}$, где

$A = 16$ для малоуглеродистых сталей, либо для сварных конструкций из проката без упрочняющей обработки швов рекомендуется $m = 4$. Полученные

численным путем максимальные величины главных максимальных напряжений при указанном сочетании квазистатических нагрузок, не превышают максимально допустимых амплитуд напряжений по критерию сопротивления усталости как для зоны основного металла, так и для зон сварных соединений.

Наряду со сравнением допускаемых амплитуд напряжений и расчетных статических напряжений в различных зонах конструкции боковой рамы (табл. 4) была проведена оценка повреждаемости в соответствующих зонах от воздействия переменных нагрузок. Для нормативного спектра нагрузки в соответствии с табл. 3, долговечность $N_{спек}$ для различных зон конструкции боковой рамы определяется путем линейного суммирования повреждаемостей (метод Пальмгрена-Майнера):

$$\sum_{j=1}^{10} \frac{n_j}{N_j} \leq 1, \quad (6)$$

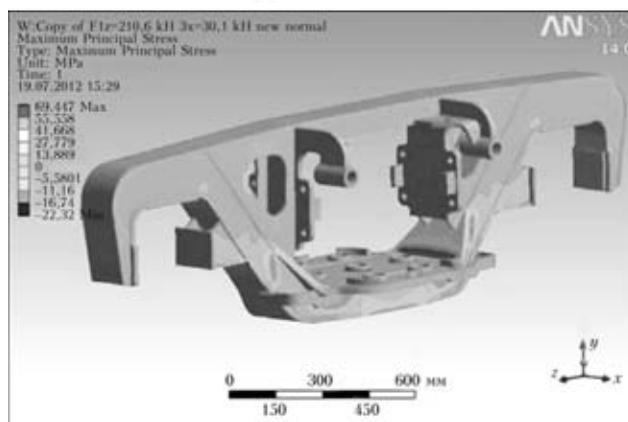


Рис. 9. Максимальные главные напряжения при варианте нагружения на (Рис.8)

где n_j — количество j -циклов с амплитудой напряжений σ_{aj} ; N_j — предельная долговечность при регулярном нагружении с амплитудой σ_{aj} для j элемента спектра:

$$N_j = N_0 \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_{aj}} \right)^m. \quad (7)$$

Таблица 3. Нормативные нагрузки для расчета сопротивление усталости боковой рамы тележки с осевой нагрузкой 23,5 тс

Интервал скорости движения, м/с	Средняя скорость интервала, м/с	Вероятность движения в диапазоне скоростей	Боковая рама		
			Коэффициент вертикальной динамики кд	Амплитуда вертикальной динамической нагрузки F1Z, кН	Амплитуда силы распора клиньев F3x, кН
0–12,5	6,25	0,03	0,063	13,27	1,90
12,5–15,0	13,75	0,07	0,138	29,07	4,15
15,0–17,5	16,25	0,09	0,298	62,77	8,97
17,5–20,0	18,75	0,12	0,333	70,14	10,02
20,0–22,5	21,25	0,16	0,368	77,52	11,07
22,5–25,0	23,75	0,19	0,403	84,89	12,13
25,0–27,5	26,25	0,16	0,438	92,26	13,18
27,5–30,0	28,75	0,10	0,473	99,63	14,23
30,0–32,5	31,25	0,06	0,508	107,01	15,29
32,5–35,0	33,75	0,02	0,543	114,38	16,34

Таблица 4. Сравнение допускаемых амплитуд напряжений и расчетных статических напряжений в различных зонах конструкции боковой рамы (m — показатель степени кривой усталости)

№	Зона конструкции боковой рамы	Коэффициент снижения предела выносливости K_σ	Максимальная допускаемая амплитуда напряжения, max (σ_a), МПа	Максимальное значения главных максимальных напряжений, σ_a , МПа	Повреждаемость при нормативном спектре нагружения
			$m = 4$		
1	Основной металл	1,5	92	69,5	0,0854
2	Продольное угловое сварное соединение	3,0	64	60	0,4303
3	Поперечное угловое сварное соединение (кронштейн буксы)	3,0	64	64	0,5471
4	Поперечное стыковое сварное соединение	4,7	59	20	0,0613

Амплитуды напряжений σ_{aj} для j элементов спектра определяются через полученные численным путем максимальные значения главных максимальных напряжений σ_a в различных зонах боковой рамы при квазистатическом нагружении и соответствующие j элементу спектра коэффициенты динамичности:

$$\sigma_{aj} = \sigma_a k_j. \quad (8)$$

Суммарная повреждаемость с учетом коэффициента сопротивления усталости $[n] = 2$:

$$\left(\frac{[n]\sigma_a}{\sigma_{a,N}} \right)^m \sum_{j=1}^{10} \frac{T_{pf} P(v_j) k_j^m}{N_0} \leq 1. \quad (9)$$

Результаты расчета повреждаемости для различных зон (основного металла и сварных швов)

боковой рамы при нормативном спектре нагружения (табл. 3) представлены в табл. 4. Видно, что повреждаемость основного металла и зоны стыковых сварных швов низкая, а в зоне угловых сварных швов — заметно выше, но ниже критического значения (единицы).

1. *Нормы* для расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колес 1520 мм (несамоходных). — Москва: ГосНИИВ-ВНИИЖТ, 1996.
2. *Recommendations for fatigue design of welded joints and components* // PW Doc XIII-1539-96/XV-845-96. — 117 p.
3. *Надресорные балки и боковые рамы литые двухосных тележек грузовых вагонов колес 1520 мм методика испытаний на усталость*. — ОАО «ВНИИЖТ» — ОАО «НИИ вагоностроения», 2010. — 14 с.
4. *Надресорные балки и боковые рамы литые двухосных тележек грузовых вагонов колес 1520 мм методика статических испытаний на прочность*. — ОАО «ВНИИЖТ» — ОАО «НИИ вагоностроения», 2010. — 16 с.

ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ ПЛАНИРОВАНИЯ РЕМОНТА МАГИСТРАЛЬНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ ПОД ДАВЛЕНИЕМ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВНУТРИТРУБНОЙ ДИАГНОСТИКИ

А.С. Миленин

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

На основе современных методов анализа предельного состояния элементов магистральных трубопроводных систем с дефектами построена инженерная методология ранжирования обнаруженных при внутритрубной диагностике (ВТД) линейных частей магистральных трубопроводов (МТ) дефектов с позиции планирования ремонта под давлением. Различная степень консервативности предложенной методологии в зависимости от полноты входных данных позволяет эффективно анализировать результаты ВТД с необходимой точностью, а также производить прогнозирование развития поврежденности.

Использование различных технологических методов ремонта МТ без вывода из эксплуатации является одним современных подходов поддержания их работоспособности. Интерес к подобному рода технологиям обусловлен, прежде всего, экономической выгодой и незначительным негативным воздействием на окружающую среду. Кроме того, возможно долгосрочное планирование локальных ремонтных работ, которые позволят непрерывно поддерживать ресурс безопасной эксплуатации трубопровода на необходимом уровне [1–3].

Проведение ремонтных работ на действующем МТ сопряжено с характерными технологическими и методологическими задачами, а именно [4]:

- планирование локальных ремонтных работ на протяженных участках МТ с различной степенью

эксплуатационной поврежденности с точки зрения минимизации риска аварийных ситуаций;

- выбор параметров ремонта с позиций обеспечения безопасности проведения ремонтных работ на трубопроводе под внутренним давлением;

- обеспечение работоспособности участков МТ, несущая способность которых была восстановлена методами ремонта без вывода из эксплуатации.

Решение этих задач является комплексным и включает в себя как разработку новых методологических основ планирования и оптимизации параметров ремонта, так и реализацию наукоемких технологий и технологических приемов ремонта дефектных участков МТ под давлением. Современные нормативные документы и практические рекомендации ориентированы, по большей части, на капитальный ремонт дефектных сухопутных МТ, что не

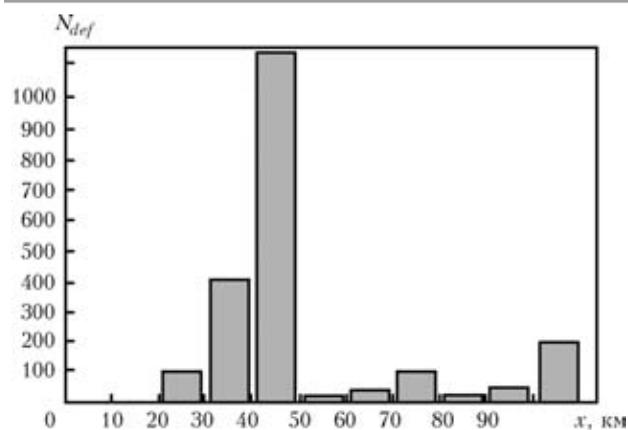


Рис. 1. Распределение количества дефектов потери металла N_{def} по данным ВТД участка магистрального газопровода «Уренгой–Центр 2»

позволяет учитывать специфики ремонта под давлением и снизить эффективность восстановительных работ по результатам ВТД состояния линейных участков МТ. В частности, к таким особенностям следует отнести вопросы ранжирования обнаруженных в процессе ВТД дефектов; учет естественного разброса имеющихся данных о размерах и положении дефектов, фактических свойствах металла трубопровода; выбор метода ремонта с точки зрения максимального ресурса эксплуатации отремонтированной конструкции. С учетом сказанного, в настоящей работе, выполняемой в ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины в рамках создания комплексной системы планирования ремонта МТ без вывода их из эксплуатации, разработана методика ранжирования дефектов на основе расчетной вероятности нарушения целостности стенки трубы в зоне каждого обнаруженного дефекта.

Основными дефектами МТ являются дефекты типа несплошности металла коррозионной, стресс-коррозионной природы (локальная и общая коррозионная потеря металла, трещины стресс-коррозии), дефекты сварных швов (непровары, поры), дефекты формы (вмятины) [5] (рис. 1). Их допустимость определяется различными национальными и отраслевыми стандартами и регламентными нормами, основанными на детерминированных критериальных соотношениях. При этом для учета стохастических отклонений входных данных от известных значений используются различные коэффициенты запаса, что является максимально консервативным подходом [6–8]. Так, предельное состояние участка МТ с дефектом типа коррозионного утонения (рис. 2, а) может быть оценено на основе следующего детерминированного критерия [9]:

$$Y = t_{\min} - W\Delta t - t_p R_i, \quad i = s, u, \quad (1)$$

где t_{\min} — минимальная остаточная толщина стенки МТ; t_p — минимальная допустимая толщина стенки

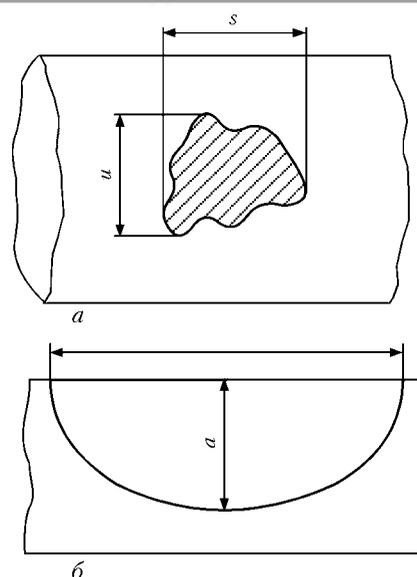


Рис. 2. Схематизация дефектов типа локальной коррозионной потери металла (а) и трещинообразных дефектов (б)

МТ, определяемая либо конструктивно-эксплуатационными требованиями к МТ на рассматриваемом участке, либо дополнительным численным исследованием; W — скорость равномерной коррозии (консервативно может быть принята равной 1 мм/год); R_i — функция формы дефекта утонения, определяемая следующим образом (рис. 3, а):

$$R_s = \begin{cases} 0,2, & \text{если } \lambda = \frac{1,285s}{\sqrt{dt_p}} \leq 0,3475 \\ 0,9 - \frac{0,9}{\sqrt{1,0 + 0,48\lambda^2}} \left(1,0 - \frac{0,9}{\sqrt{1,0 + 0,48\lambda^2}}\right)^{-1}, & \text{если } \lambda > 0,3475 \end{cases}; \quad (2)$$

$$R_u = \begin{cases} 0,2, & \text{если } \psi = \frac{u}{D} \leq 0,3475 \\ \frac{-0,73589 + 10,511\psi^2}{1,0 + 13,838\psi^2}, & \text{если } \psi > 0,3475 \end{cases},$$

где D — внутренний диаметр трубы.

Условие $Y > 0$ гарантирует целостность дефектного участка МТ в рассматриваемых условиях.

В качестве детерминированного критерия разрушения трещинообразного дефекта (рис. 2, б) при эксплуатации МТ наиболее применяемым является двухпараметрический критерий хрупко-вязкого разрушения (рис. 3, б), имеющий следующее следующее математическое выражение [10]:

$$Y = f(L_r) - K_r, \quad (3)$$

где

$$f(L_r) = \begin{cases} (1 - 0,14L_r^2)[0,3 + 0,7 \exp(-0,65L_r^6)], & \\ \text{при } L_r \leq L_r^{\max} = \frac{\sigma_B + \sigma_T}{2\sigma_T} & \\ 0, & \text{при } L_r > L_r^{\max} \end{cases}; \quad (4)$$

$$K_r = \frac{K_I}{K_{IC}}; \quad L_r = \frac{\sigma_{ref} L_{i0}}{\sigma_T}$$

K_I — коэффициент интенсивности напряжений в рассматриваемой точке контура поверхностной полуэллиптической трещины; σ_{ref} — реферативное напряжение в области дефекта, методика расчета которого приведена, в частности, в [11].

Соответственно, условие $Y > 0$ является достаточным для гарантированной допустимости рассматриваемого дефекта.

При анализе допустимости трещинообразного дефекта через определенный период времени Δt необходим учет возможности роста трещины, а именно

$$\begin{cases} a(\Delta t) = a_0 + V_a \Delta t \\ c(\Delta t) = c_0 + V_c \Delta t \end{cases} \quad (5)$$

где a_0, c_0 — начальные размеры трещины; V_a, V_c — скорости роста трещины вдоль соответствующего размера.

Значения V_a, V_c могут быть оценены следующим образом:

$$V_{a,c}(K_I) = \begin{cases} V_{\max}, & \text{если } K_I \geq K_{ISCC} \\ 0, & \text{если } K_I < K_{ISCC} \end{cases}, \quad (6)$$

Таблица 1. Выбор типа ремонта дефектных участков магистрального трубопровода в зависимости от степени развития поврежденности

Параметры и характер дефекта	Метод ремонта
Коррозионно-механические повреждения:	
Внешние $a \leq 0,2t$	Шлифовка
Внешние $0,2t < a \leq 0,5t$	Бандаж Компаундная муфта Композитный бандаж
Внешние $0,5t < a \leq 0,8t$	Герметичная муфта Компаундная муфта Композитный бандаж
Внешние $a > 0,2t$; $t_{\min} \geq 5$ мм	Наплавка Компаундная муфта Латка-муфта Композитный бандаж
Внешние $s \leq 100$ мм или группа близко расположенных язв $a > 0,4t$	Герметичная муфта Компаундная муфта Латка-муфта Композитный бандаж
Дефекты, протяженные в окружном направлении $a > 0,2t$; $s \geq 1/6\pi D$	Герметичная муфта Двухслойная муфта Сварная гальтельная муфта
Коррозионно-механические повреждения в околошовной зоне кольцевых швов $a > 0,4t$	Двухслойная муфта Сварная гальтельная муфта
Внутренние коррозионные повреждения $a > 0,2t$	Герметичная муфта
Трещины:	
Внешние $a < 0,2t$; $2c \leq 2\sqrt{Dt}$	Шлифовка

где V_{\max} — максимальная скорость роста трещины, определяемая по диаграмме статической коррозионной трещиностойкости материала в данных условиях.

Следует отметить, что в сравнении с изложенными детерминированными подходами использование вероятностных методик при анализе состояния дефектных участков МТ позволяет корректно описывать возможный разброс значений входных данных, основанных как на имеющемся опыте исследований дефектных трубопроводных систем, так и на технологических характеристиках используемой аппаратуры и методиках анализа. В частности, точность дефектоскопов ВТД определяет возможные фактические размеры обнаруженных дефектов, тогда как в случае исследования состояния трубопровода в шурфе точность определения размеров дефекта существенно выше. То же касается свойств металла МТ, которые могут быть определены экспериментально, тогда как большинство стандартов рекомендуют руководствоваться минимальными нормативными значениями.

Основными видами ремонта МТ под давлением являются следующие [12]:

- контролируемая шлифовка поверхностных дефектов;
- заваривание поверхностных дефектов;
- установка усиливающих конструкций (муфт, бандажей);

Выбор технологии ремонта определяется степенью поврежденности трубопровода, а также эффективностью каждого конкретного метода. Для этого, в частности, могут быть консервативно использованы подходы актуальных нормативных документов [8] (см. табл. 1). Для снижения консервативности выбора типа ремонта может быть произведено моделирование процесса ремонта при конкретных технологических параметрах и на основе соответствующих критериев безопасности и требований эффективности и достаточного ресурса отремонтированного участка делается вывод о возможности использования конкретного типа ремонта под давлением.

Как показывает практика, количество геометрических аномалий, обнаруженных при пропуске серии дефектоскопов ВТД, может достигать нескольких тысяч (рис. 1). При этом порядок их ремонта, основанный на существующих детерминированных регламентных нормах, подразделяющих дефекты на определенное число групп по степени опасности (до четырех), может быть неоднозначным в случае большого количества дефектов ввиду необходимости ранжирования геометрических аномалий в рамках одной группы. Поэтому при планировании ремонта без вывода МТ из эксплуатации рациональным является возможность непрерывно-

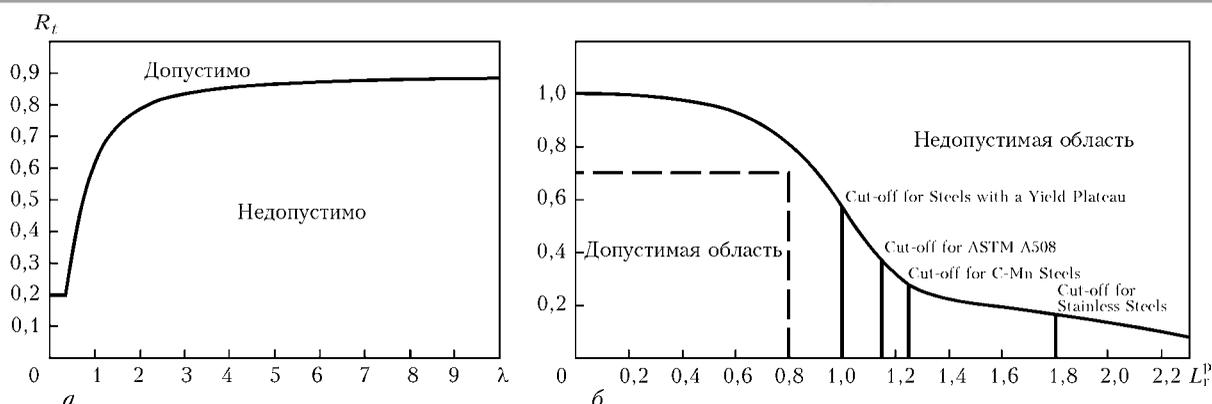


Рис. 3. Критериальные диаграммы допустимости дефектов типа локальной коррозионной потери металла (а) и трещинообразных дефектов (б)

го ранжирования. В рамках разработанной в ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины комплексной методологии планирования ремонтных работ на линейных частях МТ без вывода их из эксплуатации предлагается использовать следующие уровни оценки порядка устранения дефектов в зависимости от полноты имеющихся данных и требуемой консервативности:

Уровень 1. Разделение всех дефектов на 4 группы по степени допустимости: незначительные, умеренные, значительные, критические.

Уровень 2. Определение коэффициента запаса прочности участка МТ с обнаруженным дефектом.

Уровень 3. Расчет вероятности разрушения стенки трубопровода в области рассматриваемого дефекта.

Согласно Уровню 1 ранжирования все дефекты, обнаруженные при ВТД линейного участка МТ разделяются на четыре группы по степени допустимости в соответствии с национальным стандартом ДСТУ-Н Б В.2.3-21:2008. При этом приоритет ремонта определяется принадлежностью к группе более опасных дефектов. Подход применим в случае, если все умеренные дефекты технически возможно удалить в срок до 6 месяцев, значительные — в срок до двух месяцев. Наличие критических дефектов предполагает изменение условий эксплуатации

трубопровода вплоть до его полной остановки. Определяющим параметром является коэффициент запаса прочности, который вычисляется на основе критерия допустимости состояния участка с дефектом конкретного типа.

Оценка коэффициента запаса прочности для трехмерного дефекта типа локальной потери металла производится на основе модифицированной диаграммы предельного состояния участка (см. рис. 4, а), где функция R_τ определяется из (2) следующим образом

$$R_\tau = \frac{1}{3,87R_t} - 0,292. \quad (7)$$

Если состояние дефекта описывается положением A_1 диаграммы, то коэффициент запаса прочности определяется следующим отношением

$$n = \frac{OA_1}{OA_2}. \quad (8)$$

Длина отрезка OA_2 определяется либо графически, либо численным решением следующего уравнения относительно координаты λ точки A_2

$$\frac{R_\tau^{A_1}}{\lambda^{A_1}} - R_\tau(\lambda) = 0. \quad (9)$$

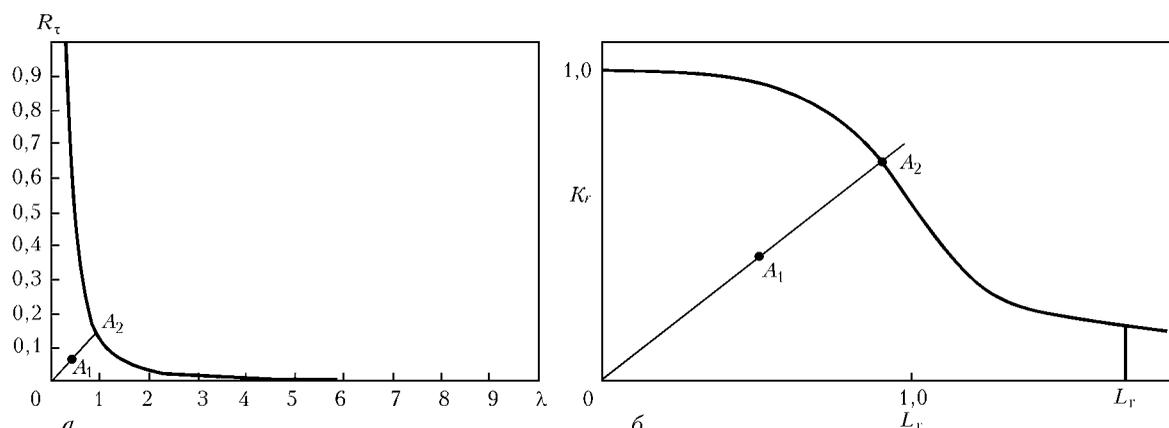


Рис. 4. Определение значения коэффициента запаса участка МТ с дефектом типа локальная коррозионная потеря металла (а) и с трещинообразным дефектом (б)

Коэффициент запаса прочности для трещинообразного дефекта определяется аналогично изложенному подходу для локальной коррозионной потери металла, но кривой предельного состояния, в этом случае, является двухпараметрическая диаграмма предельного состояния тела с трещиной. При этом, коэффициент запаса оценивается аналогичным соотношением длин отрезков согласно формуле (10). Длина отрезка OA_2 определяется либо графически, либо численным решением следующего уравнения относительно координаты L_r точки A_2

$$\frac{R_r^{A1}}{\lambda^{A1}} L_r - K_r(L_r) = 0. \quad (10)$$

Интервалами значений коэффициента запаса прочности n для дефектов МТ различной степени допустимости являются:

- а. $n > k$ — незначительный;
- б. $1,1\sigma_B/\sigma_T \leq n < k$ — умеренный;
- в. $1,1 \leq n < 1,1\sigma_B/\sigma_T$ — значительный;
- г. $n < 1,1$ — критический,

где $k = 0,9k_1k_H/m$, m — коэффициент условий работы трубопровода; k_1 — коэффициента запаса по материалу; k_H — коэффициента надежности трубопровода по назначению.

Первый этап Уровня 2 ранжирования повторяет Уровень 1, посредством которого производится разделение всех дефектов на четыре группы по степени их допустимости на момент проведения диагностики. Планированию ремонта подлежат дефекты, которые относятся к незначительным, умеренным или значительным. В рамках этих групп производится ранжирование на основе значения вычисленного коэффициента запаса прочности с учетом естественного роста дефектов.

Рассмотрение ремонта критических дефектов основано на соответствующем изменении параметров эксплуатации дефектного участка МТ (снижения внутреннего давления) и переводе дефекта в разряд значительных или умеренных. Приоритет ремонта устранения каждого изолированного, объединенного дефекта определяется минимизацией определенных значений коэффициента запаса прочности при конкретных условиях эксплуатации: чем ниже коэффициент запаса прочности дефектного участка, тем выше приоритет его ремонта.

Уровень 3 ранжирования является наименее консервативным и позволяет учесть естественный разброс входных данных с целью более точного определения порядка устранения дефектов, которые в рассматриваемый период могут изменить степень допустимости, а также в случае недостаточной информации о геометрических и эксплуатационных параметрах дефектного участка и/или механических

характеристиках материала трубопровода на конкретном участке. Параметром ранжирования в данном случае является вероятность отказа дефектного участка при фактических условиях эксплуатации.

Расчет вероятности нарушения целостности в области обнаруженного дефекта проводился на основе метода Монте-Карло посредством следующего алгоритма:

1. Исходя из известных плотностей распределения исходных данных, находится репрезентативная выборка их конкретных значений в известных диапазонах варьирования; при этом, считается, что вероятность характеристике принять конкретное значение произвольна и варьируется от 0,0, до 1,0, и под репрезентативной выборкой различных входных значений подразумевается количество N_S равновероятных комбинаций, достаточное для стабильного значения вероятности разрушения конкретного дефекта согласно выбранному критерию предельного состояния;

2. На основе детерминированных критериев разрушения определяется допустимость обнаруженного дефекта для каждого набора геометрических и эксплуатационных характеристик из репрезентативной выборки;

3. В рамках репрезентативной выборки производится подсчет количества недопустимых состояний трубопровода с конкретным дефектом на основе Уровня 1 допустимости каждого i -го дефекта N_i . Таким образом, под вероятностью аварийной ситуации P_i в области изолированного или множественного дефекта понимается соотношение $P_i = N_i/N_S$;

4. В случае необходимости, определяется суммарная вероятность аварийной ситуации P_Σ на участке МТ с независимыми дефектами для выявления участка приоритетного ремонта: $P_\Sigma = 1 - \prod_i (1 - P_i)$.

Учет стохастического отклонения значений различных входных данных описывается посредством усеченного распределения Гаусса (геометрические размеры дефекта, прочностные свойства материала трубопровода, скорость коррозии) и распределения Вейбулла (характеристики трещиностойкости материала).

Порядок ремонта в каждый момент времени после диагностики состояния линейного участка МТ определяется вероятностью P_i : чем выше вероятность аварийной ситуации, тем выше приоритет ремонта.

Приведенная методология анализа базы данных о дефектах, обнаруженных при внутритрубной диагностике МТ, была реализована в виде графического пользовательского компьютерного пакета. В качестве примера применения разработанной мето-

Таблица 2. Параметры модельных дефектов линейной части магистрального трубопровода

№	Тип дефекта	Положение дефекта		Размер дефекта, мм			Внутреннее давление МТ в области дефекта, МПа
		По длине МТ, м	По окружности, град	Аксиальный	Тангенциальный	Радиальный	
1	Утонение	150	30	160	17	4,7	7,4
2		230	0	200	20	7	7,4
3		680	120	60	8	5	7,2
4		681	60	100	10	15	7,2
5		800	40	120	11	14,7	7,1
6		1150	90	80	15	8	6,9
7		1200	80	25	7	10	6,9
8		1200	10	35	5	13	6,9
9		1200	120	170	13	6	6,9
10		1370	0	95	11	15	6,8
11		1560	140	150	18	6	6,7
12		1710	30	50	26	9	6,7
13		1750	90	75	16	8	6,6
14		1780	0	45	8	8	6,5
15	Продольная трещина	530	50	25	–	2	7,2
16		710	110	15	–	2	7,2
17		750	30	10	–	3	7,1
18		1100	70	6	–	1	7,0
19		1520	20	20	–	2	6,7

дики был проведен анализ модельных дефектов, которые необходимо ранжировать с точки зрения порядка ремонта под давлением (см. табл. 2). Геометрические и эксплуатационные параметры исследуемого линейного участка МТ следующие:

Длина участка L , м 2000
 Внутренний диаметр, мм 1420
 Толщина стенки t , мм 20
 Минимальная допустимая толщина стенки, мм 16
 Материал газопровода сталь 17Г1С:
 $\sigma_t = 360$ МПа; $\sigma_b = 510$ МПа
 Давление на входе исследуемого участка
 P_{max} , МПа 7,5

Давление на выходе исследуемого участка
 P_{min} , МПа 6,5
 Скорость коррозии на участке, мм/год:
 0,2 на участке 0–800 м
 0,4 на участке 800–1400 м
 На участке 1400–2000 неизвестно
 Регулярные нагрузки, обусловленные
 несовершенством геометрии рассматриваемого
 участка отсутствуют

Параметры распределенных стохастическим образом величин приведены в табл. 3.

Результаты расчета параметров ранжирования согласно предложенной методике применительно к

Таблица 3. Значение параметров распределений свойств материала трубопровода и размеров дефектов

Параметр	Нормальный усеченный закон распределения				Распределение Вейбулла		
	\bar{X}	ξ	A	B	X_0	X_d	η
c , мм	c'	7,5	$c' - 15$	$c' + 15$	–	–	–
a , мм	a'	0,03	$a' - 0,1t$	$a' + 0,1t$	–	–	–
s , мм	s'	15	$s' - 30$	$s' + 30$	–	–	–
u , мм	u'	15	$u' - 30$	$u' + 30$	–	–	–
t_{min} , мм	t'_{min}	$0,03t$	$t'_{min} - 0,1t$	$t'_{min} + 0,1t$	–	–	–
W , мм/год	W''	$0,1W''$	$0,08W''$	$0,12W''$	–	–	–
V_{max} , мм/год	4,4	0,22	4,0	4,8	–	–	–
K_{ISCC} , МПа·мм ^{0,5}	–	–	–	–	63,3	686,2	4,0
K_{IC} , МПа·мм ^{0,5}	–	–	–	–	632,5	3405,8	4,0

Примечание. Штрихом обозначены результаты экспериментальных измерений и справочные данные.

Таблица 4. Значения параметров ранжирования дефектов и тип ремонта на момент диагностики

№	Категория допустимости	Коэффициент запаса	Вероятность разрушения	Метод ремонта
1	Незначительный	1,648299	0,011	Шлифовка
2	Критический	0,885463	0,4	Заваривание
3	Незначительный	2,933383	0	Шлифовка
4	Критический	0,666297	0,983	Заваривание
5	»	0,603503	0,621	»
6	Значительный	1,523807	0,035	»
7	Незначительный	2,610481	0	Шлифовка
8	»	1,618357	0,0777	»
9	Значительный	1,340008	0,198	Заваривание
10	Критический	0,694965	0,969	»
11	Незначительный	1,626517	0,125	Шлифовка
12	»	1,893557	0,003	»
13	»	1,686921	0,0255	»
14	»	2,391991	0	»
15	Значительный	1,534515	0,06273	Заваривание
16	Незначительный	1,540512	0,04391	Шлифовка
17	Значительный	1,463110	0,116	Заваривание
18	Незначительный	1,730804	0,005535	Шлифовка
19	»	1,651180	0,0246	»

Таблица 5. Значения параметров ранжирования дефектов и тип ремонта через 1 год эксплуатации

№	Категория допустимости	Коэффициент запаса	Вероятность разрушения	Метод ремонта
1	Незначительный	1,552745	0,02	Шлифовка
2	Критический	0,859123	0,43	Заваривание
3	Незначительный	2,756573	0	Шлифовка
4	Критический	0,652421	0,992	Установка герметичной муфты
5	»	0,592111	0,646	Заваривание
6	Значительный	1,439648	0,0695	»
7	Незначительный	2,511972	0	Шлифовка
8	»	1,547994	0,0837	»
9	Значительный	1,224116	0,25	Заваривание
10	Критический	0,669225	0,985	Установка герметичной муфты
11	Значительный	1,254279	0,273	Заваривание
12	Незначительный	1,699346	0,028	Шлифовка
13	Значительный	1,478064	0,0857	Заваривание
14	Незначительный	2,073059	0,00125	Шлифовка
15	Значительный	1,364442	0,3641	Заваривание
16	»	1,356944	0,22386	»
17	»	1,291293	0,2952	»
18	»	1,484581	0,09594	»
19	»	1,453562	0,18819	»

Таблица 6. Значения параметров ранжирования дефектов и тип ремонта через 2 года эксплуатации

№	Категория допустимости	Коэффициент запаса	Вероятность разрушения	Метод ремонта
1	Значительный	1,465154	0,0365	Заваривание
2	Критический	0,839193	0,457	»
3	Незначительный	2,622561	0	Шлифовка
4	Критический	0,638599	0,992	Установка герметичной муфты
5	»	0,580757	0,672	Заваривание
6	Значительный	1,371563	0,0963	»
7	Незначительный	2,413463	0	Шлифовка
8	Значительный	1,477631	0,162	Заваривание
9	»	1,129953	0,309	»
10	Критический	0,630616	0,995	Установка герметичной муфты
11	Там же	1,060068	0,429	Заваривание
12	Значительный	1,529412	0,608	»
13	»	1,317405	0,182	»
14	Незначительный	1,860438	0,0085	Шлифовка
15	Значительный	1,180542	0,7651	Заваривание
16	»	1,285151	0,51537	»
17	Критический	1,091123	0,7515	»
18	Значительный	1,310414	0,30134	»
19	»	1,256049	0,37066	»

Таблица 7. Значения параметров ранжирования модельных дефектов и тип ремонта через 3 года эксплуатации

№	Категория допустимости	Коэффициент запаса	Вероятность разрушения	Метод ремонта
1	Значительный	1,393489	0,0632	Заваривание
2	Критический	0,819303	0,486	»
3	Незначительный	2,489434	0	Шлифовка
4	Критический	0,624833	0,997	Установка герметичной муфты
5	»	0,569441	0,689	Установка герметичной муфты
6	Значительный	1,319313	0,145	Заваривание
7	Незначительный	2,364209	0,0005	Шлифовка
8	Значительный	1,442449	0,234	Заваривание
9	Критический	1,05752	0,351	Заваривание
10	»	0,604877	0,997	Установка герметичной муфты
11	»	0,930594	0,564	Заваривание
12	Значительный	1,40803	0,137	»
13	»	1,188877	0,308	Заваривание
14	Незначительный	1,674394	0,0415	Шлифовка
15	Критический	0,9414836	1,0	Заваривание
16	Значительный	1,224571	0,96801	»
17	Критический	0,834522	1,0	»
18	Значительный	1,107456	0,69741	»
19	Критический	1,014003	0,92865	»

Таблица 8. Приоритет устранения модельных дефектов, согласно различным уровням ранжирования

№	Приоритет ремонта												
	На момент диагностики			Через 1 год эксплуатации			Через 2 года эксплуатации			Через 3 года эксплуатации			
1	3	12	14	3	15	16	2	14	16	1	14	16	Утонения
2	1	4	4	1	4	4	1	4	8	1	4	10	
3	3	19	19	3	19	19	3	19	19	3	19	19	
4	1	2	1	1	2	1	1	3	2	1	3	4	
5	1	1	3	1	1	3	1	1	5	1	1	8	
6	2	7	11	2	10	14	2	13	15	1	13	14	
7	3	18	18	3	18	18	3	18	18	2	18	18	
8	3	10	8	3	14	13	2	15	14	3	16	13	
9	2	5	5	2	5	8	1	7	11	1	9	11	
10	1	3	2	1	3	2	1	2	1	1	2	3	
11	3	11	6	2	6	7	1	5	9	1	6	9	
12	3	16	16	3	16	15	2	16	6	2	15	15	
13	3	14	12	2	12	12	2	12	13	2	11	12	
14	3	17	17	3	17	17	3	17	17	3	17	17	
15	2	8	9	2	9	5	2	8	3	1	7	2	Трещины
16	3	9	10	2	8	9	2	10	7	2	12	5	
17	2	6	7	2	7	6	1	6	4	1	5	1	
18	3	15	15	2	13	11	2	11	12	2	10	7	
19	3	13	13	2	11	10	2	9	10	1	8	6	

модельным дефектам с учетом их развития в процессе дальнейшей эксплуатации МТ в различные моменты времени приведены в табл. 4–7, соответственно, приоритет ремонта каждого из дефектных участков согласно различным уровням оценки показан в табл. 8. Следует отметить, что тип ремонта конкретного участка, определенный согласно табл. 1, меняется в процессе развития дефекта и предельные значения размеров в рамках конкретного типа ремонта могут служить ориентиром для определения сроков ремонтных работ с точки зре-

ния минимизации затрат и трудоемкости ремонта, тогда как параметры ранжирования позволяют определить только последовательность устранения де-

Таблица 9. Характеристики модельных дефектов типа локального утонения

№ дефекта	2l, мм	u, мм	t _{min} , мм	Положение дефекта, м
1	330	200	16	2
2	210	200	16,8	250
3	350	350	15,7	450
4	400	350	15,1	600
5	380	460	15,5	900

Таблица 10. Характеристики модельных трещинообразных дефектов

№ дефекта	Тип трещины	c, мм	a, мм	Положение дефекта, м
6	Продольная	110	1,60	10
7	»	90	1,60	400
8	Окружная	75	1,50	710
9	»	150	1,55	820
10	Продольная	100	1,55	1000

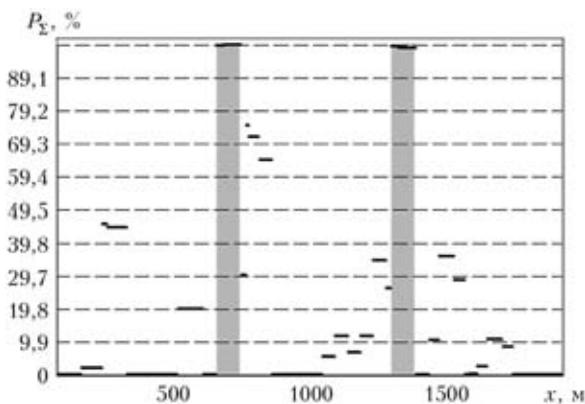


Рис. 5. Распределение суммарной вероятности аварийной ситуации на базовом участке шурфа 10 м по длине исследуемого участка МТ

Таблица 11. Вероятность разрушения (приоритет ремонта) модельных дефектов в процессе эксплуатации

№ дефекта	Время эксплуатации, лет				
	0	0,5	1,0	1,5	2,0
1	0 (8)	0,00025 (10)	0,0055 (9)	0,052 (9)	0,179 (9)
2	0 (8)	0 (12)	0,0015 (11)	0,0142 (10)	0,063 (10)
3	0 (8)	0,00125 (9)	0,026 (8)	0,131 (8)	0,338 (7)
4	0,0041 (5)	0,0562 (3)	0,240 (4)	0,490 (4)	0,758 (4)
5	0 (8)	0,007 (7)	0,0715 (7)	0,263 (7)	0,494 (7)
6	0,0130 (1)	0,139 (1)	0,436 (1)	0,796 (1)	0,979 (1)
7	0,0050 (2)	0,0962 (2)	0,269 (2)	0,600 (3)	0,864 (3)
8	0,0010 (6)	0,0353 (6)	0,0612 (5)	0,462 (5)	0,720 (5)
9	0,0040 (3)	0,054 (4)	0,251 (3)	0,317 (2)	0,9369 (2)
10	0,0020 (5)	0,0412 (5)	0,177 (6)	0,419 (6)	0,715 (6)
11	0,005 (2)	0,005 (8)	0,005 (10)	0,005 (11)	0,005 (11)
12	0,001 (7)	0,001 (11)	0,001 (12)	0,001 (12)	0,001 (12)

фектов. На рис. 5 показано распределение суммарной вероятности дефектов на базе ремонта 10 м, определенной согласно Уровню 3. Как видно из представленных данных, устранение всех дефектов на двух наиболее опасных участках (отмечены серым) существенно снизит суммарную аварийность МТ.

Аналогичным образом предложенная методика может быть применена к реальным результатам ВТД линейных частей МТ. В частности, в табл. 9–10 приведены данные о нескольких дефектах участка магистрального газопровода «Уренгой–Центр 2», в табл. 11 – результаты ранжирования согласно Уровню 3 методики ранжирования.

1. *Bjornoy O.H., Marley M.J.* Assessment of corroded pipelines: Past, Present and Future // Proc. of 11th Int. Offshore and Polar Engineering Conf. (Stavanger, Norway, June 17–22, 2001). – Vol. 1. – P. 93–101.
2. *Махненко В.И., Великоиваненко Е.А., Олейник О.И.* Риск-анализ как средство формализации принятия решений о внеплановом ремонте сварных конструкций // Автомат. сварка. – 2008. – № 5. – С. 5–10.
3. *LaMorte C.R., Boring M., Porter. N.* Advanced welding repair and remediation methods for in-service pipelines. – Final Report. Columbus: EWI, 2007. – 283 p.

4. *Махненко В.И., Миленин А.С.* К вопросу ремонта сухопутных магистральных трубопроводов без вывода их из эксплуатации // Сб. докл. науч.-техн. семинара «Обеспечение эксплуатационной надежности систем трубопроводного транспорта» (10–11 июня 2009 г.). – К.: Институт электросварки им. Е.О. Патона, 2009. – С. 12–18.
5. *Трубопроводный транспорт нефти и газа* // Р.А. Алиев, В.Д. Белоусов, А.Г. Немудров и др. – М.: Недра, 1988. – 368 с.
6. *ДСТУ-Н Б В.2.3-21:2008.* Настанова. Визначення залишкової міцності магістральних трубопроводів з дефектами. – Київ: Мінрегіонбуд України, 2008. – 91 с.
7. *СНиП 2.05.06–85.* Магистральные трубопроводы. Строительные нормы и правила. – М: ВНИИСТ Миннефтегазстрой, 1997. – 146 с.
8. *ВБН В.3.1-00013471-07:2007.* Магістральні нафтопроводи. Методи ремонту дефектних ділянок. – Київ: Міністерство палива та енергетики України, 2007. – 112 с.
9. *Fitness-for-Service.* American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. Washington: API Publications and Distribution, 2000. – 625 p.
10. *BS 7910:2005.* British standard. Guide to methods for assessing the acceptability of flaws in metallic structures. – London: BSI. 2005. – 306 p.
11. *Махненко В.И.* Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – Киев: Наук. думка, 2006. – 619 с.
12. *Kiefner J.F., Bruce W.A., Stephens D.R.* Pipeline repair manual. – Houston: Technical Toolboxes, Inc., 1994. – 167 p.

ЧИСЕЛЬНА ОЦІНКА ПРАЦЕЗДАТНОСТІ ДЕФЕКТНИХ ДІЛЯНОК МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ, ВІДРЕМОНТОВАНИХ ПІД ТИСКОМ

О.С. Міленін

Інститут електрозварювання ім. Є.О. Патона НАНУ, Київ, Україна

Розглянуто основні аспекти забезпечення ефективності типових видів ремонту ділянок МТ із дефектами корозійної природи на базі сучасних методів чисельного аналізу. Зокрема, на основі моделювання напружено-деформованого стану в області дефектів типу корозійна втрата металу досліджено закономірності розвантаження дефектної ділянки при застосуванні підсилюючих конструкцій. Проаналізовано вплив властивостей композиційних наповнювачів на ефективність розвантаження дефектних ділянок герметичними компаундними муфтами.

Використання технологічних методів ремонту магістральних трубопроводів (МТ) під тиском дозволяє забезпечувати безперервний транспорт продукту трубопроводом та гарантувати необхідний ресурс експлуатації трубопровідних елементів. Зокрема, ряд методів ремонту, таких як контрольоване шліфування чи підсилення дефектних ділянок, дають змогу забезпечити експлуатаційну міцність ділянки МТ без фактичного усунення дефекту [1–3]. При цьому оцінка працездатності відремонтованих таким чином ділянок стикається з природною необхідністю розглядати взаємопов'язані фізичні та механічні процеси при ремонті та подальшій експлуатації трубопроводу, які впливають на його технологічну міцність МТ, а саме на граничний стан відремонтованих конструкцій.

Актуальні нормативні документи, що регламентують конструктивні особливості МТ та порядок їх експлуатації в конкретних умовах, розглядають несучу здатність відремонтованих ділянок як таку, що було повністю відновлено [4–5]. При цьому не беруться до уваги як специфіка проведення конкретного типу ремонту, так і особливості визначення ресурсу безпечної експлуатації відремонтованих ділянок. Це є прийнятним при капітальному ремонті, коли дефектна котушка МТ вирізається та на її місце вварюється нова. Але для типових методів ремонту МТ під тиском необхідно проводити детальний аналіз впливу конкретних технологічних та експлуатаційних параметрів на ефективність відновлення несучою здатності дефектних ділянок МТ. Тому основною метою даної роботи є розробка чисельної методики аналізу припустимості стану ділянок магістральних трубопроводів, несучою здатність яких було відновлено характерними методами ремонту під тиском.

Одним з часто вживаних методів ремонту МТ під тиском є підсилення дефектних ділянок звар-

ними конструкціями типу герметичних муфт чи бандажів [6] (рис. 1). При цьому підвищення працездатності ділянки МТ обумовлено як зниженням тангенціальних напружень в області геометричної аномалії в результаті перерозподілу зусиль між стінками трубопроводу та муфти при підвищенні внутрішнього тиску в трубопроводі від ремонтного до експлуатаційного значення, так і можливістю муфти прийняти експлуатаційне навантаження у разі виникнення в області дефекту течі. При цьому безпосереднє використання відповідних детермінованих критеріїв для оцінки граничного стану дефекту типу локальна втрата металу не є обґрунтованим, тому як напружено-деформований стан в області концентратора визначається не тільки внутрішнім тиском, але й складним механічним впливом контактуючої поверхні підсилюючої конструкції. Одним із методів оцінки припустимості напружено-деформованого стану конструкцій складного профілю, до яких можна віднести і трубопровід із поверхневою геометричною аномалією в разі довільного зовнішнього силового впливу, є визначення ймовірності руйнування за механізмом «слабкої ланки» із використанням методологій на основі статистики Вейбулла. Так, для розрахунку ймовірності P_d руйнування циліндричних конструкцій з поверхневими геометричними аномаліями виходячи із відомого розподілу напружень, може використовуватися наступне інтегральне співвідношення [7]:

$$P_d = 1 - \exp \left[- \int_S \left(\frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^m \frac{dS}{S_0} \right], \quad (1)$$

де σ_1 — головне напруження; S — площа аксіального поперечного перетину в області найменшої змінної товщини; S_0 — структурний параметр матеріалу; m, A, B — коефіцієнти розподілу Вейбулла.

Слід зазначити, що інтегрування в (1) проводиться в площині найвищої ймовірності руйнування, що дещо підвищує консервативність запропонова-

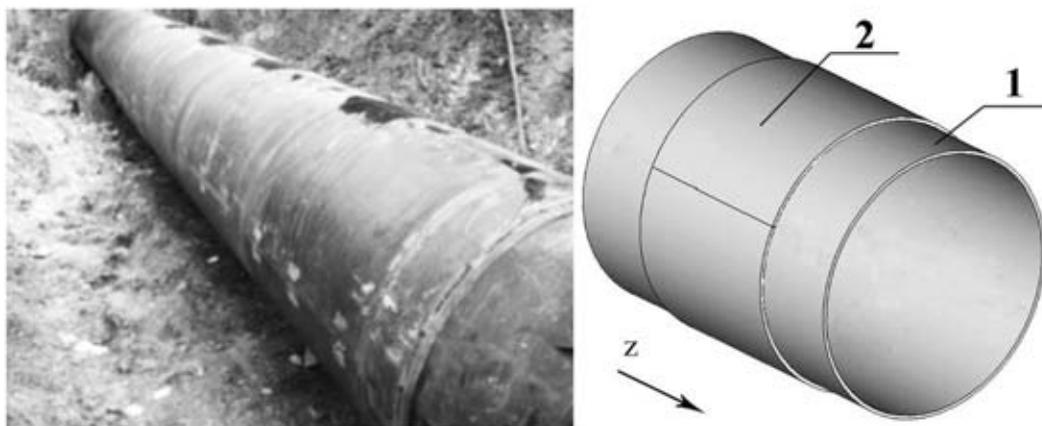


Рис. 1. Зовнішній вигляд (а) та схема (б) зварної підсилюючої конструкції, що встановлено на дефектну ділянку магістрального трубопроводу: 1 – частина трубопроводу з дефектом типу локальна корозійна втрата металу; 2 – муфта, що складається з двох напівциліндричних частин, з'єднаних зварним швом

ної методології, але такий крок виправданий, тому як тангенціальна складова тензора напружень як мінімум удвічі перевершує інші.

При цьому за ефективність ремонту *EPB* можна прийняти ступінь зниження ймовірності аварійної ситуації після проведення ремонтних робіт, а саме:

$$EPB = 1 - \frac{P_d}{P_0}, \quad (2)$$

де P_d – ймовірність руйнування конструкції до ремонту.

Важливим етапом дослідження є визначення коефіцієнтів Вейбулла, що, у свою чергу, визначає точність кількісної оцінки ймовірності аварійної ситуації. Оскільки підсилюючі конструкції часто встановлюються на дефекти типу корозійної локальної втрати металу або інші дефекти несучільності після контрольованого шліфування, в рамках даного дослідження був запропонований наступний підхід регресійного аналізу: з набору типових розмірів локальної втрати металу вибиралися максимальні припустимі, і в цьому випадку ймовірність руйнування приймалася рівною 0,05. Для оцінки припустимості зовнішніх корозійних дефектів було використано практичні рекомендації API 579 відповідно [8] та розрахунок розподілу напружень і деформацій в області локальної втрати металу критичного розміру, що обчислювався за допомогою програмного пакету ANSYS за наступними входними даними:

внутрішній діаметр D , мм	1420
товщина стінки t , мм	20
мінімальна припустима товщина стінки	
t_{\min} , мм	16
матеріал трубопроводу	сталь 17Г1С:
	$\sigma_T = 440$ МПа; $\sigma_B = 510$ МПа
тиск на вході досліджуваної ділянки	
P_{\max} , МПа	8,5

Це дозволило оцінити значення коефіцієнтів розподілу Вейбулла, необхідних для подальших

розрахунків: $S_0 = 0,4$ мм², $m = 4$, $A = 500$ МПа, $B = 670$ МПа. Слід зазначити, що використання попередніх розрахунків напружено-деформованого стану циліндричної оболонки із поверхневим напівеліптичним дефектом критичного розміру (за API 579) для визначення коефіцієнтів Вейбула є припустимим, бо значення цих коефіцієнтів визначаються схильністю матеріалу до руйнування, а не особливостями конструкції чи зовнішнього механічного впливу.

Як приклад використання розробленої методології, розглянуто випадок ділянки трубопроводу з внутрішнім корозійним дефектом, підсиленого муфтою, що характерно, зокрема, для магістральних нафтопроводів. Небезпека внутрішнього корозійного дефекту, відремонтованого таким чином, полягає в тому, що при цьому не припиняється його подальше природному зростання. І у випадку, якщо ймовірність руйнування в процесі збільшення глибини дефекту не перевищить критичного значення (тут прийнято 0,05), то в результаті виникне теча, продукт, що транспортується, заповнить простір між муфтою та стінкою трубопроводу, й експлуатаційне навантаження нестиме вже підсилююча конструкція. Герметичні муфти припускають рівномірність із стінкою трубопроводу, тому, за умови якісного монтажу, такий сценарій не матиме істотного впливу на ресурс експлуатації дефектної ділянки МТ. Але якщо ймовірність порушення цілісності стінки МТ з дефектом при певній глибині останнього буде вищою за критичне значення, то можливо спонтанне руйнування стінки та вихід дефекту за межі муфти. На рис. 2 наведено діаграми залежностей ймовірності порушення цілісності трубопроводу з внутрішнім дефектом від його глибини без ремонту і з урахуванням підсилення. Як видно, при довжині дефекту, меншій 150 мм, спонтанного порушення цілісності стінки трубопроводу, підсиленого муфтою, не відбудеться, тоді як при довжині

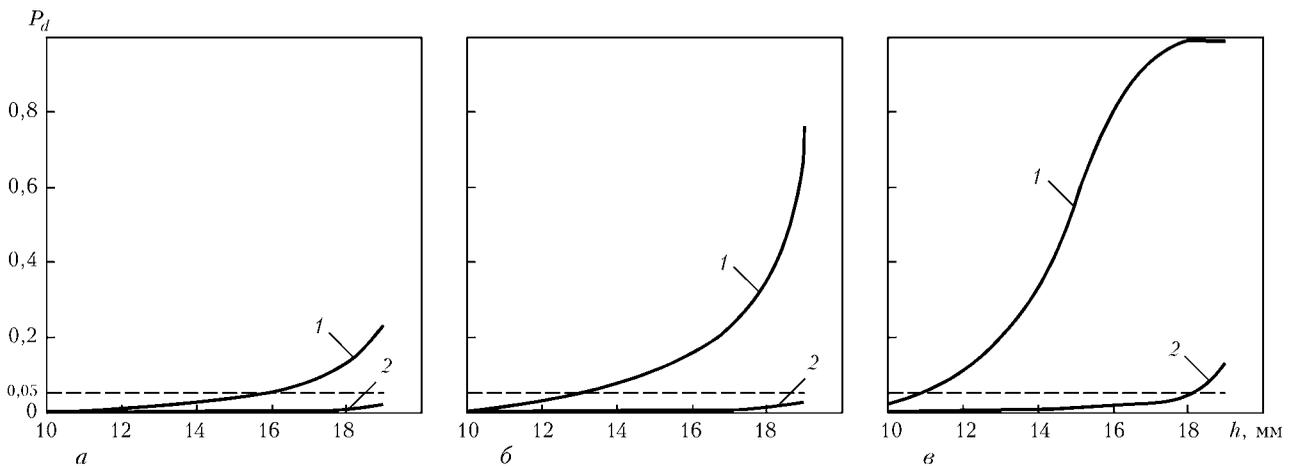


Рис. 2. Ймовірність порушення цілісності трубопроводу з внутрішнім напівеліптичним дефектом різної довжини (*a* – 100; *b* – 150; *c* – 200 мм) у разі його корозійного зростання 1 – без ремонту; 2 – з урахуванням ремонту підсилюючою муфтою

200 мм і значному корозійному зростанні глибини дефекту ризик спонтанного руйнування вище за критичний.

Наведена методологія дозволяє дослідити інший типовий метод відновлення несучої здатності дефектних ділянок МТ, а саме їх підсилення негерметичними зварними бандажами. В такому разі вважається, що виявлений дефект в процесі подальшої експлуатації не буде збільшуватись, й основною метою такого ремонту є перерозподіл експлуатаційних напружень в області геометричної аномалії між стінкою трубопроводу та бандажу. Одними із основних параметрів, що впливають на ефективність ремонту, є товщина стінки бандажу t_s та внутрішній тиск при ремонті P_r . На рис. 3–4 наведено залежності ефективності підсилення ділянки магістрального трубопроводу із одиночним дефектом від цих параметрів. В якості модельних дефектів прийнято геометричні аномалії із довжиною та шириною 200 мм, глибиною 17 мм, що розташовані на внутрішній або зовнішній поверхні трубопроводу та

мають різну форму: напівеліптичну, конічну, що має форму зрізаного конусу, та циліндричну. Як видно із наведених залежностей, консервативне значення товщини стінки бандажу не менше, ніж товщина стінки трубопроводу, та величина ремонтного тиску не менше ніж $0,7P_{max}$, які рекомендовані вітчизняними стандартами, для більшості випадків є достатніми, а для внутрішніх дефектів надмірно консервативними. Єдиним виключенням є зовнішні дефекти із вираженим пласким дном (циліндричні), в яких імовірність аварійної ситуації визначається локальними мембранними напруженнями, тому ефективність розвантаження незначна. Для цих випадків необхідно застосовувати проміжні наповнювачі, які дозволять забезпечити контакт найбільш небезпечних ділянок стоншення із бандажем і розвантажити цю дефектну ділянку.

Необхідно зазначити, що наведені розрахунки припускають ідеальну відповідність поверхонь підсилюючої конструкції та трубопроводу, тому при збільшенні тиску в трубопроводі від ремонтного до

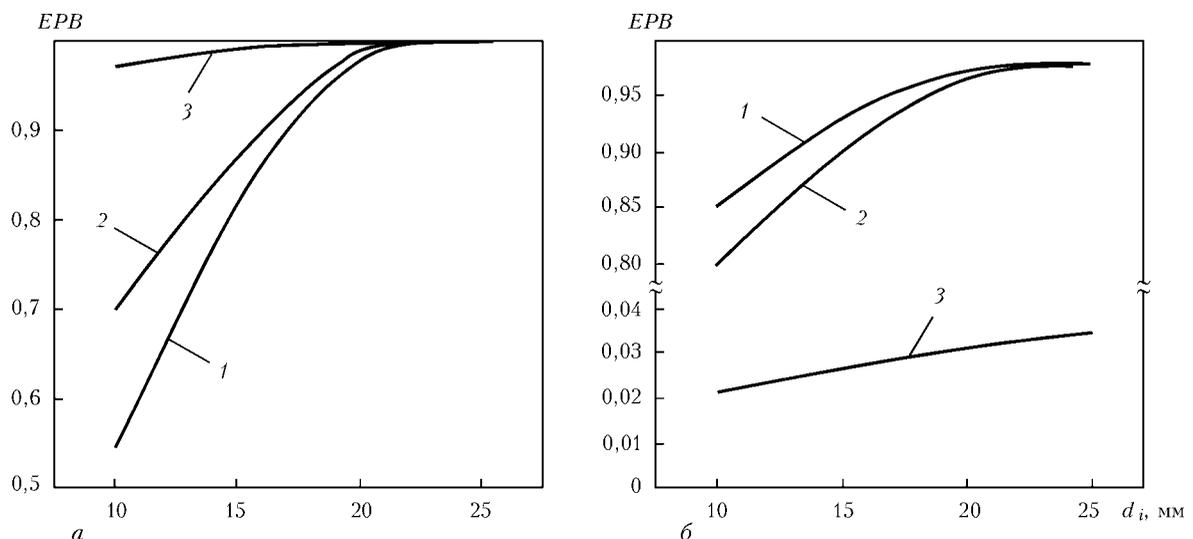


Рис. 3. Залежність ефективності підсилення ділянки магістрального трубопроводу з виявленим внутрішнім (*a*) та зовнішнім (*b*) тривимірним дефектом різної форми від товщини стінки бандажу. Тут та на рис. 4 введено наступні позначення форми дефектів: 1 – напівеліптичний; 2 – конічний; 3 – циліндричний

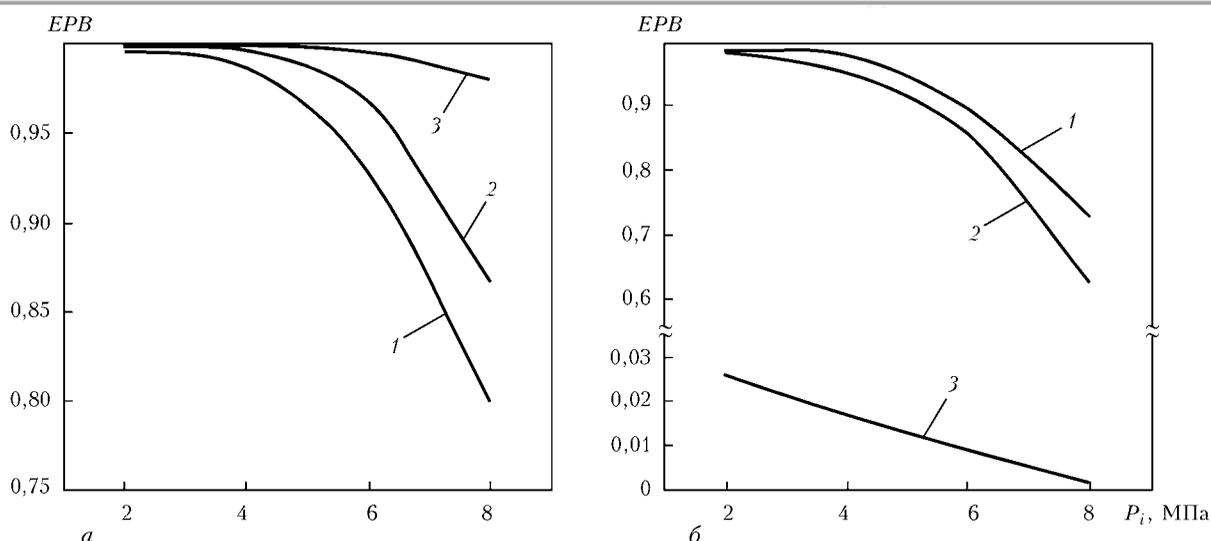


Рис. 4. Залежність ефективності підсилення ділянки магістрального трубопроводу з виявленим внутрішнім (а) та зовнішнім (б) тривимірним дефектом різної форми від величини тиску в трубопроводі при ремонті

експлуатаційного підсилення ділянка працює як контактна пара. Але фактично при встановленні муфти чи бандажу величина поверхневого прилягання не є стовідсотковою. Це обумовлено як невідповідністю форм конструкцій, так і природною нерівністю контактуючих поверхонь. Задля гарантування відсутності люфтових деформацій в процесі збільшення тиску, що, безумовно, негативно впливає на ефективність розвантаження, в процесі ремонту за допомогою відповідних механічних засобів реалізують обтискання трубопроводу муфтою (бандажем) та деякий натяг ремонтної конструкції в окружному напрямку [9]. Але це не ліквідує стохастичний характер прилягання в результаті природної недосконалості поверхонь контактної пари. Розроблена ймовірнісна методологія чисельного аналізу граничного стану дефектних ділянок МТ дозволяє дослідити вплив цього фактору на ефективність підсилення трубопроводу із виявленими дефектами за допомогою зварних бандажів. На рис. 5 наведено розрахункову залежність ймовірності безвідмовної експлуатації МТ внутрішнім дефектом типу локальна втрата металу від ступеню прилягання муфти до трубопроводу S_k . Як видно із наведеного, порівняно невелика величина прилягання 15–25 % вже є достатньою для гарантування ефективного розвантаження. При цьому слід підкреслити, що це прилягання є суто стохастичним і максимально можливим при встановленні підсилюючої конструкції та подальшій експлуатації МТ. Регулярна відсутність поверхневого контакту, що викликана, наприклад, овальністю трубопроводу, має більш суттєвий негативний вплив на ефективність ремонту.

Одним з поширених видів ремонту МТ під тиском на теперішній час є підсилення дефектних ділянок герметичними муфтами із наповнювачем [10]. Основа цього методу полягає в тому, що між стін-

ками муфти та трубопроводу за допомогою перехідних кілець формується регулярний проміжок, в який накачується під певним контрольованим тиском рідкий наповнювач (полімерний компаунд або композит на основі епоксидної смоли), який забезпечує передачу навантаження від стінки МТ до муфти. Такий підхід дозволяє контролювати величину зовнішнього гідростатичного тиску на дефектну ділянку, який, фактично, є протидією внутрішньому тиску в трубопроводі, і дозволяє звести методику вибору технологічних параметрів ремонту до аналізу детермінованих критеріїв припустимості дефектів відповідної природи. Проте, як було показано в [11], найслабшою частиною зварної конструкції муфти є зварний вузол «перехідне кільце–муфта», де реалізується щільний стик, і тому максимальний припустимий тиск наповнювача віднос-

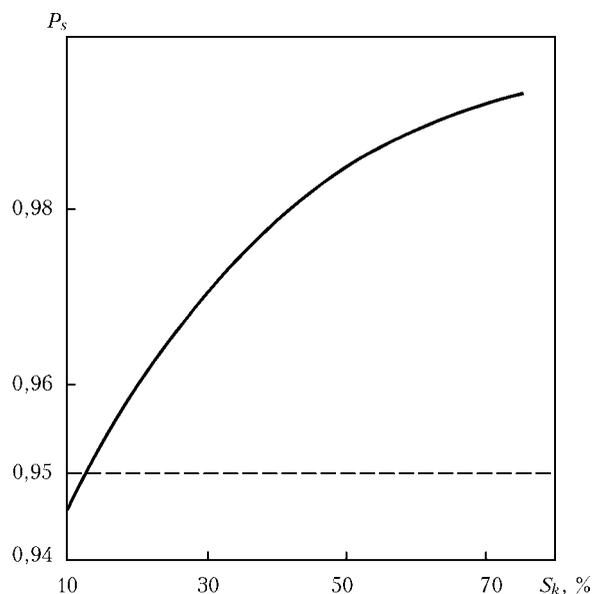


Рис. 5. Вплив ступеню прилягання муфти S_k до трубопроводу з зовнішнім дефектом типу локальна втрата металу на ймовірність безвідмовної експлуатації МТ

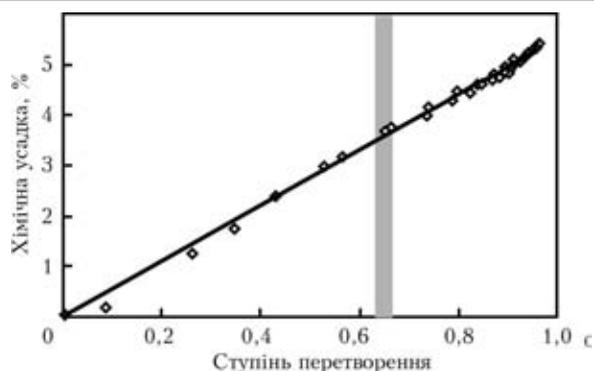


Рис. 6. Залежність величини хімічної усадки епоксидної смоли від ступеню перетворення з рідкого стану на твердий [12]

но невеликий (до 4÷5 МПа). Крім того, вищесказаний механізм підсилення дефектності стінки МТ відноситься до первинної фази ремонту, коли наповнювач є рідким, але з часом відбувається природний фазовий перехід рідкого наповнювача в твердий стан і характер перерозподілу навантажень змінюється: якщо рідина є нестисловою, то твердий наповнювач характеризується відповідними пружними характеристиками (модуль Юнга 1,7÷2,2 ГПа, коефіцієнт Пуассона 0,30÷0,45), які, в свою чергу, суттєво поступають пружним модулям сталі. При цьому, як показують розрахунки, для ефективної передачі навантажень від стінки трубопроводу до стінки муфти через твердий шар наповнювача його модуль Юнга повинен бути одного порядку величини пружного модуля сталі, а саме 90÷100 ГПа.

Також важливим фізичним явищем, яке має вплив на ефективність ремонту дефектних ділянок МТ підсиленням за допомогою муфт із наповнювачем є хімічна усадка наповнювача при твердінні. На рис. 6 наведено дані про ступінь об'ємної усадки при фазовому переході [12]. Як видно із наведеного, зменшення об'єму наповнювача може бути суттєвим (до 6 об. %), що є еквівалентом зменшення тиску наповнювача. На рис. 7 наведено розрахункову залежність величини еквіваленту зниження тиску наповнювача dP_p від величини хімічної усадки dV/V_0 . Як видно, втрата тиску наповнювача в результаті хімічної усадки складає 0,5÷1,0 МПа. Але треба зауважити, що ці показники також залежать від форми поперечного перерізу проміжку між стінками трубопроводу та муфти. Так, наведена залежність розрахована для товщини прошарку наповнювача 3 мм, але збільшення його товщини до 12 мм

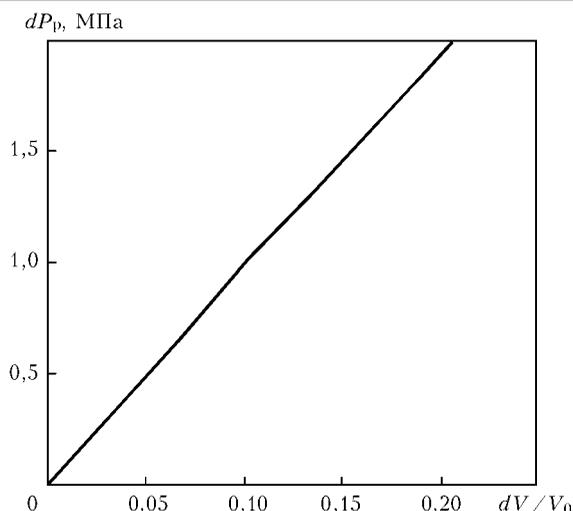


Рис. 7. Розрахункова залежність величини еквіваленту зниження тиску наповнювача dP_p від величини хімічної усадки dV/V_0

еквівалентно зменшенню тиску від хімічної усадки близько 4 МПа, що, в свою чергу, може знівелювати ефект розвантаження дефектної ділянки.

1. *LaMorte C.R., Boring M., Porter N.* Advanced welding repair and remediation methods for in-service pipelines. Final report. Columbus: EWI, 2007. — 283 p.
2. *Махненко В.И., Миленин А.С.* К вопросу ремонта сухопутных магистральных трубопроводов без вывода их из эксплуатации // Сб. докл. науч.-техн. семинара «Обеспечение эксплуатационной надежности систем трубопроводного транспорта» (10–11 июня 2009 г., Киев, Украина). — К: ИЭС им. Е.О. Патона, 2009. — С. 12–18.
3. *Bruce W.A.* Qualification and selection of procedures for welding onto in-service pipelines and piping systems. — Edison Welding Institute (EWI) Project No. J6176, Columbus, Ohio, January. — 1996.
4. *BS 7910:2005.* British standard. Guide to methods for assessing the acceptability of flaws in metallic structures. London: BSI, 2005. — 306 p.
5. *ДСТУ-Н Б В.2.3-21:2008.* Настанова. Визначення залишкової міцності магистральних трубопроводів з дефектами. Київ: Мінірегіонбуд України, 2008. — 91 с.
6. *ВБН В.3.1-00013471-07:2007.* Магістральні нафтопроводи. Методи ремонту дефектних ділянок. — Київ: Міністерство палива та енергетики України, 2007. — 112 с.
7. *Махненко В.И., Великоиваненко Е.А., Олейник О.И.* Риск-анализ как средство формализации принятия решений о внеплановом ремонте сварных конструкций / Автомат. сварка. — 2008. — № 5. — С. 5–10.
8. *Fitness-for-service.* American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. Washington: API Publications and Distribution, 2000. — 625 p.
9. *Kiefner J.F., Bruce W.A., Stephens D.R.* Pipeline repair manual. — Houston: Technical Toolboxes, Inc., 1994. — 167 p.
10. *Пат. № 77931.* Спосіб ремонту дефектної ділянки трубопроводу, що знаходиться під тиском. — Зареєстровано 15 січ. 2007 р.
11. *Допускаемые давления для заполнителя герметичных муфт, используемых при ремонте магистральных трубопроводов / В.И. Махненко, Е.А. Великоиваненко, А.С. Миленин и др. // Автомат. сварка. — 2011. — № 8. — С. 25–30.*
12. *Zarrelli M., Skordos A.A., Partridge I.K.* Investigation of cure induced shrinkage in unreinforced epoxy resin // Plastics, Rubber and Composites Processing and Applications 31(2002). — P. 377–384.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СИСТЕМЫ ArcWeldSys ДЛЯ СВАРКИ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ

Г.Ю. Сапрыкина

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

В статье представлены возможные направления совершенствования компьютерной системы ArcWeldSys, ориентированной на прогнозирование свойств сварного соединения при дуговой сварке конструкционных сталей. Для этой системы проработаны алгоритмы присоединения модулей: прогнозирования образования холодных трещин при сварке высокопрочных сталей и расчетного прогнозирования свариваемости дуплексных нержавеющих сталей, с целью расширения ее области применения.

Компьютерная система ArcWeldSys (выбор сварочных материалов на основе компьютерного моделирования основных характеристик сварного соединения при дуговой сварке конструкционных сталей) построена на основе математического моделирования характерных физических явлений при сварке плавлением, определяющих качество сварного соединения, т. е. кинетику температурных полей и фазовых превращений, сопровождающих процесс формирования сварного соединения (рис. 1). Подробная информация об основных принципах построения системы, ее возможностях и особенностях работы с системой была неоднократно опубликована [1–3].

Система ArcWeldSys открытая, ее периодически можно пополнять уточненными сведениями и оснащать, если это необходимо, дополнительными программными модулями, ориентированными на решение конкретных задач [4, 5] (рис. 2).

В настоящей работе представлены возможные направления совершенствования компьютерной системы ArcWeldSys, ориентированной на прогнозирование свойств сварного соединения при дуговой сварке конструкционных сталей.

Для расширения области задач, которые можно решить с помощью системы ArcWeldSys были проработаны возможности присоединения модуля про-

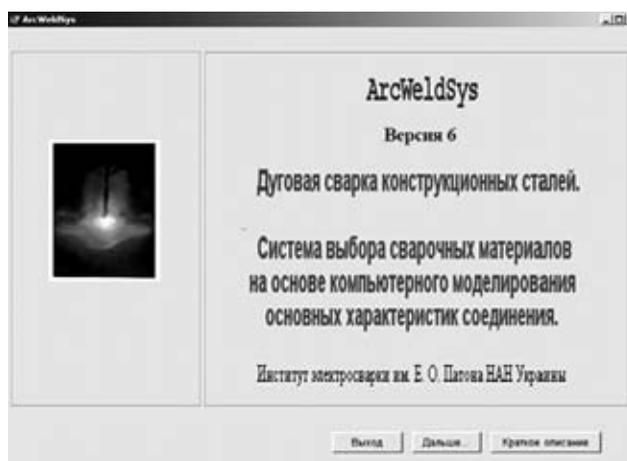


Рис. 1. Компьютерная система ArcWeldSys

гнозирования образования холодных трещин (ХТ) при сварке высокопрочных сталей и модуля расчетного прогнозирования свариваемости дуплексных сталей.

В предыдущей версии системы решались три группы задач:

- расчет размера и формы зоны проплавления;
- определение химического состава зоны проплавления;
- определение микроструктурного состава зоны проплавления и зоны термического влияния.

Рассмотрим теперь новые программные модули:



Рис. 2. Задачи, которые можно решить с помощью системы ArcWeldSys

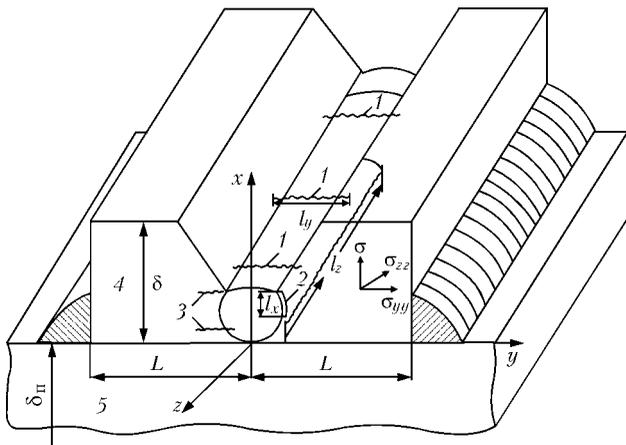


Рис. 3. Схема корневого шва стыкового соединения: 1 – поперечные; 2, 3 – продольные трещины; 4 – свариваемые элементы

тодов исследования физико-химических явлений при сварке и спецэлектрометаллургии». Эта методика разработана на основе вероятностного подхода [5].

Известно, что необходимыми условиями образования холодных трещин при сварке конструкционных сталей являются:

- наличие в зоне их возможного образования закалочных структур;
- диффузионного водорода;
- растягивающих напряжений.

Для примера была выбрана сталь марки 14ХГ2САФД. Сварка корневого прохода стыкового соединения (рис. 3) была выполнена электродами АНП-10.

Химический состав основного и присадочного материалов приведен в таблице.

На рис. 4 приведены расчетные данные по распределению мартенсита в поперечном сечении при сварке корневого шва.

По этим данным видно, что при начальной температуре $T_0 = 11^\circ\text{C}$ микроструктура зоны термического влияния содержит мартенсит на уровне $V_M = 0,7-0,9$; при $T_0 = 70^\circ\text{C}$ микроструктура зоны тер-

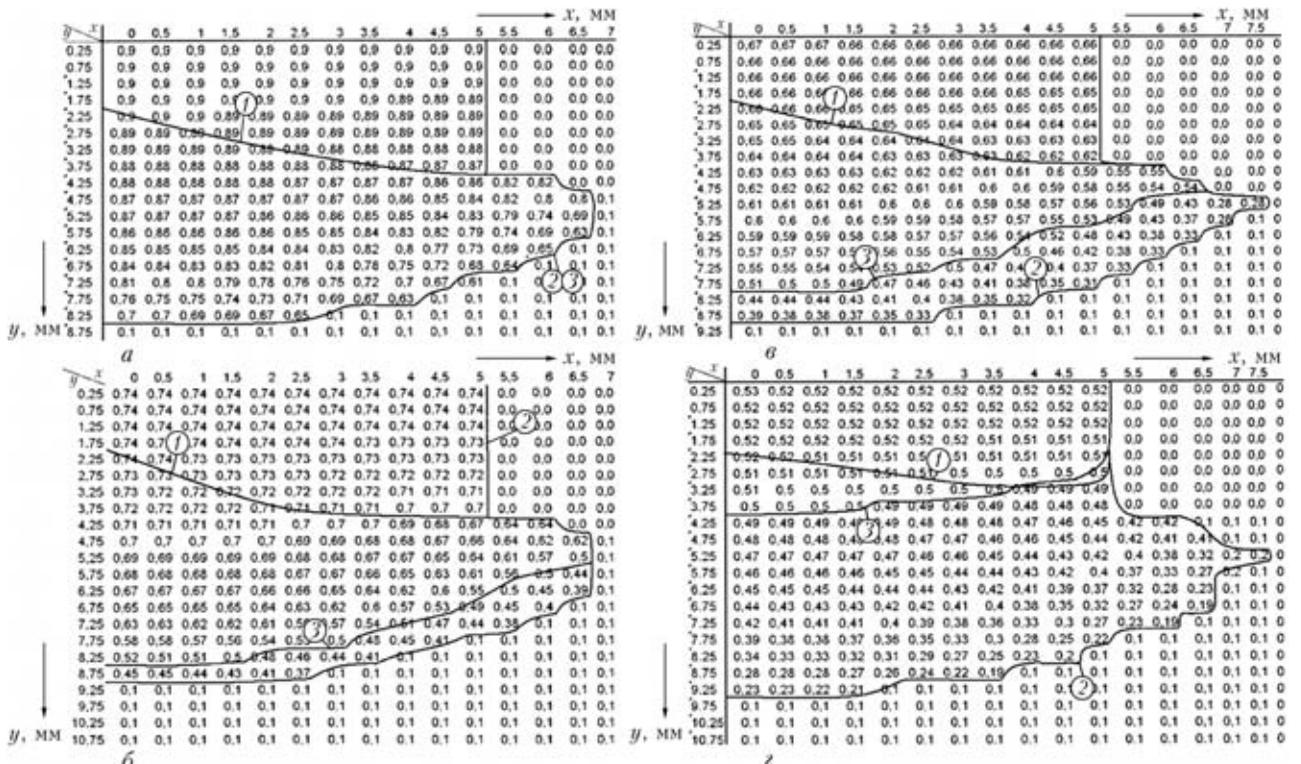


Рис. 4. Расчетные значения V_M в поперечном сечении корневого шва при $L = 50$ мм и $T_0 = 11^\circ\text{C}$ (а); 70°C (б); 90°C (в); 120°C (г): 1 – граница зоны сплавления; 2 – граница ЗТВ; 3 – граница, где $V_M \geq 0,5$

Химический состав основного и присадочного металла (мас. %)

Марка материала	C	Si	Mn	Cr	Cu	V	Al	P	S
14ХГ2САФД	0,13	0,57	1,42	0,44	0,39	0,08	0,08	0,019	0,015
АНП-10	0,09	0,43	1,90	Следы	Следы	0,01	–	0,020	0,020

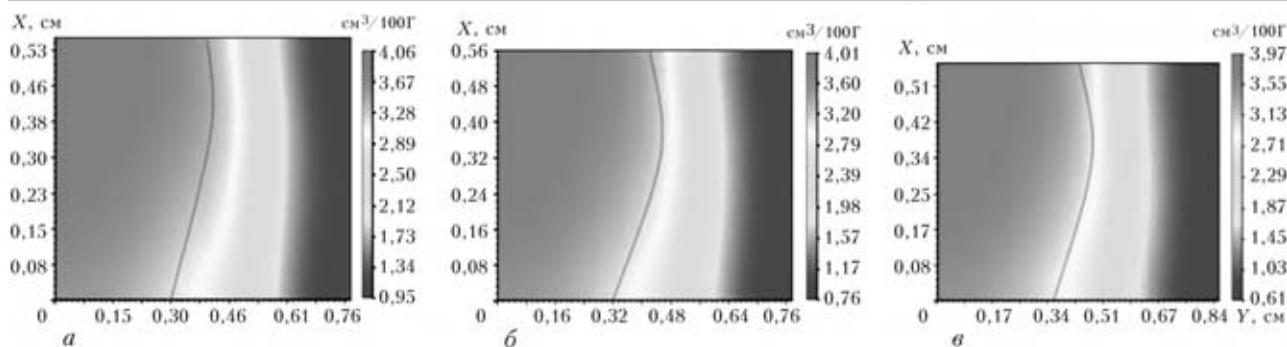


Рис. 5. Распределение диффузионного водорода в сечении $z = \text{const}$ в момент времени $t = 195$ с после прохождения источником данного сечения при $T_0 = 11$ °C (а); 70 °C (б); 120 °C (в)

мического влияния содержит мартенсит на уровне $V_M = 0,7-0,4$; при $T_0 = 90$ °C соответственно $V_M = 0,65-0,35$ и при $T_0 = 120$ °C — $V_M = 0,5-0,2$.

Что касается зоны потенциального образования трещины, то содержание мартенсита (V_M) составляет — 0,89; 0,72; 0,65; 0,50, что вполне соответствует классическим условиям появления холодных трещин при прочих необходимых условиях по водороду и напряжениям.

На рис. 5 показано распределение диффузионного водорода к моменту времени 200 с. Это тот момент времени, когда создаются температурные условия для образования холодных трещин. (При $H_{\text{прис}} = 10 \text{ см}^3/100 \text{ г}$).

Здесь видно, что к моменту образования трещины реальное содержание диффузионного водорода



Рис. 6. Поперечное сечение корневого шва, при $L = 50$ мм и $T_0 = 11$ °C

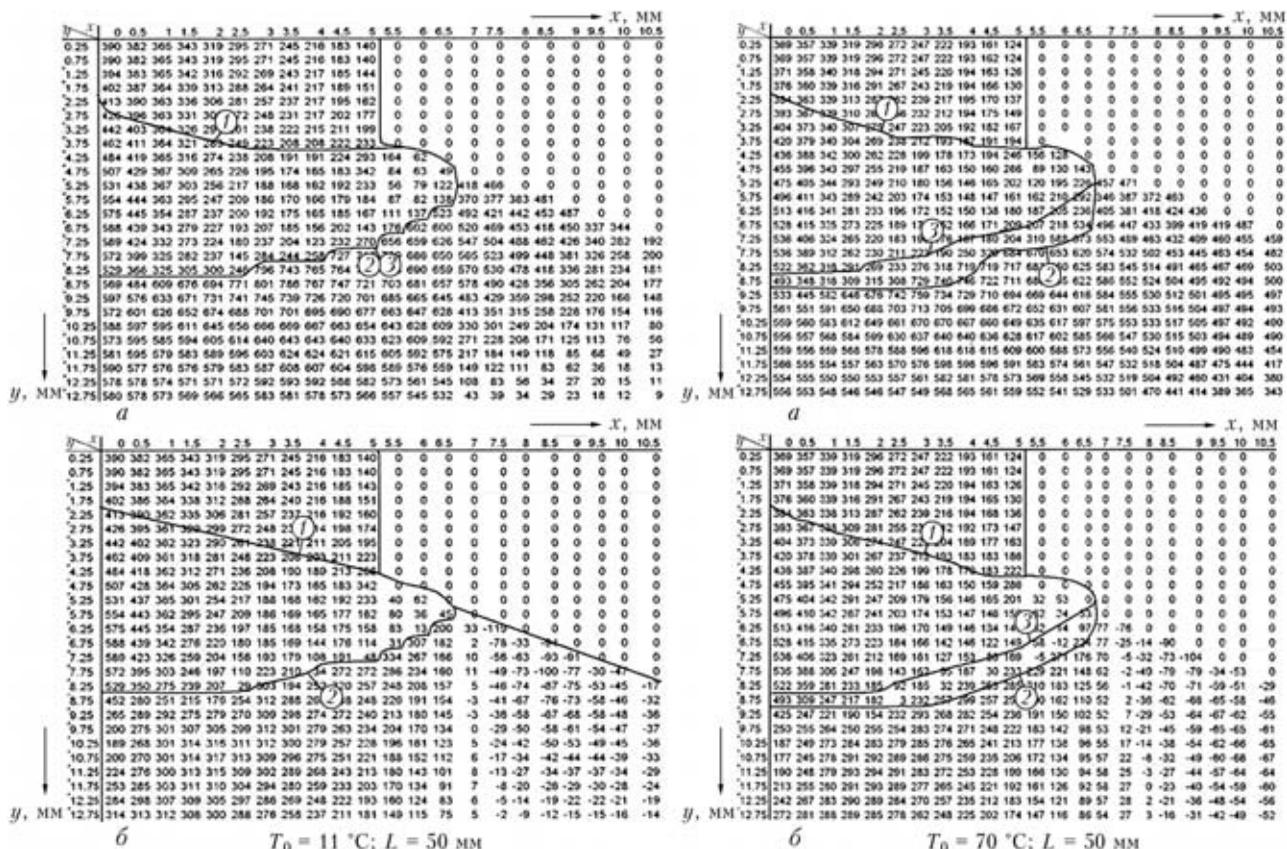


Рис. 7. Расчетные значения остаточных главных максимальных напряжений σ_1 (а) и поперечных нормальных σ_{yy} (б): 1 — граница зоны сплавления; 2 — граница ЗТВ; 3 — граница, где $V_M \geq 0,5$

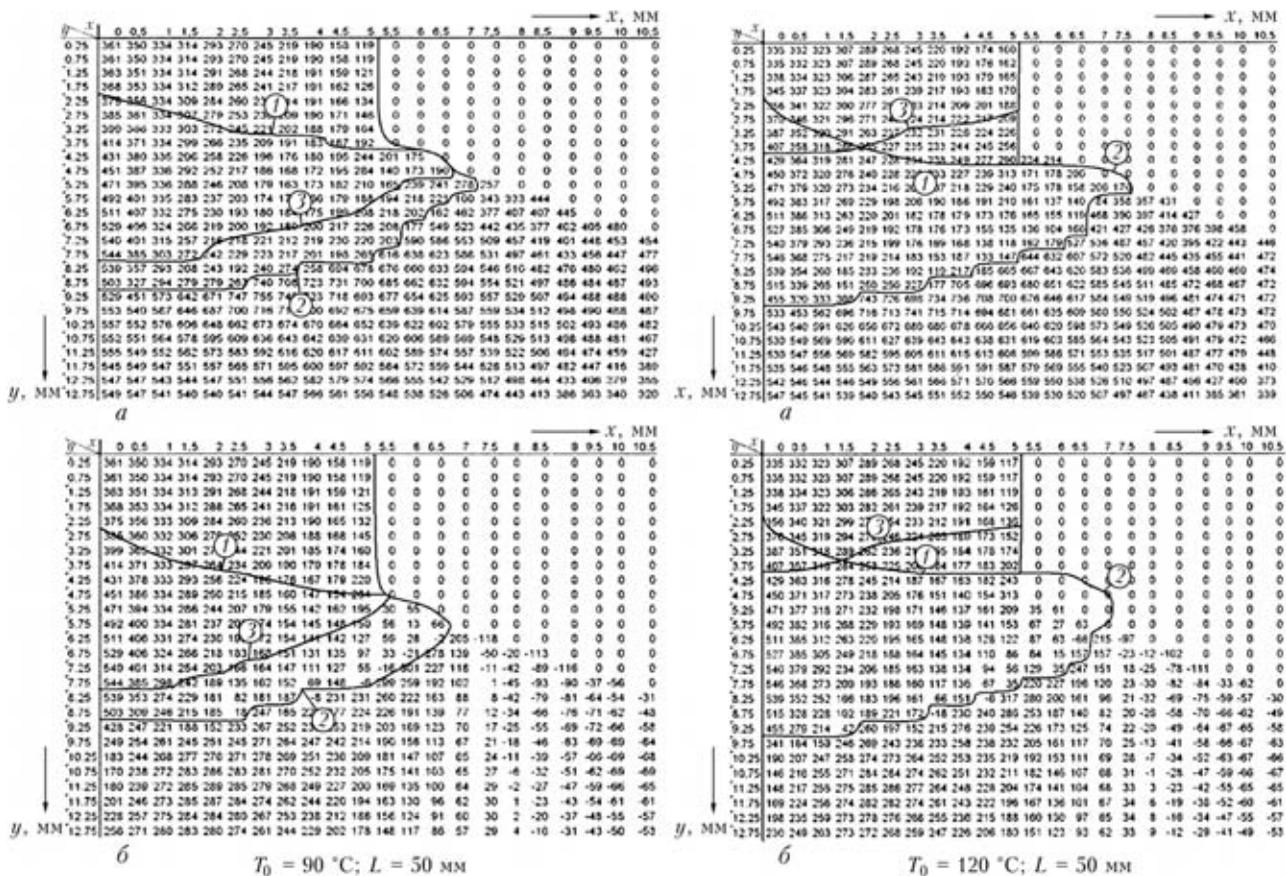


Рис. 8. Расчетные значения остаточных главных максимальных напряжений σ_1 (а) и поперечных нормальных σ_{yy} (б): 1 – граница зоны сплавления; 2 – граница ЗТВ; 3 – граница, где $V_M \geq 0,5$

в районе трещины не превышает $3,5-4,0 \text{ см}^3/100 \text{ г}$ и мало зависит от начальной температуры T_0 .

На рис. 6 показан макрошлиф поперечного сечения корневого шва при $L = 50 \text{ мм}$ и $T_0 = 11 \text{ °C}$.

На рис. 7–9 приведены расчетные данные, касающиеся остаточных главных максимальных напряжений σ_1 и поперечных нормальных напряжений σ_{yy} , от которых зависит возникновение и распространение холодных трещин.

Вероятность хрупкого разрушения в соответствии с теорией Вейбулла определялась зависимостью:

$$P = 1 - \exp \left[- \int_V \left(\frac{\sigma_{yy} - A(H_d)}{B} \right)^4 dV; \right. \\ \left. \sigma_{yy} > A(H_d), \quad V(H, V). \right]$$

После обработки данных, относительно распределения диффузионного водорода, распределения остаточных главных максимальных напряжений, поперечных нормальных напряжений и распределения мартенсита в поперечном сечении сварного шва по зависимости в соответствии с теорией Вейбулла была установлена зависимость параметров A , B и η , от содержания водорода в присадочном металле.

Второй программный модуль ориентирован на прогнозирование количества σ -фазы в зоне термического влияния при сварке дуплексных сталей.

Образование σ -фазы способствует резкому снижению пластичности дуплексных сталей при термическом воздействии, в том числе и при сварке. Это существенно ограничивает использование этих материалов в современных конструкциях.

Прогнозирование количества σ -фазы в зоне термического влияния стандартных термовременных диаграмм для этих сталей (с-образные кривые для данного количества σ -фазы) позволяет достаточно эффективно определять содержание σ -фазы в зоне термического влияния при сварочном термическом цикле многопроходной сварки.

Программный модуль построен на основе расчетной методики для прогнозирования степени влияния конкретных режимов и условий сварки на количество σ -фазы, образующейся в зоне термического влияния.

На рис. 11 показано свариваемое стыковое соединение из дуплексной стали.

Приводим химический состав стали марки DSS 2205, мас. %: 22,43 Cr; 1,88 Ni; 3,13 Mo; 0,14 Mn; 0,07 Si; 0,18 N; 0,023 C.

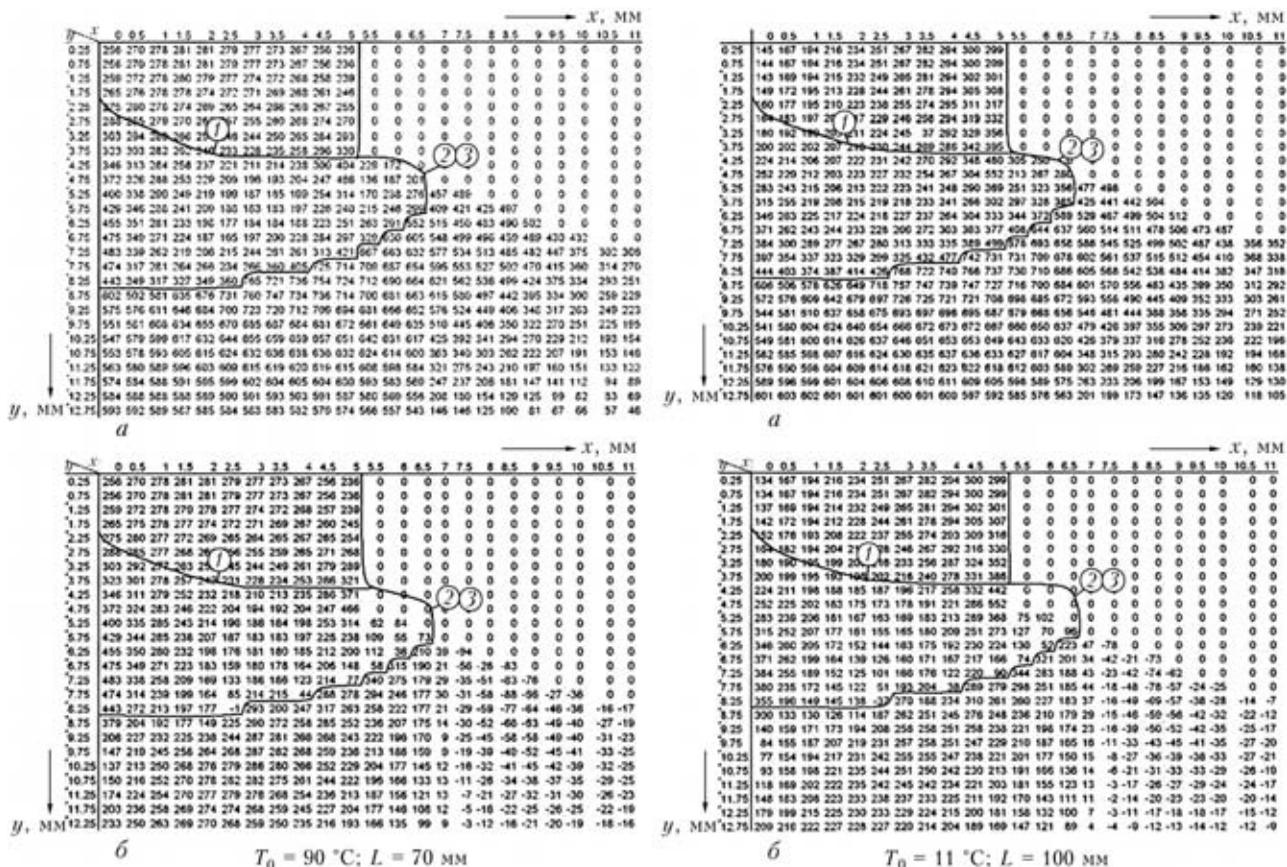


Рис. 9. Расчетные значения остаточных главных максимальных напряжений σ_1 (а) и поперечных нормальных σ_{yy} (б): 1 — граница зоны сплавления; 2 — граница ЗТВ; 3 — граница, где $V_M \geq 0,5$

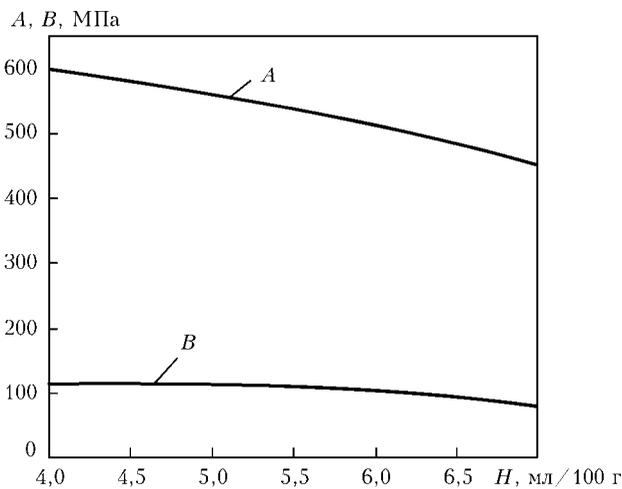


Рис. 10. Влияние содержания диффузионного водорода в присадочном металле на параметры Вейбулла А и В при $\eta = 4,0$

Имеющиеся экспериментальные данные относительно кинетики изменения содержания σ -фазы при изотермической выдержки образцов из стали DSS 2205 и «с»-образные кривые для этой стали позволили рассчитать для различных вариантов тепловложения содержание σ -фазы присварке рассматриваемого соединения.

На рис. 12 показано накопление σ -фазы в околошовной зоне при величине погонной энергии $Q_{\Pi} = 2000$ Дж/мм и $T_0 = 20$ °С.

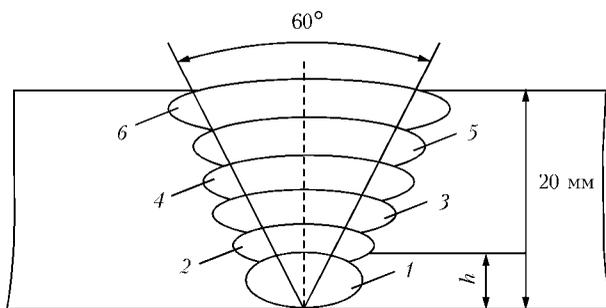


Рис. 11. Схема послышной заварки стыкового соединения из дуплексной стали DSS 2205 (1–6 номера проходов)

На следующем рисунке отражены результаты расчета распределения σ -фазы в ЗТВ при шести-проходной дуговой сварке МИГ (приведены результаты расчета распределения σ -фазы после 6-го прохода) при $Q_{\Pi} = 1700$ Дж/мм при $T_0 = 20$ °С (вариант а) и $T_0 = 150$ °С (вариант б).

А также распределение σ -фазы при дуговой сварке ТИГ (приведены результаты расчета распределения σ -фазы после 6-го прохода) при $Q_{\Pi} = 3000$ Дж/мм при $T_0 = 20$ °С (вариант а) и $T_0 = 150$ °С (вариант б).

1. Махненко В.И., Королёва Т.В., Лавринцев И.Г. Компьютерная система выбора сварочных материалов для дуговой сварки конструкционных сталей // Автомат. сварка. — 2003. — № 2. — С. 14–23.
2. Королёва Т.В. Развитие системы ArcWeldSys в аспекте математического моделирования и информационного наполнения // Сб. тр. Междунар. конф. «Математическое...

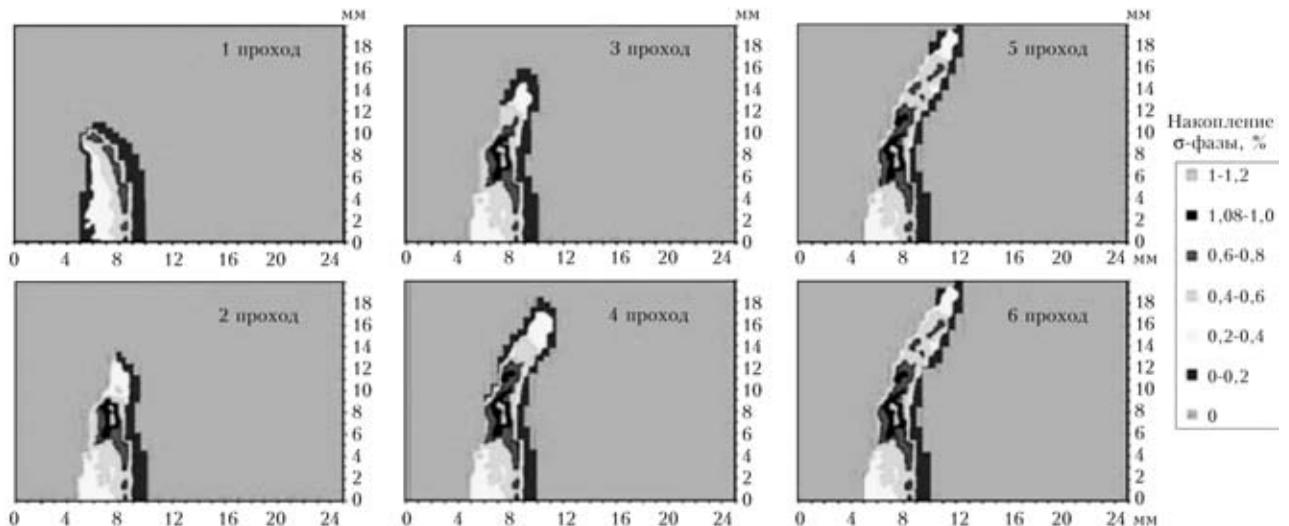


Рис. 12. Накопление σ -фазы в ОШЗ при сварке стыкового шва: $Q_{II} = 2000$ Дж/мм; $T_0 = 20$ °C

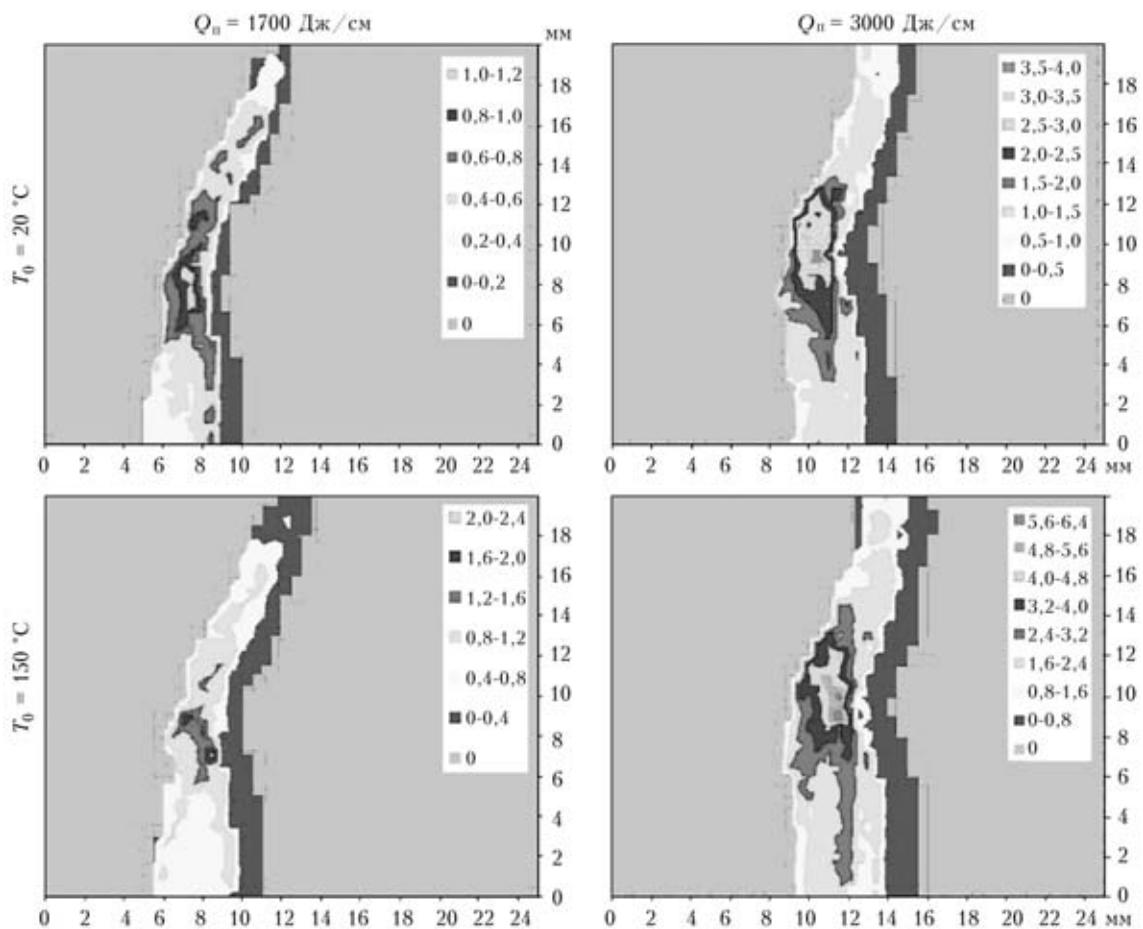


Рис. 13. Распределение σ -фазы в ЗТВ при сварке стыкового шва (после 6-го прохода). Сталь DSS 2205

моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах». — Киев: ИЭС им. Е.О. Патона, 2004. — С. 127–133.

3. Numerical study of influence of edge preparation angle of butt, tee and corner joints on microstructure and mechanical properties in FZ and HAZ on low-alloy steels of general designations / T.V. Korolyova, V.A. Starodubtsev, B.V. Stepanov, V.A. Yarochkin // Computer Technology in Welding and Manufacturing, 16-th Int. Conf. & Mathematical Modelling and Information Technologies in Welding and

Related Proc. 3-rd Int. Conf., June 2006. — Kiev: E.O. Paton Electric Welding Institute, 2006. — P. 173–178.

4. Махненко В.И., Козлитина С.С., Дзюбак Л.И. Прогнозирование количества σ -фазы в ЗТВ при сварке стыковых соединений дуплексной стали // Автомат. сварка. — 2010. — № 12. — С. 7–10.

5. Риск образования холодных трещин при сварке конструкционных высокопрочных сталей / В.И. Махненко, В.Д. Позняков, Е.А. Великоиваненко и др. // Там же. — 2009. — № 12. — С. 5–10.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ В УСЛОВИЯХ ДУГОВОЙ СВАРКИ

И.Л. Семенов, И.В. Кривцун, А.Т. Зельниченко

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

Предложена комплексная аналитическая модель испарения анода из бинарного сплава, которая позволяет определять состав и газодинамические характеристики многокомпонентной дуговой плазмы вблизи поверхности такого анода, а также тепловые и электрические характеристики анодного слоя в широком диапазоне значений температуры поверхности анода, температуры электронов прианодной плазмы, состава сплава и плотности тока на аноде. Данная модель включает в себя модели испарения в диффузионном и конвективном режимах и соответствующую модель анодных процессов. На основе предложенной комплексной модели проведен детальный численный анализ процессов испарения анода из Al–Mg сплава в широком диапазоне значений температуры поверхности, температуры плазменных электронов и массового содержания примеси (Mg). Определены важные с технологической точки зрения характеристики испарительных процессов: температура кипения анода из бинарного сплава, тепловой и массовые потоки компонент с поверхности расплава, полное газодинамическое давление на эту поверхность, тепловой поток в анод и анодное падение потенциала.

Исследование процессов испарения металла с поверхности анода, в том числе из бинарных сплавов, представляет значительный интерес для дальнейшего совершенствования различных способов дуговой сварки (GTA, PTA, GMA) [1–5]. Присутствие паров материала анода в плазме сварочной дуги оказывает существенное влияние на ее основные физические свойства (теплофизические характеристики, коэффициенты переноса, оптические свойства). Кроме того, процесс испарения материала анода во многом определяет тепловое и динамическое воздействие сварочной дуги на его поверхность, а, следовательно, и такие важные технологические характеристики как форма поверхности и размеры сварочной ванны, частота переноса и температура капель электродного металла. Поэтому целью настоящей работы является разработка математической модели испарения анода из бинарного сплава в условиях дуговой сварки и проведение численного анализа характеристик многокомпонентной прианодной плазмы.

Модель испарения в диффузионном режиме.

Рассмотрим модель испарения анода из бинарного сплава в диффузионном режиме на примере дуговой сварки Al–Mg сплавов в атмосфере Ar. В данном случае вблизи поверхности анода существует ионизированная парогазовая смесь, состоящая в основном из электронов (e); атомов алюминия (m_{10}), однократно заряженных ионов алюминия (m_{11}), двукратно заряженных ионов алюминия (m_{12}); атомов магния (m_{20}), однократно заряженных ионов магния (m_{21}), двукратно заряженных ионов магния (m_{22}); атомов аргона (g_{10}) и однократно заряженных ионов аргона (g_{11}). Температура тяжелых час-

тиц предполагается равной температуре поверхности анода T_s , а температура электронов в прианодной плазме T_e является свободным параметром модели. Уравнение состояния такой смеси записывается в следующем виде:

$$P_0 = n_e k T_e + \sum_{\alpha} n_{\alpha} k T_s, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана; P_0 — внешнее давление; n_e — концентрация электронов; n_{α} — концентрация тяжелых частиц сорта α . Условие квазинейтральности плазмы записывается следующим образом:

$$n_e = n_{m_{11}} + 2n_{m_{12}} + n_{m_{21}} + 2n_{m_{22}} + n_{g_{11}}. \quad (2)$$

Предполагается, что концентрации атомов, ионов и электронов связаны квазиравновесными уравнениями Саха, записанными при температуре электронов T_e :

$$\frac{n_e n_{\alpha}}{n_{\beta}} = \frac{s_{\alpha}}{s_{\beta}} \frac{2}{\lambda^3} \exp\left(-\frac{I_{\alpha\beta}}{kT_e}\right), \quad (3)$$

где α и β обозначают тип тяжелых частиц (например $\alpha = m_{11}$, $\beta = m_{10}$); s_{α} и s_{β} — соответствующие статистические веса; $I_{\alpha\beta}$ — энергия ионизации для соответствующей реакции, а $\lambda = \sqrt{h^2/2\pi m_e k T_e}$, где h — постоянная Планка; m_e — масса электрона. Полные концентрации тяжелых частиц определяются из уравнений Клапейрона–Клаузиуса:

$$\sum_{j=0}^2 n_{ij} = \frac{a_{m_i} P_0}{k T_s} \exp\left(\frac{\lambda_{m_i}}{k T_{m_i}^b} - \frac{\lambda_{m_i}}{k T_s}\right), \quad (4)$$

где $i = 1, 2$; $T_{m_i}^b$ — температура кипения соответствующей компоненты сплава; λ_{m_i} — потери тепла на

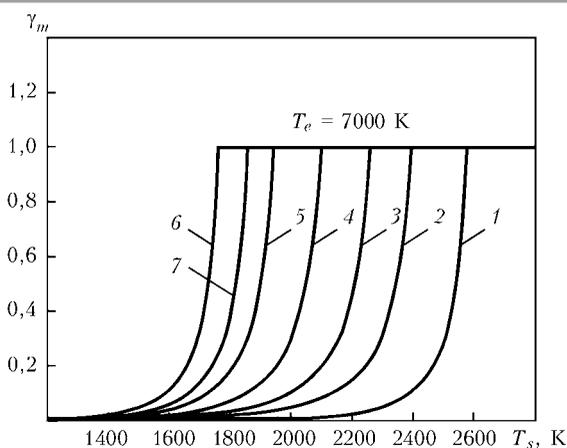


Рис. 1. Зависимость относительной концентрации частиц пара в прианодной плазме от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 0,25 (2), 0,5 (3), 1 (4), 2 (5), 3 (6), 5 (7) %

испарение в расчете на одну частицу и a_{m_i} — коэффициент активности элемента в расплаве. Коэффициенты активности для алюминия и магния были определены в [6]: $a_{m_1} = X_{m_1}$, $a_{m_2} = 0,88X_{m_2}$, где X_{m_1} и X_{m_2} — молярные доли алюминия и магния в жидком расплаве соответственно. Уравнения (1)–(4) составляют систему девяти нелинейных уравнений относительно неизвестных n_e , $n_{m_{10}}$, $n_{m_{11}}$, $n_{m_{12}}$, $n_{m_{20}}$, $n_{m_{21}}$, $n_{m_{22}}$, $n_{g_{10}}$, $n_{g_{11}}$. Данные уравнения могут быть решены численно при заданных значениях температуры поверхности анода T_s , температуры электронов прианодной плазмы T_e и концентрации магния в расплаве X_{m_2} (концентрация алюминия при этом вычисляется как $X_{m_1} = 1 - X_{m_2}$). С практической точки зрения более удобно использовать массовую долю элемента вместо молярной доли. Далее мы будем использовать массовую долю магния β_{m_2} вместо молярной доли X_{m_2} .

На рис. 1–3 представлены некоторые расчетные результаты, полученные на основе описанной выше модели. На рис. 1 показана зависимость относитель-

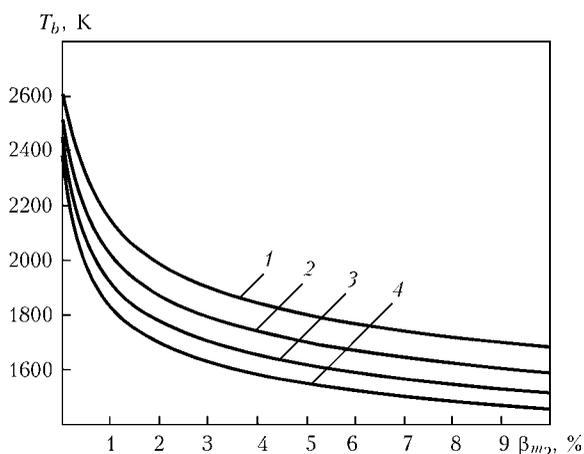


Рис. 2. Зависимость температуры кипения анода из Al-Mg сплава от массового содержания магния в сплаве для различных значений T_e : 5 (1), 8 (2), 9 (3), 10 (4) кК

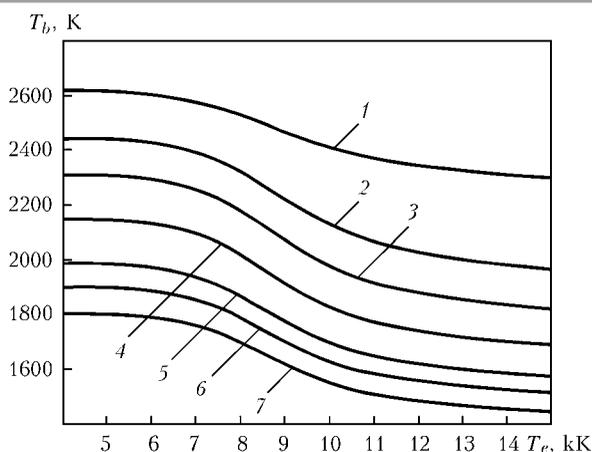


Рис. 3. Зависимость температуры кипения анода из Al-Mg сплава от температуры электронов в прианодной плазме для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 0,25 (2), 0,5 (3), 1 (4), 2 (5), 3 (6), 5 (7) %

ной концентрации частиц материала анода γ_m в прианодной плазме от температуры его поверхности при различных значениях β_{m_2} (температура электронов $T_e = 7000$ К). Относительная концентрация металлических частиц определяется как $\gamma_m = n_m / (n_m + n_g)$, где $n_m = \sum_i \sum_j n_{m_{ij}}$, а $n_g = n_{g_{00}} + n_{g_{10}}$. Как следует из рис. 1, относительная концентрация частиц материала анода резко возрастает вблизи некоторой температуры T_b и становится равной единице при данной температуре. Из определения относительной концентрации γ_m ясно, что температура T_b является температурой кипения сплава при заданных значениях β_{m_2} и T_e , т. е. эта температура соответствует переходу между конвективным и диффузионным режимами испарения. На рис. 2 показана зависимость температуры кипения T_b от массового содержания магния в сплаве β_{m_2} при различных значениях температуры электронов. Видно, что температура кипения резко падает при увеличении массового содержания магния вплоть до 2 %. При дальнейшем увеличении β_{m_2} данная зависимость становится более плавной. На рис. 3 показана зависимость температуры кипения от температуры электронов для различных значений массовой доли магния. Как следует из приведенных на этом рисунке данных, температура кипения анода из бинарного сплава снижается при увеличении температуры электронов в прианодной плазме. Этот факт может быть объяснен следующим образом. Парциальное давление электронов в уравнении (1) возрастает при увеличении электронной температуры, в то время как полное давление P_0 остается постоянным. Это приводит к снижению парциального давления тяжелых частиц в уравнении (1) и, следовательно, к снижению температуры кипения согласно уравнениям (4).

Модель испарения в конвективном режиме. Далее рассмотрим модель испарения анода из алюминий-магниевого сплава в конвективном режиме. Данный режим характеризуется наличием развитого газодинамического течения металлического пара в окружающую плазму. В этом случае плазма вблизи поверхности анода состоит из электронов (e); атомов алюминия (m_{10}), однократно заряженных ионов алюминия (m_{11}), двукратно заряженных ионов алюминия (m_{12}); атомов магния (m_{20}), однократно заряженных ионов магния (m_{21}) и двукратно заряженных ионов магния (m_{22}). Как известно, испарение в конвективном режиме является существенно неравновесным процессом. Функции распределения частиц пара являются разрывными на поверхности раздела фаз и, следовательно, состояние металлического пара далеко от термодинамического равновесия. Равновесие достигается за счет столкновений частиц в тонком приповерхностном слое, так называемом кнудсеновском слое, толщина которого составляет несколько длин свободного пробега. В общем случае, процесс установления равновесия в кнудсеновском слое должен рассматриваться на основе уравнений кинетической теории (уравнения Больцмана или модельных кинетических уравнений). На практике более оправданным является использование простых теоретических моделей кнудсеновского слоя. Наиболее простая модель кнудсеновского слоя для однокомпонентного пара была предложена Найтом в работе [7]. Модель Найта была обобщена на случай двухкомпонентного пара в работе [8]. Несмотря на то, что данная модель работает достаточно хорошо, она не достаточно хорошо обоснована с точки зрения кинетической теории. Авторами настоящей работы была предложена другая модель кнудсеновского слоя для бинарной смеси паров, основанная на точных выражениях законов сохранения массы, импульса и энергии для компонент смеси, которые получены непосредственно из уравнения Больцмана. Данная модель детально описана в работе [9]. Она позволяет выразить концентрации компонент ионизированного пара, температуру и скорость смеси на границе кнудсеновского слоя как функции от температуры поверхности анода, его состава и температуры плазменных электронов.

Далее модель испарения бинарного сплава в конвективном режиме строится по аналогии с моделью испарения в диффузионном режиме. Условие квазинейтральности в данном случае имеет вид:

$$n_e = n_{m_{11}} + 2n_{m_{12}} + n_{m_{21}} + 2n_{m_{22}}. \quad (5)$$

Также мы используем квазиравновесные уравнения Саха (3), описанные выше. Полная концентрация тяжелых частиц алюминия и магния рассчитываются на основе предложенной модели кнудсеновского слоя:

$$\sum_{j=0}^2 n_{m_{ij}} = n_{ki}(T_s), \quad (6)$$

где $i = 1, 2$ и n_{ki} — концентрации частиц компонент пара на границе кнудсеновского слоя. Уравнения (3), (5), (6) составляют систему уравнений для неизвестных концентраций $n_e, n_{m_{10}}, n_{m_{11}}, n_{m_{12}}, n_{m_{20}}, n_{m_{21}}, n_{m_{22}}$. Данная система может быть сведена к одному нелинейному уравнению относительно n_e , которое может быть решено численно при заданных значениях T_s, T_e и β_{m_2} .

На приведенных ниже рисунках показаны зависимости важных с технологической точки зрения газодинамических характеристик прианодной плазмы от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава. На рис. 4–6 показаны зависимости массового потока магния с поверхности расплава q_{m_2} , потерь тепла на испарение Q_{ev} и полного газодинамического давления на эту поверхность Π_k от ее температуры. Кривые приведены для нескольких значений массового содержания магния в сплаве при температуре электронов $T_e = 7000$ К. Массовый поток магния с поверхности расплава определяется как $q_{m_2} = n_{m_2}(n_{m_{20}} + n_{m_{21}} + n_{m_{22}})u_k$, потери тепла на испарение определяются как $Q = \sum_{i=1}^2 \left(\lambda_{m_i} \sum_{j=0}^2 n_{m_{ij}} \right) u_k$, а полное газодинамическое давление определяется как $\Pi_k = p_k + (\rho_{m_1} + \rho_{m_2})u_k^2$, где m_{m_2} — масса атома магния; p_k и u_k — газостатическое давление и скорость пара на границе кнудсеновского слоя; ρ_{m_1}, ρ_{m_2} — плотности соответствующих компонент пара на этой границе. Расчеты показывают, что концентрация магния в потоке отлетающего пара намного выше, чем концентрация алюминия. Относительная концентрация алюминия не превышает 10 % даже при значительных перегревах поверхности выше температуры кипения. Таким образом, массовый поток магния, показанный на рис. 4, приблизительно равен полному массовому потоку с поверхности сплава. Далее из рис. 5 следует, что потери тепла на испарение достаточно высоки и, как будет показано ниже, могут быть сравнимы с тепловым потоком, вводимым в анод из плазмы. Кроме того, как следует из рис. 6, полное газодинамическое давление может локально достигать значений в несколько десятков атмосфер и оказывать значительное влияние на форму поверхности расплавленного анода (жидкой ванны или капли электродного металла).

Модель анодных процессов. В завершение на основе предложенных моделей испарения в диффузионном и конвективном режимах и модели анодных процессов рассмотрим электрические и тепло-

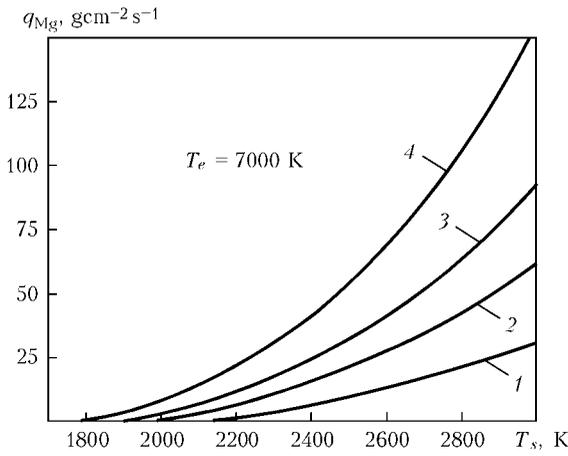


Рис. 4. Зависимость массового потока магния от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава для различных значений β_{m_2} : 1 (1), 2 (2), 3 (3), 5 (4) %

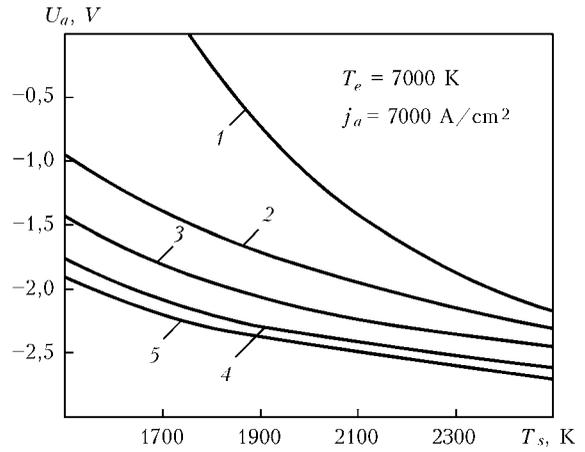


Рис. 7. Зависимость анодного падения потенциала от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), 5 (5) %

вые характеристики анодного слоя многокомпонентной плазмы вблизи испаряющегося анода из Al-Mg сплава. В данной работе используется модель анодных процессов, предложенная в работе [4]. Данная модель позволяет рассчитывать такие характеристики, как анодное падение потенциала U_a и поток тепла, вводимый дугой в анод Q_a , в зависи-

мости от температуры его поверхности, температуры электронов прианодной плазмы, массового содержания магния в сплаве и плотности тока на аноде. На рис. 7 и 8 показаны зависимости анодного падения потенциала и теплового потока, вводимого в анод из плазмы, от температуры его поверхности для различных значений массового содержания маг-

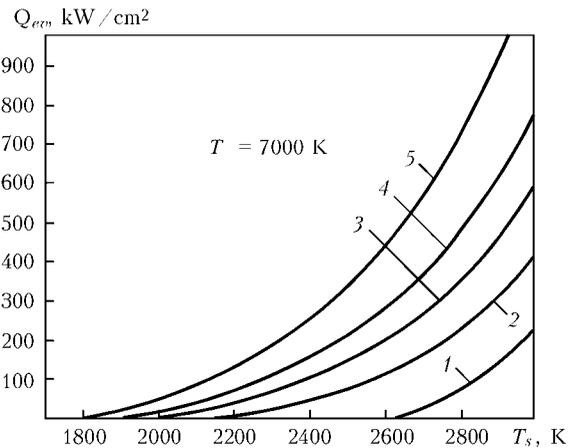


Рис. 5. Зависимость потерь тепла на испарение от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), 5 (5) %

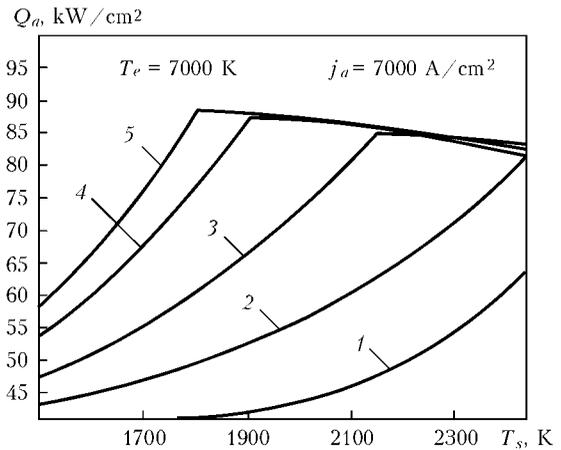


Рис. 8. Зависимость теплового потока в анод из Al-Mg сплава от температуры поверхности анода для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), 5 (5) %

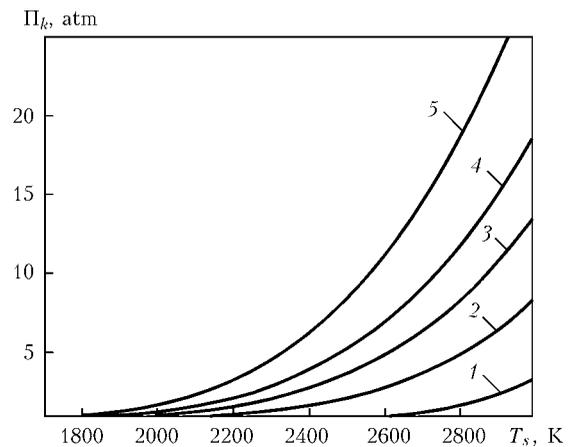


Рис. 6. Зависимость полного газодинамического давления от температуры поверхности анода из Al-Mg сплава для различных значений β_{m_2} : 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), 5 (5) %

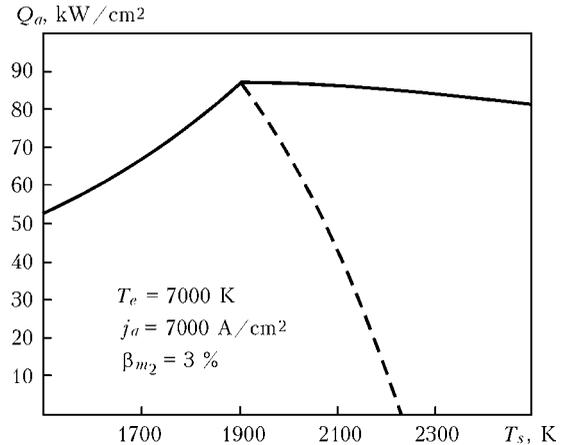


Рис. 9. Влияние потерь тепла на испарение на величину результирующего теплового потока в анод из Al-Mg сплава. Сплошной линией показан тепловой поток, вводимый дугой Q_a , пунктирной линией показан результирующий тепловой поток $Q = Q_a - Q_{ev}$

ния в сплаве. Температура электронов $T_e = 7000$ К, плотность тока на аноде $j_a = 7000$ А/см². Как следует из рис. 8 тепловой поток в анод возрастает до тех пор, пока температура его поверхности меньше температуры кипения. В конвективном режиме испарения тепловой поток в анод несколько снижается с ростом температуры, так как скорость ионов в направлении анода в конвективном режиме уменьшается за счет противоположно направленного конвективного разлета прианодной плазмы. На рис. 9 показано влияние потерь тепла на испарение на результирующий тепловой поток, вводимый в анод. Пунктирной линией на рис. 9 показана зависимость полного теплового потока $Q = Q_a - Q_{ev}$ от температуры поверхности анода. Как следует из рис. 9 результирующий тепловой поток резко падает, когда температура поверхности становится выше температуры кипения сплава, т. е. потери тепла на испарение могут быть сравнимы с теплом, вводимым в анод из плазмы.

Выводы

В работе предложена комплексная модель испарения анода из бинарного сплава в условиях дуговой сварки, позволяющая определять основные физические характеристики многокомпонентной прианодной плазмы в широком диапазоне значений температуры поверхности анода в зависимости от его состава, температуры электронов в анодном слое и плотности электрического тока на аноде. Модель позволяет рассматривать процесс испарения как в диффузионном, так и в конвективном режимах. В качестве примера рассмотрено испарение бинарных Al–Mg сплавов с различным массовым содержанием магния (до 10 %).

На основе модели испарения в диффузионном режиме получена зависимость температуры кипения Al–Mg сплава от массового содержания магния и от температуры электронов прианодной плазмы. Показано, что температура кипения сплава резко падает при увеличении содержания магния до 2 % и достаточно медленно меняется при дальнейшем повышении его содержания в сплаве. Также показано, что температура поверхности, при которой давление ионизированного пара становится равным атмосферному, несколько падает при повышении температуры электронов в прианодной плазме, что связано с уменьшением парциального давления тяжелых частиц за счет увеличения парциального давления электронов.

На основе предложенной модели конвективного испарения рассчитаны потери тепла на испарение анода из Al–Mg сплава, массового потока магния с поверхности такого анода, а также полного газодинамического давления на эту поверхность в зависи-

мости от ее температуры и состава сплава. Показано, что содержание магния в потоке металлического пара, уходящего с поверхности такого анода, значительно превосходит содержание алюминия, а значения удельных потерь тепла на испарение могут иметь один порядок с величиной теплового потока, вводимого в анод дуговой плазмой. Также показано, что полное газодинамическое давление на поверхность расплава может достигать нескольких атмосфер, и, следовательно, оказывать существенное влияние на форму свободной поверхности расплава.

На основе модели анодных процессов получены зависимости анодного падения потенциала и теплового потока в Al–Mg анод от температуры его поверхности. Показано, что тепловой поток в анод увеличивается с ростом температуры поверхности в диффузионном режиме и начинает убывать с ростом температуры поверхности при переходе в конвективный режим испарения. Уменьшение теплового потока в конвективном режиме связано с уменьшением потока ионов на поверхность анода, за счет их направленного движения в область столба дуги. Также показано, что учет тепловых потерь на испарение резко снижает результирующий тепловой поток, вводимый в металл дуговой плазмой.

В заключение следует отметить, что предложенная в данной работе модель испарения анода из бинарного сплава является экономичной с точки зрения затрат машинного времени и может быть эффективно использована при моделировании тепловых процессов в свариваемом изделии при сварке неплавящимся электродом и плазменной сварке или в капле электродного металла при сварке плавящимся электродом.

1. *Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding* / M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, et al. // *Welding in the World*. — 2008. — **52**, № 11/12. — P. 82–88.
2. *Modelling of thermal plasmas for arc welding: the role of shielding gas properties and of metal vapour* / A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, et al. // *J. Physics D: Appl. Phys.* — 2009. — **42**. — 194006.
3. *Murphy A.B.* The effects of metal vapour in arc welding // *J. Physics D: Appl. Phys.* — 2010. — **43**. — 434001.
4. *Modelling of electromagnetic processes in system «welding arc-evaporating anode»*. Part 1. Model of anode region / I. Krivtsun, V. Demchenko, A. Lesnoi, et al. // *Sci. and Technology of Welding and Joining*. — 2010. — **15**, № 6. — P. 457–462.
5. *Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour* / M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, et al. // *Ibid.* — 434008.
6. *Basant L. Tivari.* Thermodynamic properties of liquid Al–Mg alloys measured by the Emf method // *Metall. Transact. A*. — 1987. — **18A**. — P. 1645.
7. *Knight Ch.J.* Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // *AIAA J.* — 1979. — **17**, № 5. — P. 519–523.
8. *Zhao H., Debroy T.* Weld metal composition change during conduction mode laser welding of aluminum alloy 5182 // *Metallurgical and Materials Transact. B*. — 2001. — **32B**. — P. 163–172.
9. *Modelling of binary alloy (Al–Mg) anode evaporation in arc welding* / I. Semenov, I. Krivtsun, V. Demchenko et al. // *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* — 2012. — **20**. — P. 055009.

CALCULATION OF DISTRIBUTED CHARACTERISTICS OF ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS IN «ELECTRODE WIRE–WELDING ARC» SYSTEM

A. Semenov, I. Krivtsun, V. Demchenko

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

An electromagnetic processes greatly influence upon the heat and mass transfer during GMAW. In this paper the mathematical model of electromagnetic processes in «electrode wire–welding arc» system is proposed. The model concerned allows for potential drop in anode layer which is determined by anode surface temperature, current density distribution along the anode surface and temperature of the near anode plasma. The numerical method and proper software were developed for the solution of the problem. Detailed simulations of the electromagnetic field characteristics at the different stages of the droplet formation for the given technological parameters were carried out.

Electromagnetic processes in the system «electrode wire–droplet–anode layer–arc column» play a crucial role in heating, melting and transfer of electrode metal during GMA welding. The droplet size and the detachment frequency are defined by the electromagnetic force caused by interaction of the welding current with own magnetic field [1, 2]. The total Lorentz force acting upon the droplet depends on the droplet form and current density distribution along droplet surface [3, 4]. It was Amson who first stated that total Lorentz force changes as square of welding current [3]:

$$F_L = \frac{\mu_0}{4\pi} I^2 P, \quad (1)$$

where I – welding current; μ_0 – vacuum permeability; P – coefficient depending on the droplet shape. This phenomenon makes it possible to control a metal transfer by choosing the appropriate current pulse form during pulsed GMAW. On the other hand electromagnetic processes determine the Joule heating of the arc plasma and heat transfer in this region. Thereby the mathematical model of electromagnetic processes is an important constituent part of the complex self consistent model of the processes of heat, charge and mass transfer during GMAW. The mathematical statement of the problem has peculiarity dealing with the presence of inverse voltage drop in the anode layer [5, 6]. The magnitude of the potential drop nonlinearly depends on current density on the anode surface, anode temperature and temperature of nearby plasma. From the mathematical point of view the solution of the problem (potential field) undergoes a discontinuity. This peculiarity brings about a difficulties while solving the problem considered. In early studies [7] the generalised formulations and the method on the basis of generalized functions theory was proposed for the solution of the familiar problems.

However this method is difficult to be implemented when anode surface has a complex geometry. In the current paper the variational analogue of the mathematical problem in question is presented. The FEM is used for the solution of the variational problem. In order to simplify mathematical model, the following assumptions have been made:

- the droplet has axisymmetric form;
- the arc plasma temperature is assumed to be given.

Problem statement. The following equations describe the electric potential distribution in the system «electrode wire–welding arc»:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\sigma_{Me} \operatorname{grad}(\varphi_{Me})) &= 0, \\ \operatorname{div}(\sigma_{Pl} \operatorname{grad}(\varphi_{Pl})) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

where $\varphi_{Me} = \varphi_{Me}(r, z)$ and $\varphi_{Pl} = \varphi_{Pl}(r, z)$ are the electric potential in metal and in arc plasma accordingly; $\sigma_{Me} = \text{const}$ and $\sigma_{Pl} = \sigma_{Pl}(T_e)$ are the electrical conductivities of metal and plasma. Equations (1) are solved in regions Ω_{Me} and Ω_{Pl} , occupied by metal and plasma accordingly (Figure 1). The boundary conditions for the equations (1) are:

$$\begin{aligned} \varphi_P(r, L_z) &= 0, \\ \frac{\partial \varphi_{Me}}{\partial r} \Big|_{r=0, 0 \leq z \leq L_w + L_d} &= \frac{\partial \varphi_{Pl}}{\partial r} \Big|_{r=0, L_w + L_d \leq z \leq L_z} = \\ + \frac{\partial \varphi_{Pl}}{\partial r} \Big|_{r=L_r} &= 0, \quad -\sigma_{Me} \frac{\partial \varphi_{Me}}{\partial z} \Big|_{S_i} = j_w, \\ \frac{\partial \varphi_{Pl}}{\partial z} \Big|_{z=0, R_w \leq r \leq L_r} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

where $j_w = I / \pi R_w^2$ is the current density in wire cross section $S_i = \{z = 0, 0 \leq r \leq R_w\}$.

The conjunction conditions on the boundary Γ can be written as follows [3]:

$$\begin{aligned} (\varphi_{Pl} - \varphi_{Me}) \Big|_{\Gamma} &= \Delta \varphi(j_n, T_e, T_s), \\ \sigma_{Me} \frac{\partial \varphi_{Me}}{\partial n} \Big|_{\Gamma} &= \sigma_{Pl} \frac{\partial \varphi_{Pl}}{\partial n} \Big|_{\Gamma}. \end{aligned} \quad (3)$$

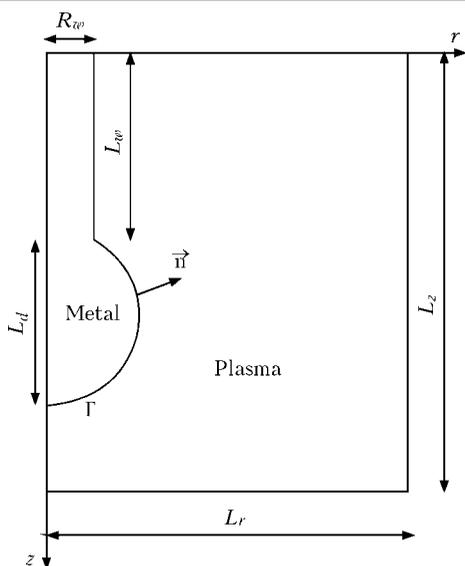


Figure 1. Scheme of the calculation region

Here j_n is the normal component of the current density on the anode surface; T_e is the plasma temperature near the anode and T_s is the anode surface temperature. The problem (1)–(3) has the variational analogue when the next linear relationship between j_n and $\Delta\varphi$ exists:

$$(\varphi_{Pl} - \varphi_{Me})|_{\Gamma} = -j_n \alpha(T_e, T_s) + \beta(T_e, T_s), \quad (4)$$

where $\alpha = \alpha(T_e, T_s)$, $\beta = \beta(T_e, T_s)$ are continuous functions on the surface Γ . The variational principle is formulated by the next way:

- Among all the continuously differentiable functions w_1 and w_2 defined in regions Ω_{Me} and Ω_{Pl} accordingly such that $w_2(r, L_z) = 0$ it is the solution of the problem (1)–(3) φ_{Me} , φ_{Pl} that minimizes functional

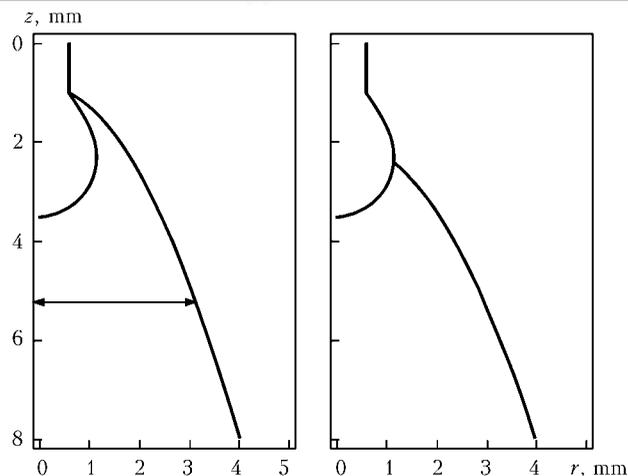


Figure 3. Two types of arc column form

$$J(w_1, w_2) = \int_{\Omega_{Me}} \sigma(\text{grad}(w_1))^2 dv + \int_{\Omega_{Pl}} \sigma(\text{grad}(w_2))^2 dv + \int_{\Gamma} \frac{(w_2 - w_1)^2}{\alpha} ds - 2 \int_{\Gamma} (w_2 - w_1) \frac{\beta}{\alpha} ds - 2 \int_{S_i} j_w w_1 ds. \quad (5)$$

The solution is determined iteratively. At every iteration dependence $\Delta\varphi = \Delta\varphi(j_n, T_e, T_s)$ is linearized and the minimization problem is solved. Iterative process finishes when the required accuracy of the solution is achieved. Whereupon another important characteristics of the electromagnetic field are calculated.

- Current density field:

$$\begin{aligned} \vec{j}_{Me} &= -\sigma_{Me} \text{grad}(\varphi_{Me}), \\ \vec{j}_{Pl} &= -\sigma_{Pl} \text{grad}(\varphi_{Pl}). \end{aligned} \quad (6)$$

- Magnetic strength field:

$$H(r, z) = \frac{1}{r} \int_0^r j_z(\bar{r}, z) \bar{r} d\bar{r}. \quad (7)$$

- Electromagnetic forces:

$$\vec{F} = \mu\mu_0 [j, \vec{H}]. \quad (8)$$

While realizing FEM for the problem concerned the linear triangular elements [8] were used. Triangulation of the computational region has been made by means of algorithm proposed by Persoon [9, 10].

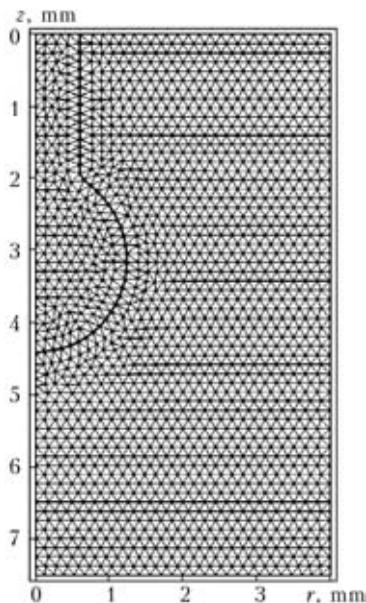


Figure 2. Finite element mesh

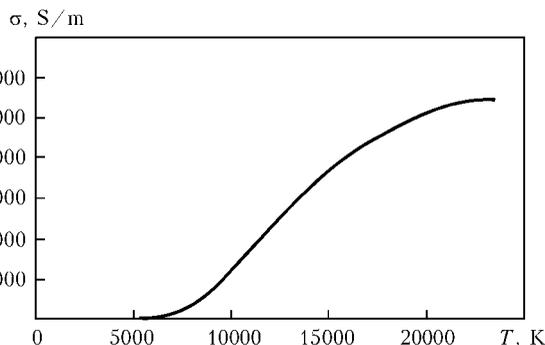


Figure 4. The temperature dependence of Ar plasma electrical conductivity

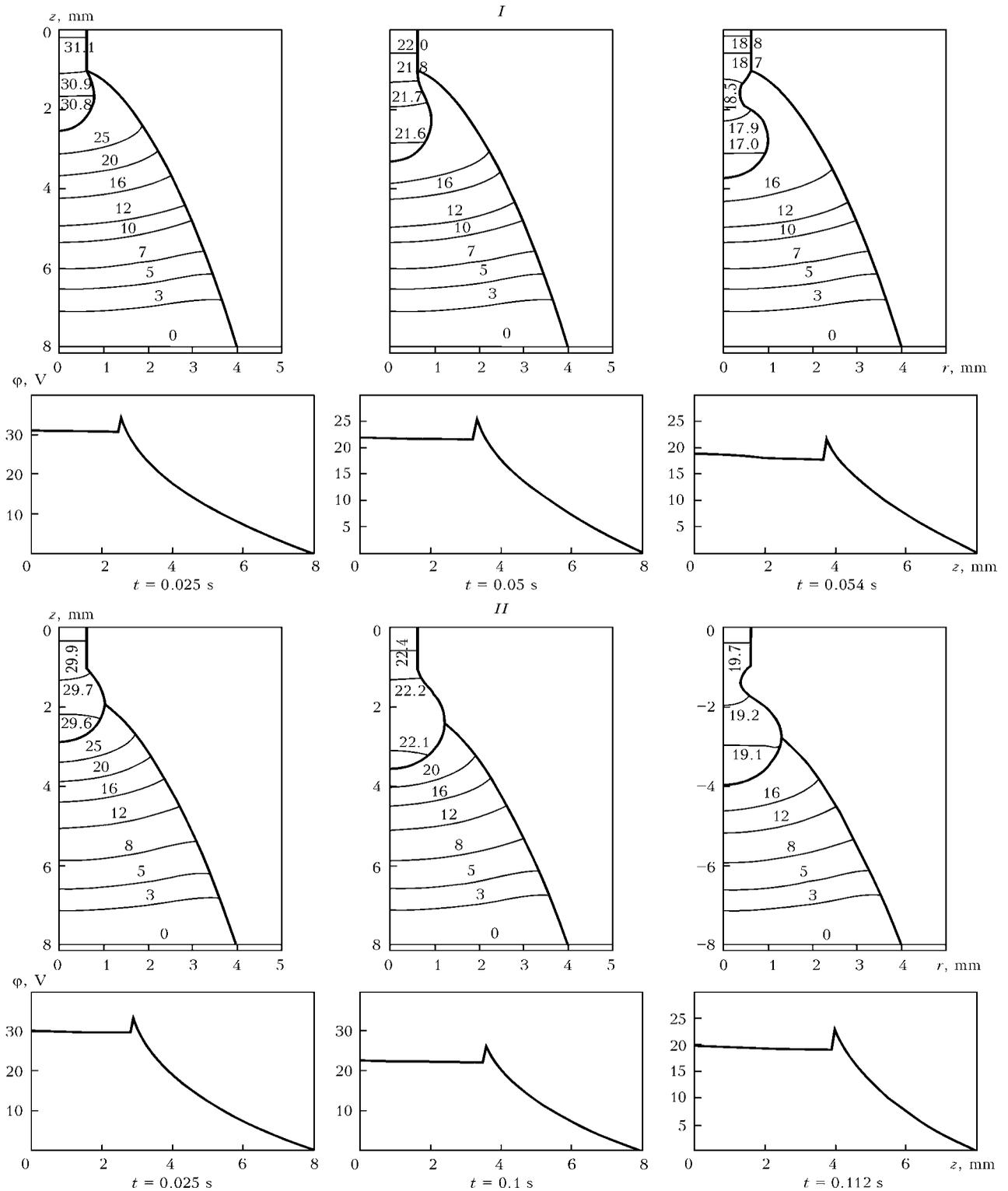


Figure 5. Fields of electrical potential and its distribution along electrode axis

This algorithm especially is useful when remeshing is required due to changes in geometry. The determination of electric field characteristics is carried out simultaneously with droplet formation calculation by means of approximate model [2] allowing for influence of Lorentz force on the droplet. Such approach makes it possible to analyze electromagnetic characteristics at every stage of the droplet formation.

Results and discussion. We consider two types of arc column (current carrying region) forms $R_a = R_a(z)$ (Figure 3) which are supposed to be parabolic. Such shape of pre-anode arc region during GMAW is observed in experiments [11] and is in agreement with simulation results [12]. In both cases the arc radius is fixed at the bottom of the calculation region during droplet formation and equals to 4 mm. In first

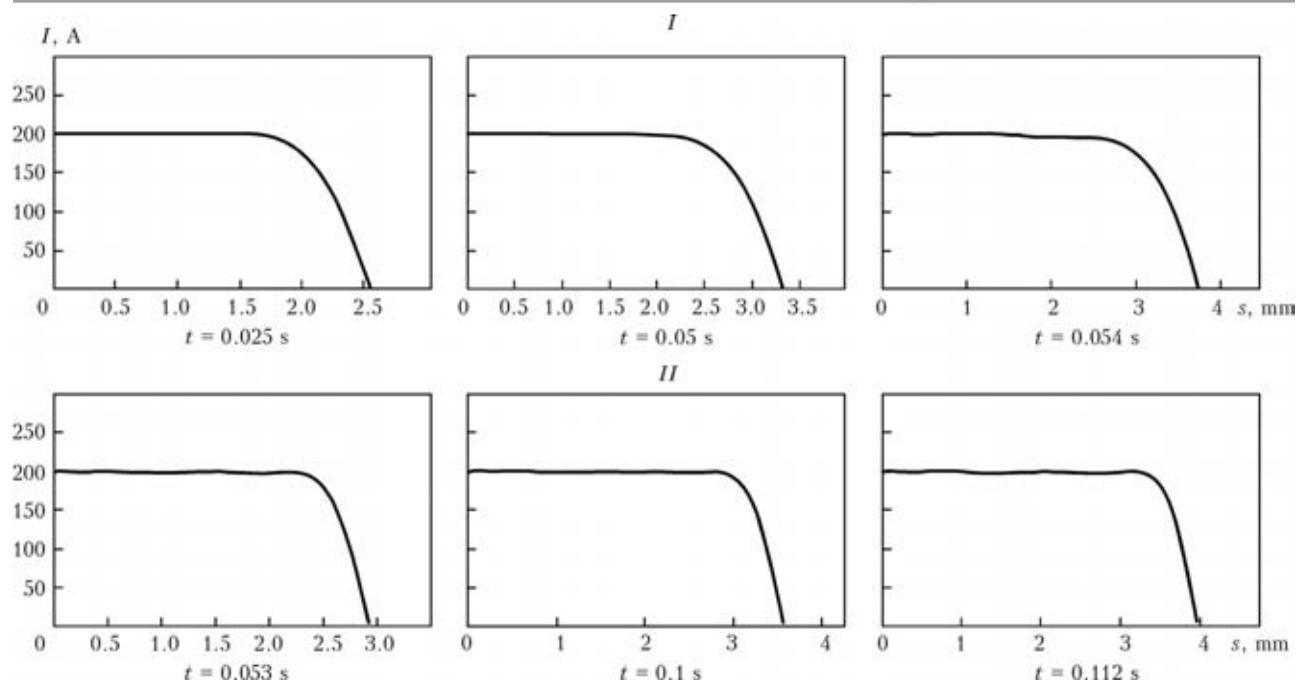


Figure 6. Total current in droplet (wire) cross section

case the arc is attached at the solid-liquid boundary. In another case the arc attachment coincide with the point on the droplet surface where droplet radius is maximal. While carrying out of numerical simulation it was assumed that plasma temperature in arc column changes as follows

$$T(r) = (T_0 - T_{ext}) \exp(-a^4 r^4) + T_{ext}, \quad (9)$$

where $T_{ext} = 500$ K, $T_0 = 12000$ K and coefficient a was obtained from the assumption that $T(R_a) = 5500$ K. In our investigation we considered GMA welding of mild steel. Input welding parameters and

material properties [13] which were used in calculation are presented below:

Welding current I , A	200
Wire feed speed v_w , $m \cdot min^{-1}$	4
Wire diameter $2R_w$, mm	1.2
Shielding gas	Ar
Density ρ , $kg \cdot m^{-3}$	7200
Surface tension γ , $N \cdot m^{-1}$	1.2
Conductivity σ_{Me} , $S \cdot m^{-1}$	$7.7 \cdot 10^5$
Kinematic viscosity ν , $m^2 \cdot s^{-1}$	$8.33 \cdot 10^{-7}$

The argon plasma electrical conductivity was taken from published data [14]. Figures 5–8 show characteristics of electromagnetic field for welding

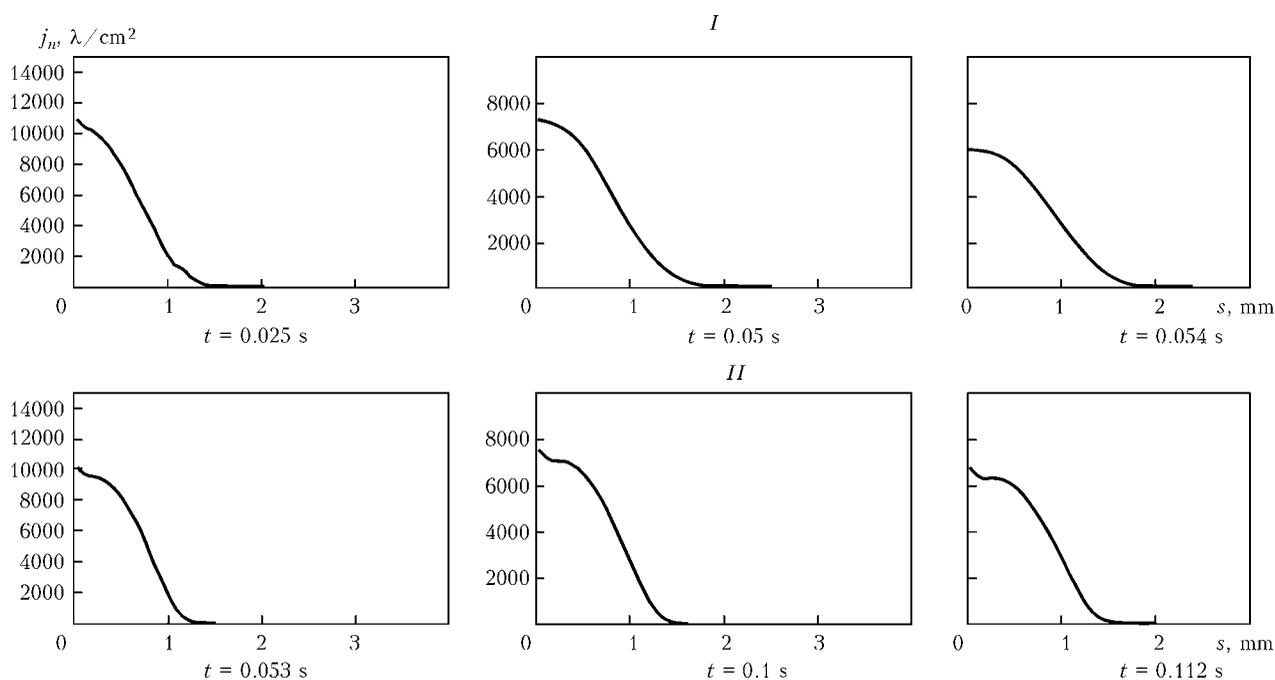


Figure 7. Current density distribution along the droplet surface

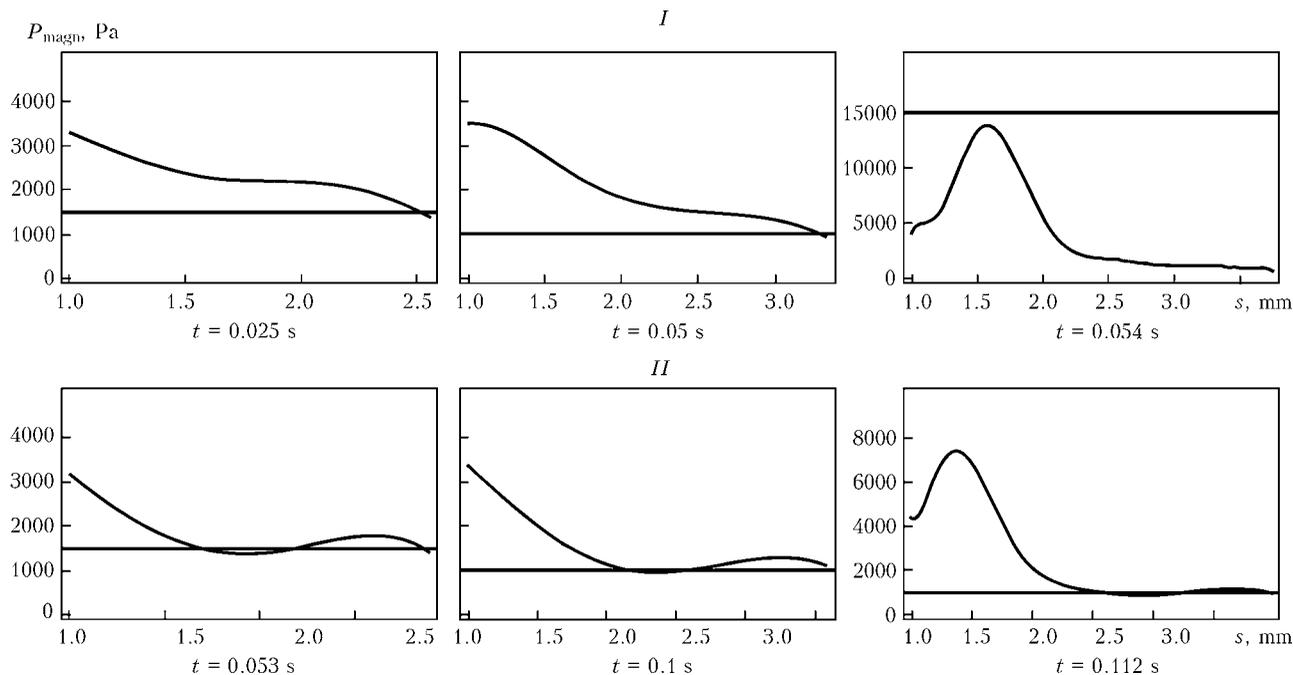


Figure 8. Magnetic pressure distribution along electrode axis

Characteristics of detached droplet

Type of arc attachment	Droplet radius, mm	Droplet formation period, s	Droplet volume, mm ³
I	1.01	0.054	4.37
II	1.26	0.112	8.42

processes considered at different stages of droplet formation for two types of arc attachment at anode (I and II accordingly). It can be seen from the Figure 5 and Table that arc attachment is greatly influences on detached droplet size and period of droplet formation.

At breakup magnetic pressure [2] $P_{mag}(z) = \int_0^{L_r} F_r(r, z) dr$ does not behave monotonically (Figure 8) near the droplet neck that give rise to change of direction of local Lorentz force in this part of droplet. This leads to the rapid breakup of the neck.

Conclusion and future research. The mathematical model to describe the electrical processes in «electrode wire–welding arc» with taking into account of anode potential drop during GMA welding was presented. Numerical technique for the solution of governing equations on the basis of variational principle is developed. Simulations of electromagnetic characteristics coupled with droplet formation were carried out for different types of arc column shape. Calculation of droplet form has been made by means of approximate model of droplet formation. Such approach allows to fulfil calculation in several orders of mag-

nitude faster than the corresponding volume of fluid computation fluid dynamic simulations. It has been shown that arc column shape (arc attachment at the droplet) considerably influences upon the detached droplet size and total time of droplet formation. This fact reflects the importance of the heat and mass transfer processes in the arc plasma which governs its electrical conductivity distribution. The proposed mathematical model is expected to be the part of complex self consistent model of droplet formation during GMA welding.

Acknowledgements. This research was completed under the collaborative research project «Development of self-consistent physical-mathematical models of energy, mass and electric charge transfer processes in the «Droplet-anode layer-arc column» system in GMA welding». (DFG – Project no. DI 434/83-1).

1. Nemchinsky, V. (1994) Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 1433–1442.
2. Semenov, O., Demchenko, V., Krivtsun, I. et al. (2012) Dynamic model of the droplet formation in GMA welding. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, **20**, № 4, 045003.
3. Amson, J.C. (1965) Lorentz force in the molten tip of the arc electrode. *Brit. J. Appl. Phys.*, **16**, 1169–1179.
4. Jones, L.A., Eagar, T.W., Lang, J.H. (1998) Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 93–106.
5. Krivtsun, I., Demchenko, V., Lisnyi, O. et al. (2010) Modelling of electromagnetic processes in system «welding arc–evaporating anode». Pt 1: Model of anode region. *Sci. and Technology of Welding and Joining*, **15**, № 6, 457–462.
6. Nemchinsky, V. (1994) Plasma parameters near a small anode in high-pressure arc (gas metal arc welding). *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 2515–2521.
7. Demchenko, V.F., Krivtsun, I.V., Pavlyk, V.O. et al. (2011) Problems of heat, mass and charge transfer with discontinuous solutions. *European J. of Applied Mathematics*, **22**, № 4, 365–380.

8. Zienkiewicz, O.C., Taylor, R.L. (2000) *The Finite Element Method*. Vol. 1: The Basis. Oxford.: Butterworth-Heinemann, 689 pp.
9. Perssoon, P., Strang, G. (2004) A simple mesh generator in MATLAB. *SIAM Review*, **42**, № 2, 329–345.
10. <http://persson.berkeley.edu/distmesh/>
11. Rojas, J.E. (2011) *Influence of welding parameters on droplet behavior in MIG welding of AlMg-alloys*. MSc. Thesis. RWTH. Aachen.
12. Hu, J., Tsai, H.L. (2007) Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **50**, 833–846.
13. Fan, H.G., Kovacevic, R. (2004) A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 2531–2544.
14. Devoto, R.S. (1973) Transport coefficients of ionized argon. *Phys. Fluids*, **16**, № 5, 616–623.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БИФУРКАЦИЙ В МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ С ЛАЗЕРНО-ДУГОВЫМ РАЗРЯДОМ

В.Н. Сидорец, А.И. Бушма, А.М. Жерносеков

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

Исследована бифуркация Хопфа в электрической цепи с лазерно-дуговым разрядом и инерционной обратной связью. Установлено, что бифуркация Хопфа может быть как суперкритическая, так и субкритическая. Найдена граница между двумя типами бифуркации. Описано взаимодействие бифуркации Хопфа с другими бифуркациями: бифуркацией двойного предельного цикла и бифуркацией сепаратрисы седла.

Комбинированные лазерно-дуговые процессы и технологии, в частности, сварка и обработка материалов обеспечивают значительное увеличение производительности изготовления изделий, а также повышение их качества. Совместное воздействие лазерного пучка и электрической дуги на обрабатываемую поверхность позволяет получить новые типы изделий, соединений и конструкций, которые невозможно получить лазером и электрической дугой самостоятельно. Поэтому в последние десятилетия эти процессы привлекают пристальное внимание ученых всего мира.

Авторами были разработаны принципы построения специализированных источников питания лазерно-дугового разряда [1], т. к. применение обычного сварочного оборудование, в частности, источники питания электрической дуги не всегда экономически оправдано.

Решение этой задачи базировалось на анализе электрических цепей с сосредоточенными параметрами, в состав которых входит лазерно-дуговой разряд, как элемент цепи. Для этого авторами было проведено исследование статических вольтамперных характеристик этого разряда [2].

Было обнаружено, что в исследуемой системе может происходить бифуркация Хопфа, что в некоторых случаях могут приводить к автоколебаниям тока лазерно-дугового разряда. Как известно, дуговая сварка модулированным током и импульсно-дуговая сварка, которые основаны на применении

импульсного сварочного тока, имеют неоспоримые технологические преимущества перед обычным дуговым сварочным процессом. Был поставлен вопрос о возможности использования автоколебаний при разработке новых лазерно-дуговых технологий.

Цель и задачи исследований. Настоящая работа посвящена исследованию устойчивости автоколебаний тока лазерно-дугового разряда, т. к. от устойчивости автоколебаний зависит стабильность технологического процесса в целом.

Исследования проводились путем моделирования динамики электрической цепи с лазерно-дуговым разрядом. Задача исследования состояла в применении нелинейной теории обыкновенных дифференциальных уравнений для определения области параметров цепи и разряда, где система устойчива, а где неустойчива. С математической точки зрения эту задачу можно переформулировать как определение границ областей параметров перехода между суперкритической и субкритической бифуркацией Хопфа. Также представляет интерес взаимодействие бифуркации Хопфа с другими типами бифуркаций, происходящих в исследуемой системе.

Автоколебания и бифуркация Хопфа. Авторами было обнаружено, что в электрической цепи с лазерно-дуговым разрядом и инерционной обратной связью происходит бифуркация Хопфа [1].

Бифуркация Хопфа это процесс потери локальной устойчивости особой точкой при изменении какого-либо параметра системы. При этом тип особой точки изменяется из устойчивого фокуса в неус-

тойчивый фокус. В этом процессе обязательно участвует предельный цикл. Если предельный цикл устойчивый, то это суперкритическая бифуркация Хопфа. Если предельный цикл неустойчивый, то это субкритическая бифуркация Хопфа [3].

При суперкритической бифуркации Хопфа особая точка теряет локальную устойчивость. Глобальная устойчивость системы сохраняется. Поэтому возникает устойчивый предельный цикл, который можно ассоциировать с автоколебаниями.

При субкритической бифуркации Хопфа особая точка взаимодействует с неустойчивым предельным циклом, который не является автоколебаниями. При этом потеря особой точкой локальной устойчивости приводит к глобальной неустойчивости.

Таким образом, для решения поставленной задачи необходимо найти в области параметров границу изменения типа бифуркации Хопфа.

Система дифференциальных уравнений. Поскольку в этой работе мы интересовались математическими аспектами проблемы, к техническим проблемам получения системы обыкновенных дифференциальных уравнений отсылаем к работе [1]. Воспользуемся ее результатами.

Итак, система двух дифференциальных уравнений (безразмерном виде), которая описывает электрическую цепь с лазерно-дуговым разрядом имеет вид

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \mathbf{f}(x_1, x_2) \equiv \begin{bmatrix} \frac{1}{\Theta} \left[(1 + R - R x_1) x_2^{\frac{1-n}{2}} - x_1 \right] \\ [(1 + R - R x_1)^2 x_2^n - 1] x_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где x_1 — безразмерное напряжение на конденсаторе обратной связи; x_2 — безразмерный квадрат тока состояния лазерно-дугового разряда; R — безраз-

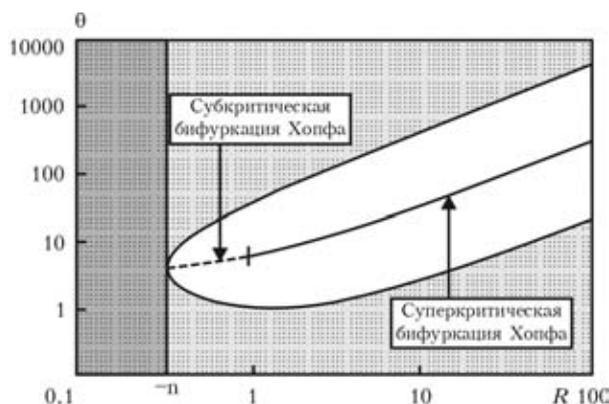


Рис. 1. Области различных типов собственных значений особой точки S в плоскости (R, Θ) . Жирная кривая — кратность собственных значений; тонкая кривая — собственные значения чисто мнимые (бифуркация Хопфа); + — точка изменения типа бифуркации Хопфа

мерное сопротивление, характеризующее наклон внешней характеристики источника питания; Θ — коэффициент инерционности цепи обратной связи; n — показатель степени в степенной аппроксимации статической вольтамперной характеристики лазерно-дугового разряда. Поскольку статическая вольтамперная характеристика падающая, то значение показателя степени n отрицательное ($n < 0$).

Система (1) имеет две особые точки S и N . Если точка N является седлом при всех значениях параметров, то точка S с координатами $[1 \ 1]^T$ может иметь различные типы в зависимости от соотношения параметров. Продемонстрируем это.

Условия бифуркации Хопфа. Матрица Якоби линеаризованной системы (1) в окрестности особой точки S имеет вид

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} -\frac{1+R}{\Theta} & \frac{1-n}{2\Theta} \\ -2R & -n \end{bmatrix}, \quad (2)$$

а характеристическое уравнение представляет собой полином второй степени

$$\Theta \lambda^2 + (1 + R + \Theta n) \lambda + (R + n) = 0. \quad (3)$$

Легко убедиться, случай, когда собственные значения характеристического уравнения (3) чисто мнимые (т. е. $\lambda = j\omega_0$), осуществляется при значении бифуркационного параметра

$$\Theta_H = -\frac{1+R}{n}. \quad (4)$$

В дальнейшем нам понадобится параметрическая запись [4] условия (4), которая удобнее при проведении символьных вычислений

$$C_H(\omega_0) = -\frac{1-n}{\omega_0^2+n}; \quad R_H(\omega_0) = -\frac{R\omega_0^2+n^2}{\omega_0^2+n}. \quad (5)$$

На рис.1 тонкая кривая в плоскости параметров (R, Θ) соответствует бифуркации Хопфа (4).

Нелинейный анализ бифуркации Хопфа. Для выявления типа бифуркации Хопфа проведем дополнительные исследования, для чего найдем собственный вектор матрицы (2) при значении параметра равным бифуркационному

$$\mathbf{v}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{2nR}{n^2 + \omega_0^2} + j \frac{2\omega_0 R}{n^2 + \omega_0^2} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

с помощью которого построим матрицу \mathbf{P} , согласно методике, изложенной в работе [5], и найдем обратную ей матрицу \mathbf{P}^{-1}

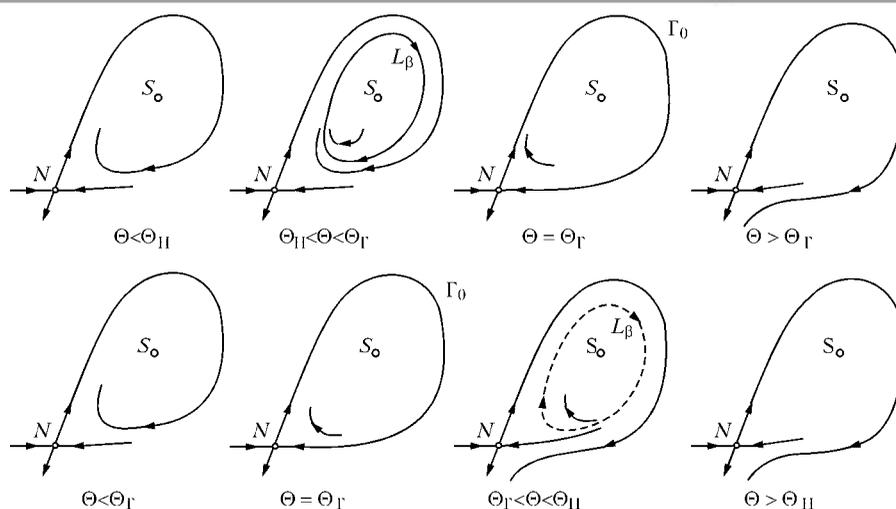


Рис. 2. Взаимодействие бифуркации Хопфа с бифуркацией сепаратрисы седла

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2nR}{n^2 + \omega_0^2} & -\frac{2\omega_0 R}{n^2 + \omega_0^2} \end{bmatrix}; \quad (7)$$

$$P^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n}{\omega_0} - \frac{n^2 + \omega_0^2}{2\omega_0 R} \end{bmatrix}.$$

Тензоры вторых D^2f и третьих D^3f производных, хотя и громоздки, но находятся довольно легко, и в матричной форме записи имеют вид

$$D^2f = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{2}(\omega_0^2 + n^2) \\ -\frac{1}{2}(\omega_0^2 + n^2) & \frac{1}{4}(1+n)(\omega_0^2 + n) \\ \left[\begin{array}{cc} 2R^2 & -2R(1-n) \\ -2R(1-n) & -n(1-n) \end{array} \right] \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Для тензора третьих D^3f производных приведем только ненулевые компоненты

$$D^3f_{1,122} = D^3f_{1,212} = D^3f_{1,221} = -\frac{1}{4}R(1+n)(\omega_0^2 + n);$$

$$D^3f_{1,222} = -\frac{1}{8}(1+n)(3+n)(\omega_0^2 + n);$$

$$D^3f_{2,112} = D^3f_{2,121} = D^3f_{2,211} = 2R^2(1-n);$$

$$D^3f_{2,122} = D^3f_{2,212} = D^3f_{2,221} = 2nR(1-n);$$

$$D^3f_{2,222} = n(1-n^2).$$

Пройдя по всей цепочке вычислений (указанной в работе [5]), удалось получить аналитическое выражение для индекса Флоке β_2 . Приводить его не будем, но качественно опишем поведение. При малых значениях параметра R индекс Флоке положителен, что соответствует субкритической бифуркации Хопфа, а при возрастании параметра R становится отрицательным, что соответствует суперкритической бифуркации Хопфа. Смена типа бифуркации происходит при значении параметра R , которое

находится из условия равенства нулю индекса Флоке $\beta_2 = 0$

$$R_{HS} = \frac{1-3n}{2}, \quad (9)$$

что на плоскости параметров (R, Θ) делит кривую бифуркации Хопфа, на субкритическую и суперкритическую (см. рис. 1).

Чтобы подтвердить полученный аналитический результат был поставлен численный эксперимент. Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1) интегрировалась численно. В качестве метода интегрирования дифференциальных уравнений применялся метод Рунге-Кутты по схеме Дормана-Принса 7(8) порядка с переменным шагом [6] при точности решения дифференциальных уравнений 10^{-15} . Для нахождения периодических решений применялся модифицированный метод стрельбы [7], а выполнение условий периодичности осуществлялись с точностью 10^{-12} . Как альтернативный и проверочный вариант использовались процедуры численного интегрирования жестких обыкновенных дифференциальных уравнений математического пакета MathCAD. Численный эксперимент подтвердил наличие устойчивых и неустойчивых предельных циклов (рис. 2 и рис. 3).

Взаимодействие бифуркации Хопфа с другими типами бифуркаций. С помощью численного эксперимента были обнаружены другие типы бифуркаций, которые нельзя описать аналитически.

Было исследовано возникновение и эволюция предельного цикла, при взаимодействии с которым происходит бифуркация Хопфа. При малых значениях параметра $R < 1$ (для $n = -1/3$) неустойчивый предельный цикл рождается при значении бифуркационного параметра $\Theta < \Theta_H$ (4). Скорее всего, это происходит в результате бифуркации сепаратрисы седла. Поэтому амплитуда его максимальна. С ростом параметра Θ амплитуда неустойчивого

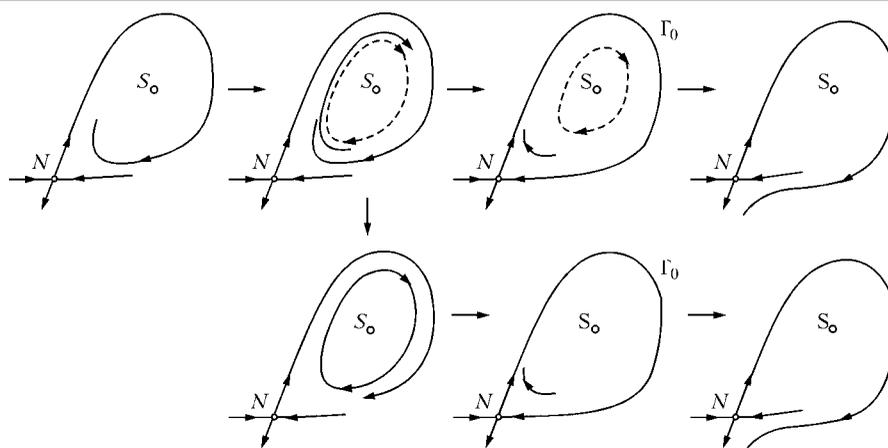


Рис. 3. Взаимодействие бифуркации Хопфа с бифуркациями сепаратрисы седла и двойного предельного цикла

цикла уменьшается и при бифуркации Хопфа $\Theta = \Theta_H$ становится равной нулю.

При больших значениях параметра R устойчивый предельный цикл рождается при бифуркации Хопфа $\Theta = \Theta_H$ с нулевой амплитудой. С ростом параметра Θ амплитуда устойчивого цикла увеличивается и при значении бифуркационного параметра $\Theta > \Theta_H$ он исчезает в результате бифуркации сепаратрисы седла.

Особый интерес представляет эволюция системы при промежуточных значениях параметра R , когда $R > R_{HS}$ (9). Численные эксперименты показали, что в этом случае в системе при одном и том же значении параметра Θ может сосуществовать два предельных цикла: устойчивый внутри неустойчивого. Неустойчивый предельный цикл появляется в результате бифуркации сепаратрисы седла, устойчивый — результате бифуркации Хопфа. При увеличении параметра Θ амплитуда неустойчивого уменьшается, а устойчивого увеличивается. Когда эти амплитуды становятся равными, в системе происходит еще один вид бифуркации. В литературе нет устоявшегося термина. Иногда ее называют тангенциальной бифуркацией, иногда — седло-узловой бифуркацией для циклов. Возможно название — бифуркация двойного предельного цикла — наиболее корректно отражает суть происходящего процесса, т. к. в результате два цикла сливаются и разрушают друг друга.

Выводы

1. В нелинейных электрических цепях с лазерно-дуговым разрядом и инерционной обратной связью возможны как суперкритическая, так и субкритическая бифуркации Хопфа.

2. Субкритическая бифуркация Хопфа приводит к возникновению в системе устойчивых автоколебаний, которые можно использовать при создании новых лазерно-дуговых технологий.

3. Для понимания физической сущности бифуркации Хопфа необходимо рассматривать ее в связи с другими бифуркациями: бифуркацией двойного предельного цикла и бифуркацией сепаратрисы седла.

Поддержка научных исследований. Научные исследования, результаты которых изложены выше, проведены при финансовой поддержке «Государственного фонда фундаментальных исследований Украины» в рамках совместного украинско-российского проекта ДФФД-РФФИ-2011 (грант Ф40.7/047).

1. Bushma A.I., Sydorets V.N. Feedbacks impact on the work stability of laser-arc discharge power source // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск: Силова електроніка та енергоефективність. — 2011. — Ч. 1. — С. 260–263.
2. Бушма А.И., Сидорец В.Н. Квазистатические вольтамперные характеристики комбинированного лазерно-дугового разряда // Там само. — Ч. 1. — С. 201–204.
3. Теория бифуркаций динамических систем на плоскости / А.А. Андронов, Е.А. Леонтович, И.И. Гордон, А.Г. Майер. — М.: Наука, 1967. — 488 с.
4. Сидорец В.Н. Особенности анализа собственных значений математических моделей нелинейных электрических цепей // Электронное моделирование. — 1998. — 20, № 5. — С. 60–71.
5. Сидорец В.Н. Особенности бифуркации Хопфа в нелинейных цепях с электрической дугой // Там же. — 2008. — 30, № 4. — С. 3–19.
6. Хайрер Э., Нёрсетт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. — М.: Мир, 1990. — 512 с.
7. Сидорец В.Н. Метод многократной стрельбы для исследования бифуркаций динамических систем // Электронное моделирование. — 2006. — 28, № 4. — С. 3–13.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГАРМОНИЧЕСКОГО БАЛАНСА ПРИ АНАЛИЗЕ ВЫСШИХ ГАРМОНИК ТОКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СВАРОЧНОЙ ДУГИ

В.Н. Сидорец, Д.Д. Кункин, В.М. Абдулах, Г.Н. Москович

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

Для анализа состава высших гармоник при дуговой сварке переменным током был использован метод гармонического баланса. Применение метода гармонического баланса значительно упрощает как промежуточные вычисления, так и конечный результат, который в конечном итоге является искомым спектром гармоник. Полученные результаты свидетельствуют о дальнейших перспективах использования конденсаторов сварочных цепях.

До недавнего времени при разработке сварочных технологий и источников питания уделялось крайне мало внимания влиянию их на сеть и обеспечению электромагнитной совместимости электрооборудования в системах электроснабжения. Считалось, что главной задачей сварочного процесса является обеспечение высокого качества сварочных конструкций при максимальном уровне производительности. Иногда достичь этого было трудно, т. к. при сварке особо ответственных конструкций в технологические карты было включено требование включения в сеть только одного источника питания.

В настоящее время проблема электромагнитной совместимости стала весьма актуальной. Проводятся широкомасштабные научные исследования гармонического состава тока, который потребляют различные нелинейные нагрузки. На базе результатов этих исследований разрабатываются различные фильтры высших гармоник.

Эта проблема стала актуальной и в сварочном производстве, где более 85 % составляет дуговая сварка. Как известно, электрическая сварочная дуга является ярко выраженной нелинейной нагрузкой.

Возникла необходимость проведения исследований по определению гармонического состава сварочного тока при дуговой сварке. Результаты этих исследований могли бы быть использованы как при проектировании фильтров высших гармоник, так и при разработке сварочных источников питания, которые обладают пониженным уровнем генерации высших гармоник тока в сеть.

Настоящее исследование посвящено теоретическому анализу гармонического состава сварочного тока.

Объект исследования и постановка задачи. Дуговая сварка подразделяется на два вида: сварка постоянным током и сварка переменным током.

Для сварки постоянным током применяются сварочные выпрямители и инверторные источники пи-

тания. Очевидно, что гармонический состав потребляемого от сети тока в основном определяется наличием в них на входе схемы Ларионова, которая нагружена на выходной сглаживающий фильтр. Дуга, горящая на постоянном токе, слабо влияет на гармонический состав.

Для сварки переменным током применяются сварочные трансформаторы. Высшие гармоники тока вторичной обмотки, которые генерирует сварочная дуга переменного тока, трансформируются в первичную обмотку, а значит, и в питающую сеть.

Наше исследование посвящено именно этому случаю.

Цепь с индуктивным ограничением сварочного тока. Поскольку для дуговой сварки переменным током применяются трансформаторы с развитым рассеянием электрическая цепь замещения можно представить в следующем виде (рис. 1).

Реактор L соответствует индуктивности сварочного трансформатора, а резистор R активному сопротивлению трансформатора и подводных кабелей. Известно, что падение напряжения на дуге A почти неизменно на всей длительности полупериода, и всегда противоположно направлению тока дуги. Поэтому целесообразно моделировать дугу как противо-ЭДС с напряжением u_A . Тогда дифференциальное уравнение, которое описывает цепь на рис. 1, имеет следующий вид

$$L \frac{di}{dt} + Ri + U_A \operatorname{sign}(i) = U_m \sin \omega t, \quad (1)$$

где i — сварочный ток; U_A — падение напряжения на дуге на протяжении полупериода; U_m — ампли-

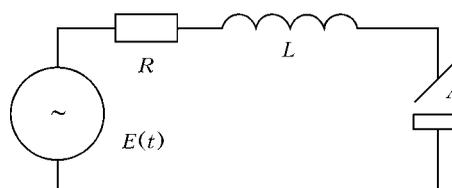


Рис. 1

туда напряжения сети; ω — круговая частота ($\omega = 2\pi f$, $f = 50$ Гц)

Находить гармонический состав тока можно несколькими путями. Например, классическим методом, т. е. искать решение дифференциального уравнения (1) как сумму решений однородного и неоднородного уравнений. Находить стационарное решение методом шивки на полупериоде. И, наконец, разлагать найденное стационарное решение в ряд Фурье.

Нами, в отличие от выше описанного, применялся метод гармонического баланса, когда решение ищется в виде ряда Фурье

$$i(t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos k\omega t + B_k \sin k\omega t. \quad (2)$$

Преимущества такого подхода очевидны. Стационарное решение получается непосредственно, а коэффициенты ряда Фурье и есть гармониками тока.

Возможность разложения в ряд Фурье по времени, функции падения напряжения на дуге, которое является функцией тока, достигается выбором начальной фазы совпадающей с фазой тока. Тогда

$$u_A(t) = \frac{4U_A}{\pi} \sum_{\substack{k=1 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k\omega t, \quad (3)$$

рис. 2 демонстрирует результат этого разложения, а уравнение (1) записывается в следующей форме

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{4U_A}{\pi} \sum_{\substack{k=1 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{1}{k} \sin k\omega t = U_m \sin(\omega t - \varphi). \quad (4)$$

В уравнении (4) параметр φ является разностью фаз между током и напряжением сети, которую необходимо будет определить.

Из этого же уравнения видно, что правая часть, которая соответствует напряжению сети, не вносит

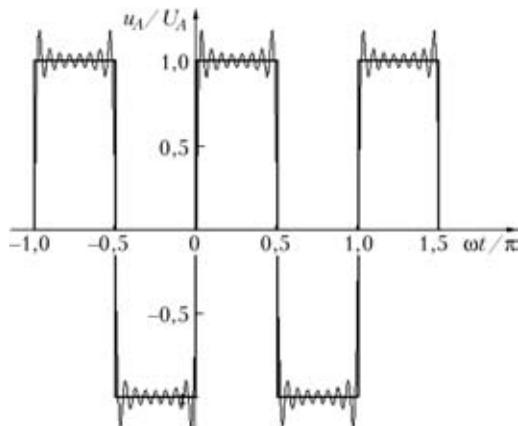


Рис. 2

вклад в высшие гармоники и решение удобнее записать в виде суммы первой и высших гармоник

$$i(t) = \frac{[4U_A - \pi(\cos \varphi + \beta \sin \varphi)U_m] \cos \omega t - [-4\beta U_A - \pi(\beta \cos \varphi - \sin \varphi)U_m] \sin \omega t}{\pi\omega L(1 + \beta^2)} + \frac{4U_A}{\pi\omega L} \sum_{\substack{k=3 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{k \cos k\omega t + \beta \sin k\omega t}{k(\beta^2 + k^2)}, \quad (5)$$

где $\beta = R/\omega L$ — величина обратная добротности. Фазу φ определим из начального условия $i(0) = 0$

$$4U_A - \pi(\cos \varphi + \beta \sin \varphi)U_m + \frac{4U_A}{\pi\omega L} \sum_{\substack{k=3 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{1}{\beta^2 + k^2} = 0. \quad (6)$$

С учетом того, что сумма в уравнении (6) выражается через гиперболические функции

$$\sum_{\substack{k=3 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{1}{\beta^2 + k^2} = \frac{\pi}{4\beta} \operatorname{th} \left(\frac{\pi\beta}{2} \right) - \frac{1}{1 + \beta^2}, \quad (7)$$

формула для фазы φ имеет вид

$$\varphi = \operatorname{arctg} \beta - \arccos \left(\frac{U_A}{U_m} \frac{\sqrt{1 + \beta^2}}{\beta} \operatorname{th} \frac{\pi\beta}{2} \right). \quad (8)$$

На рис. 3 кривые тока дуги, построенные по формуле (5), напряжения на дуге и напряжения сети, которые совпадают с экспериментальными осциллограммами, что свидетельствует об адекватности выбранной модели.

Формулу (5) можно использовать для нахождения амплитуд гармоник: первой

$$H_1 = \frac{1}{\pi\omega L} \sqrt{\frac{\pi^2 U_m^2 + 16U_A^2 - 8\pi U_m U_A \cos \varphi}{1 + \beta^2}} \quad (9)$$

и высших ($k = 3, 5, 7 \dots$).

$$H_k = \frac{4U_A}{\pi\omega L} \frac{1}{k\sqrt{\beta^2 + k^2}}, \quad (10)$$

а также построить спектр колебаний (см. рис. 4).

Как видно из формулы (10) и рис. 4 при больших значениях k , амплитуда гармоник спадает как квадрат номера гармоники k^2 .

На практике принято пользоваться одним количественным критерием, который характеризует влияние высших гармоник, это коэффициент нелинейных искажений по току THD_i (Total Harmonic Distortion)

$$THD_i = \frac{1}{H_1} \sqrt{\sum_{k=2}^{\infty} H_k^2}. \quad (11)$$

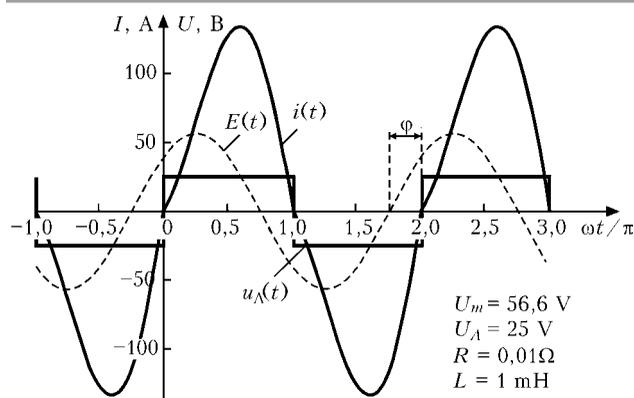


Рис. 3

С помощью формул (9) и (10) можно получить выражение THD_i для исследуемой цепи, а с учетом того, что сумма выражается через гиперболические функции

$$\sum_{\substack{k=3 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{1}{k^2(\beta^2 + k^2)} = \frac{\pi}{8\beta^3} \left(\pi\beta - 2 \operatorname{th} \frac{\pi\beta}{2} \right) - \frac{1}{1 + \beta^2} \quad (12)$$

можно получить аналитическую формулу для THD_i не содержащую процедуру бесконечного суммирования

$$THD_i = 4U_A \times \sqrt{\frac{\pi(1 + \beta^2)}{8\beta^3} \left(\pi\beta - 2 \operatorname{th} \frac{\pi\beta}{2} \right) - 1} \quad (13)$$

$$\times \frac{\pi^2 U_m^2 + 16U_A^2 - 8\pi U_m U_A \cos \varphi}{\pi^2 U_m^2 + 16U_A^2 - 8\pi U_m U_A \cos \varphi}$$

Анализ формулы (13) показал, что с ростом β величина THD_i растет. С уменьшением β величина THD_i падает, но не до нуля, до предела

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} THD_i = U_A \sqrt{\frac{\pi^4 - 96}{6[\pi^2 U_m^2 - 4(\pi^2 - 4)U_A^2]}} \quad (14)$$

который для параметров, указанных на рис. 3, равен 9,3 %.

Цепь с емкостным ограничением сварочного тока. На протяжении нескольких десятилетий время от времени появляются сообщения о применении конденсаторов в сварочных источниках питания [1–4]. Но до сих пор нет убедительных объективных результатов, которые бы свидетельствовали о преимуществах такого подхода.

Применим изложенный выше подход к цепи, изображенной на рис. 5, где конденсатор C включен последовательно с дугой.

Эта цепь описывается двумя дифференциальными уравнениями

$$L \frac{di}{dt} + Ri + u + U_A \operatorname{sign}(i) = U_m \sin \omega t; \quad (15)$$

$$C \frac{du}{dt} = i,$$

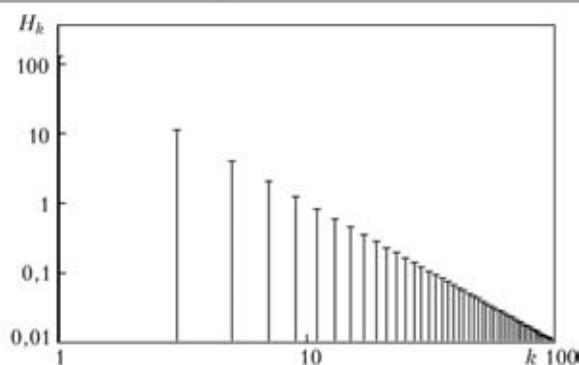


Рис. 4

где u — напряжение на конденсаторе.

Решение для напряжения ищется также в виде разложения в ряд Фурье, аналогично решению для тока (2).

Для первой гармоники

$$A_1 = \frac{\omega[\pi[(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \varphi - \beta\omega^2 \sin \varphi]U_m - 4(\omega_0^2 - \omega^2)U_A]}{\pi L[(\omega_0^2 - \omega^2) + \beta^2\omega^4]} \quad (16)$$

$$B_1 = \frac{\omega[\pi[\beta\omega^2 \cos \varphi + (\omega_0^2 - \omega^2) \sin \varphi]U_m - 4\beta\omega^2 U_A]}{\pi L[(\omega_0^2 - \omega^2) + \beta^2\omega^4]} \quad (17)$$

и для высших гармоник ($k = 3, 5, 7 \dots$).

$$A_k = \frac{4\omega U_A(\omega^2 k^2 - \omega_0^2)}{\pi L[(\omega^2 k^2 - \omega_0^2)^2 + \beta^2\omega^4 k^2]} \quad (18)$$

$$B_k = -\frac{4U_A\beta\omega^3 k}{\pi L[(\omega^2 k^2 - \omega_0^2)^2 + \beta^2\omega^4 k^2]} \quad (19)$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — собственная частота контура.

Для нахождения разности фаз φ применяется то же начальное условие $i(0) = 0$, которое приобретает вид

$$\frac{[\pi[(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \varphi - \beta\omega^2 \sin \varphi]U_m - 4(\omega_0^2 - \omega^2)U_A]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \beta^2\omega^4} + 4U_A\beta\omega^2 \sum_{\substack{k=3 \\ k=2n+1}}^{\infty} \frac{k}{(\omega^2 k^2 - \omega_0^2)^2 + \beta^2\omega^4 k^2} = 0. \quad (20)$$

Для получения THD_i приведем формулы для вычисления амплитуд гармоник:

для первой гармоники

$$H_1 = \frac{\omega}{\pi L} \sqrt{\frac{\pi^2 U_m^2 + 16U_A^2 - 8\pi U_m U_A \cos \varphi}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \beta^2\omega^4}} \quad (21)$$

для высших гармоник ($k = 3, 5, 7 \dots$).

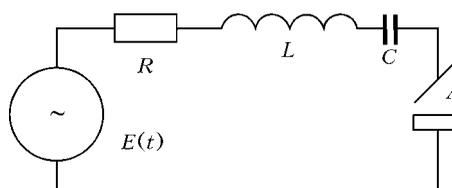


Рис. 5

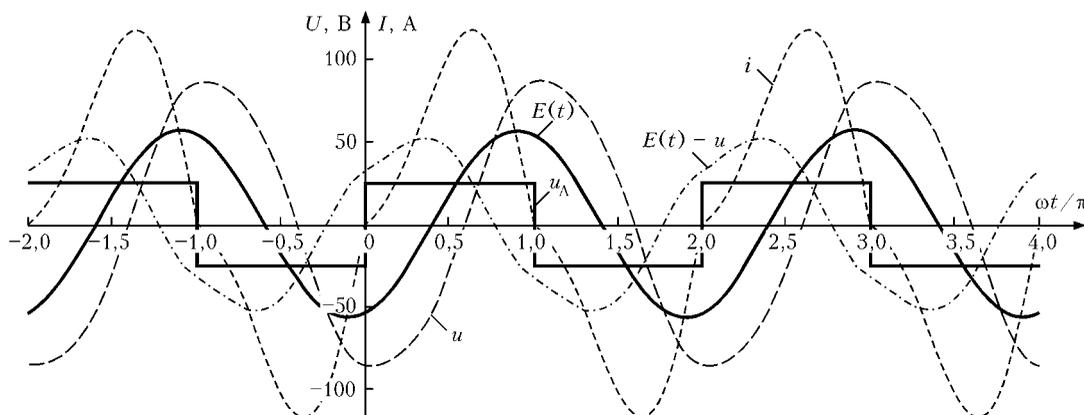


Рис. 6

$$H_k = \frac{4\omega U_A}{\pi L} \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 k^2 - \omega_0^2)^2 + \beta^2 \omega^4 k^2}} \quad (22)$$

Оценки показали, что для цепи с конденсатором $C = 80000$ мкФ (рис. 5), что соответствуем индуктивному общему импедансу цепи, величина THD_i меньше, чем при тех же параметрах (указанных на рис. 3) в цепи без конденсатора (рис. 1), и составляет 8,1 %. При $C = 8000$ мкФ, что соответствуем емкостному общему импедансу цепи, величина $THD_i = 2,5$ %. При приближении к резонансному режиму ($C = 10000$ мкФ) величину $THD_i = 0,1$ % можно уменьшить значительно, но при этом амплитуда напряжения на конденсаторе достигает огромных значений.

На рис. 6 изображены временные зависимости, построенные по формулам (2) и (16)–(19), для случая, когда емкостной импеданс ($C = 3800$ мкФ) больше индуктивного. На это указывает и емкостной характер разности фаз, когда ток опережает напряжение источника питания.

Анализ временных зависимостей, представленных на рис. 6, показывает преимущества цепи с емкостным ограничением тока (рис. 5) по сравнению с цепью с индуктивным ограничением тока (рис. 1). Амплитуда колебаний напряжения превышает амплитуду сети, что благоприятно влияет на процесс повторного зажигания дуги после перехода

тока через ноль. Напряжение, прикладываемое к дуговому промежутку $E(t) - u$ (см. рис. 6), тем больше, чем собственная частота колебаний контура ω_0 ближе к частоте питающей сети ω . Это дает возможность снизить напряжение холостого хода и тем самым значительно уменьшить массу сварочного трансформатора.

Заключение

1. Применение метода гармонического баланса позволяет значительно упростить как промежуточные вычисления, так и конечный результат, а конечный результат является искомым спектром гармоник.

2. Полученные результаты обосновывают перспективность дальнейших исследований сварочных цепей с последовательно включенным конденсатором.

1. Лебедев В.К., Нарушкявичус И.Р. Устойчивость горения дуги переменного тока в цепи с конденсатором // Автомат. сварка. — 1971. — № 4. — С. 3–5.
2. Исследование эластичности сварочной дуги, питаемой от источника с индуктивностью и емкостью / В.Ю. Арлаускас, И.Р. Нарушкявичус и др. // Свароч. пр-во. — 1974. — № 10. — С. 14–16.
3. Лебедев В.К., Коротынский А.Е. Дуга переменного тока в цепи с последовательно соединенными индуктивностью и емкостью // Автомат. сварка. — 1994. — № 12. — С. 47–48.
4. Лебедев В.К. Особенности источника питания для дуговой сварки с емкостью во вторичной цепи // Там же. — 1996. — № 11. — С. 11–14.

СИСТЕМА РАЦИОНАЛЬНОГО ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГОЙ

А.П. Сурин, А.А. Зайцев

ООО «Сооружение», Москва, Россия

Создана база данных параметров, определяющих эффективность и распределение тепловложений при нагреве и плавлении металлов плазменной дугой в вакууме в печах и установках различного класса и масштаба.

Рассматривается методика создания систем рационального плавления металлов электрической дугой с минимальными энергетическими затратами. Методика может быть реализована посредством выполнения следующих действий.

Определение управляющих воздействий и регулируемых параметров. Управляющие воздействия и параметры регулирования при плавлении металлов электрической дугой в вакууме были определены на ряде объектов (рис. 1).

Построение теоретической математической модели (или использование существующей модели). Для большинства электродуговых процессов уже построены математические модели, которые могут быть использованы для создания систем рационального плавления металлов электрической дугой. Например, при построении математической модели плавления металлов вакуумной плазменной дугой с полым катодом могут быть использованы работы [1–3], в частности, формула, выражающая зависи-

мость теплового к.п.д. от мощности потерь и мощности, вырабатываемой электрической дугой [4]:

$$\eta = 1 - \frac{P_r + P_{дж} + P_{кт} - P_{кнз} - \varepsilon_{\Delta} P_{кнз} + P_{пз} + P_{ст} - \varepsilon_{\Delta} P_{ст}}{P}$$

где P_r — мощность, затрачиваемая на разогрев плазмообразующего газа; $P_{дж}$ — мощность, затрачиваемая на джоулев нагрев токоведущих элементов; $P_{кт}$ — мощность, отводимая теплопроводностью катода охлаждающей катододержатель водой; $P_{кнз}$ — мощность потерь на излучение с катода; $\Delta P_{кнз}$ — часть мощности излучения с катода, приходящая на анод; ε — степень черноты анода; $P_{пз}$ — мощность излучения из прикатодной зоны; $\Delta P_{пз}$ — часть мощности излучения из прикатодной зоны, приходящая на анод; $P_{ст}$ — мощность излучения из внешнего столба разряда; $\Delta P_{ст}$ — часть мощности излучения из столба разряда, приходящая на анод.

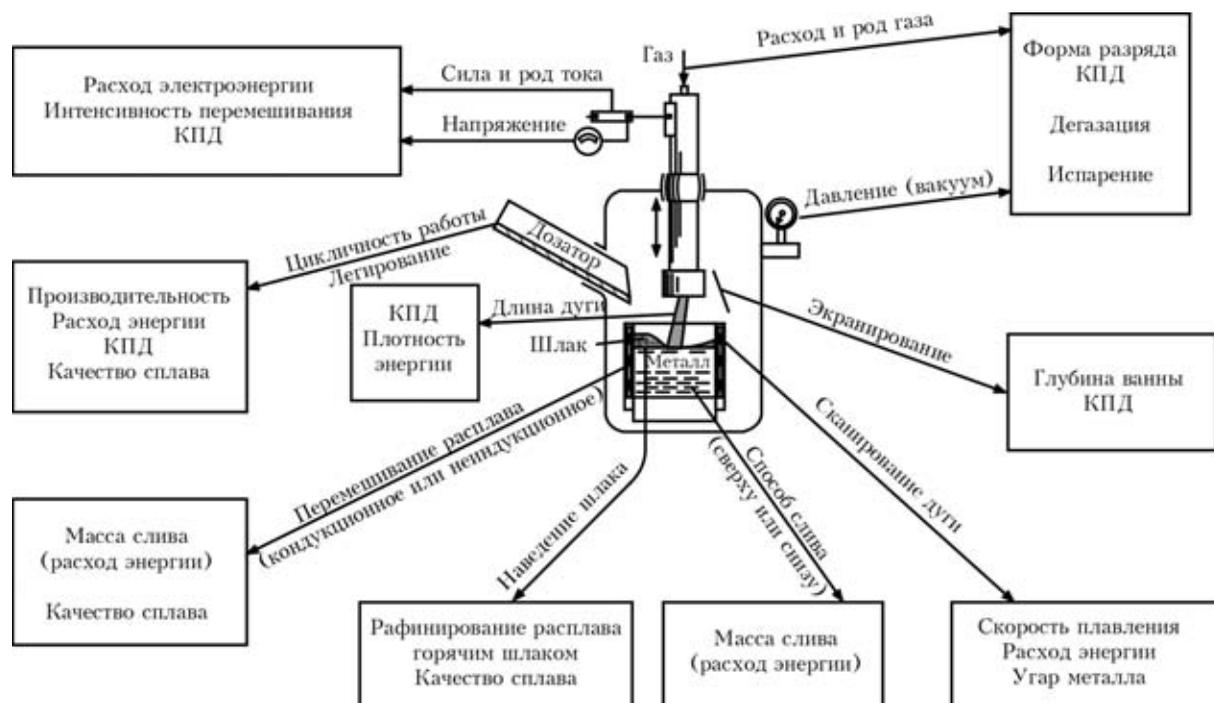


Рис. 1. Управляющие воздействия и параметры регулирования при плавлении металлов электрической дугой в вакууме

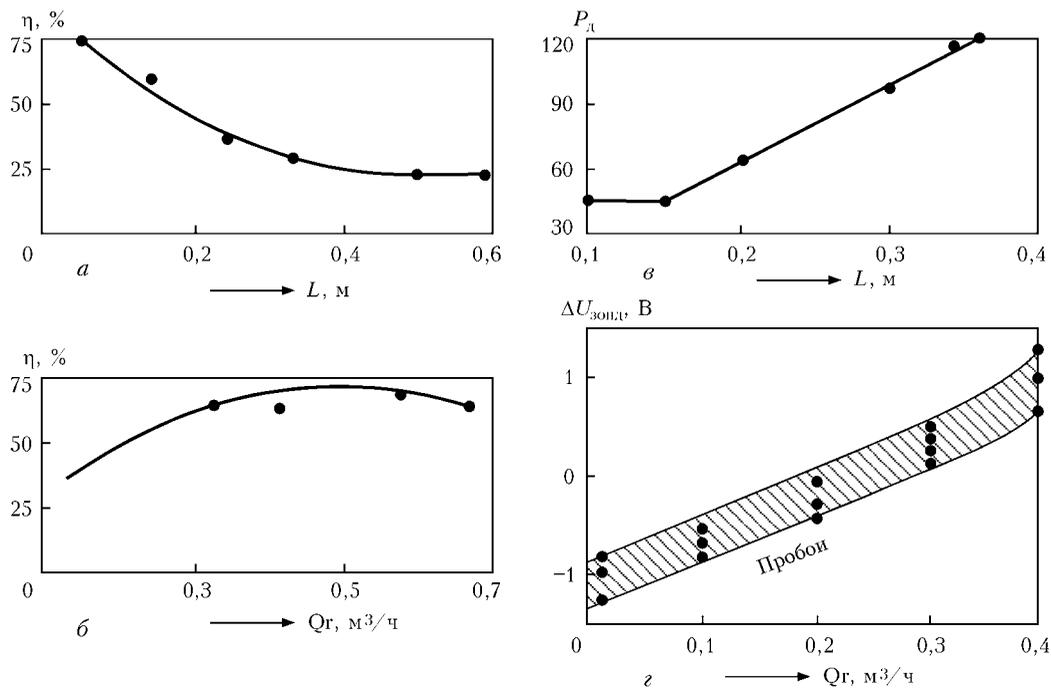


Рис. 2. Примеры зависимостей, необходимых для построения эмпирической модели: а – зависимость к.п.д. от длины дуги; б – зависимость к.п.д. от расхода газа; в – минимальная мощность дуги, необходимая для расплавления металла; г – ограничение величины расхода газа (Q_g) (определение зоны пробоя изоляции разрядом)

Однако, имеющиеся математические модели процессов электродугового нагрева, как правило, не являются абсолютно полными. Обычно для расчета в них используются экспериментальные данные, вводятся приближенные коэффициенты. Кроме того, в них не могут быть учтены абсолютно все процессы, явления и эффекты, которые неожиданно возникают и исчезают при осуществлении процессов плавления.

Для построения системы минимизации энергетических затрат предлагается использовать как теоретическую, так и эмпирическую модели. Необходим мониторинг параметров, применение методов динамического программирования и оптимального управления

Построение эмпирической модели и зависимостей к.п.д. от параметров плавки. Для построения эмпирической модели с целью создания системы минимизации энергетических затрат необходимо провести энергетическое обследование объекта, определить зависимости теплового к.п.д. от параметров плавки и ограничения этих параметров, при выходе за пределы которых существенно ухудшаются показатели работы установок вплоть до возникновения аварийной ситуации. В данной работе зависимости определялись экспериментально, посредством калориметрирования охлаждаемых элементов установок и зондированием участков электрического разряда. Примеры полученных зависимостей представлены на рис. 2.

Упрощенная блок-схема системы минимизации энергетических затрат при плавлении металлов электрической дугой представлена на рис. 3.

Система обеспечивает:

- корректировку параметров в пределах заданных ограничений для поддержания КПД на максимально возможном уровне;
- выполнение блокировок при выходе параметров за пределы ограничений и возникновении аварийной ситуации;
- запоминание параметров для обеспечения возможности повторного воспроизведения аналогичных процессов.

Система минимизации энергетических ресурсов может быть использована для работы совместно с действующими САУ.

Методика создания системы минимизации энергетических затрат для процессов с электродуговыми нагревателями может быть применена для процессов нагрева и плавления материалов другими источниками энергии.

Применение типового оборудования на заводах и предприятиях предполагает получение значительного экономического эффекта при распространении опыта энергосбережения, достигнутого на одном объекте, на предприятия, использующие идентичные технологии. Для изыскания способов экономии затрат энергетических ресурсов при осуществлении энергоемких и материалоемких промышленных объектов с массовым производством продукции необычайно важное значение имеет их энергетическое обследование с целью выявления и последующей реализации энергосберегающих мероприятий.

При производстве стальных слитков методом вакуумно-индукционной плавки период расплавления

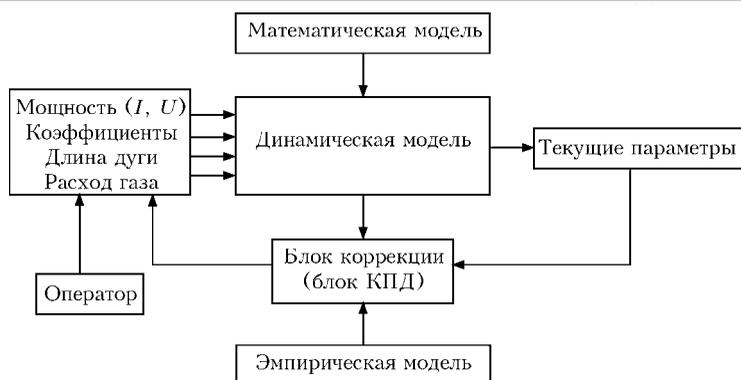


Рис. 3. Упрощенная блок-схема системы минимизации энергетических затрат

ния некомпактной шихты (кусковых материалов, металлических прутков, листовых обрезков и т. п.) имеет место повышенный расход электроэнергии, составляющий около 1400 кВтч на тонну получаемых слитков. Установка на вакуумно-индукционной печи тиглем дополнительно к индуктору источника электродугового нагрева в тигле посредством расплавления шихтовых материалов электрической дугой позволила за счет быстрого компактирования шихты на 15–25 % снизить расход электроэнергии и в 1,25 раза повысить производительность печи. При этом за счет уменьшения времени плавки (времени контакта материала тигля с расплавленным металлом) снизилось загрязнениеготавливаемых сплавов неметаллическими включениями.

При получении слитков жаропрочных никелевых сплавов методом вакуумной плазменно-дуговой плавки шихтовых компонентов в медном охлаждаемом водой гарнисажном тигле расход электроэнергии превышает 1500 кВтч на тонну сливаемого металла. Применение системы электромагнитного управления положением дуги и кондукционного перемешивания расплава в печи с медным охлаждаемым тиглем обеспечило увеличение массы сливаемого металла на 30–40 % и снижение за счет этого расхода электроэнергии на 30–40 %. Опыт, полученный на такой печи может быть, например, перенесен на получение слитков и отливок из титановых сплавов, что позволит сократить громоздкое и энергоемкое прессовое производство расходуемых электродов и обеспечить возможность работы печи в непрерывном режиме.

На лабораторной установке (рис. 4) изучали процесс компактирования стружки тугоплавких металлов методом переплава пучков стружки электрическим разрядом в вакууме.

Процесс переплава осуществляли в два этапа. Сначала производили нагрев и очистку поверхности стружки тлеющим разрядом. Затем выполняли плавку ленточек стружки энергией разряда «с полым катодом». В процессе плавления стружка работала в режиме перегрузки как полый катод «plane

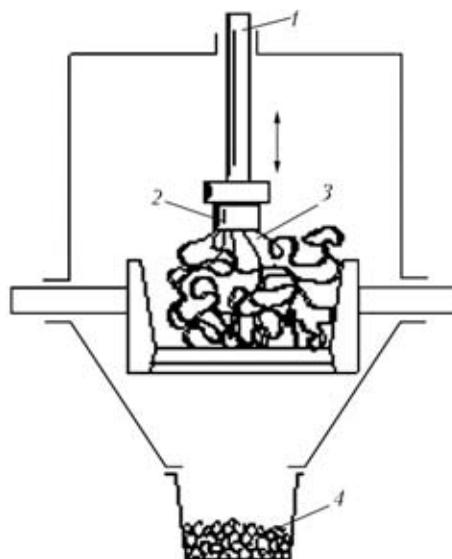


Рис. 4. Схема лабораторной установки для переплава стружки в шихтовые заготовки: 1 – электрододержатель; 2 – электрод; 3 – электрический разряд; 4 – шихтовые заготовки

geometry», «macaroni packet» или «coaxial geometry» [5]. Образующиеся капли падали и застывали на охлаждаемой поверхности металлоприемника. При дальнейшем развитии такой процесс может конкурировать с брикетированием стружки методом механического прессования. Кроме того, установлена возможность дробления образующихся капель энергией разряда, ускоренного магнитным полем. Мощность источника электропитания, необходимая для осуществления процесса, составляет порядка 10 кВт.

1. Рыкалин Н.Н., Николаев А.В. Плазменная дуга низкого давления как источник теплоты для плавки металлических материалов // Тр. Моск. энерг. ин-та. – 1980. – Вып. 462. – С. 5–15.
2. Кручинин А.М. К теории электронного плазменного нагрева в вакуумных электрических печах // Там же. – 1980. – Вып. 462. – С. 16–24.
3. Ваулин Е.П. Теоретические основы тепло-, массо- и электрообмена в полых катодах для вакуумной плавки // Там же. – 1980. – Вып. 462. – С. 25–43.
4. Путинцев Ю.В. Исследование влияния рабочих параметров электронно-плазменного нагревателя на режим нагрева в вакуумных электропечах / Дис. ... канд. техн. наук. – М., 1979 г.
5. Delcroux J.L., Trindade A.R. Hollow cathodes arcs. Advance in Electronics and Electron Physics. – vol. 35, ed. L. Marton. – Academic Press, 1974.

THE PROGRESS IN NUMERICAL MODELING OF MELTED ZONE FORMED BETWEEN DISSIMILAR METALLIC MATERIALS

I. Tomashchuk, P. Sallamand, J.-M. Jouvard

*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne,
UMR 6303 CNRS-Universite de Bourgogne, Le Creusot, France*

The numerical modeling of heat and mass transfer in the melted zone formed between two or more materials of different nature may be very useful for understanding how the operational parameters determine local chemical composition, shape and mechanical properties of the weld. The choice of modeling methods is determined, above all, by the nature of the interaction between the materials involved. In case of metallic systems, there are three major cases: fully compatible materials forming an ideal binary system (for example, Cu-Ni); the materials forming intermetallic phases during the solidification of the melted zone, which brittleness can be harmful for the weld (for example, Fe-Ti); the immiscible materials (for example, Cu-Fe). The authors make an overview of existing modeling methods and their application, situate in this context their recent developments in modeling of laser and electron beam welding between immiscible (copper/stainless steel) and metallurgically incompatible (titanium/stainless steel) materials and indicate the difficulties and perspectives of development of this relatively new field of research.

The numerical modeling of heat and mass transfer in the melted zone formed between two or more materials of different nature may be very useful for understanding how the operational parameters of welding determine local chemical composition, shape and mechanical properties of the joint. The present article recalls the state of this relatively unexplored field of applied physics and situates in this context our recent developments in modeling of high power beam welding between immiscible and metallurgically incompatible materials.

The modeling of dissimilar welding meets the same formulation problems that any welding modeling: the correct formulation of heat supply, the representation of convection and solidification processes, free surface problem and so on. In both cases, the multiphysical approach is needed to take in account the simultaneous phenomena of heat and mass transfer and a phase change. The additional difficulty is to describe the distribution of the species and to program the variation of physical properties in function of local chemical composition. The usual aim of such modeling is to preview how happens the mixing between the materials in order to avoid the formation of the zones with undesirable composition. The choice of modeling methods for the creation of composition map is determined, above all, by the nature of the interaction between the materials involved. There are three major cases:

- fully compatible materials forming an ideal binary system;
- the materials forming intermetallic phases during the solidification of the melted zone, which brittleness can be harmful for the weld;

- the immiscible materials that can also become immiscible in liquid state.

The first attempts of such modeling were dedicated to the simplest case, when chosen dissimilar metals are fully compatible as, for example, copper and nickel, and so the migration of species happens by convection affected diffusion. The first models proposed by Wei and Chung [1] were based on volume of fluid and enthalpy methods, and were describing the unsteady mixing process in the melted zone under action of Marangoni convection. Then, Chakraborty [2] proposed the model of dissimilar copper-nickel laser welding, where the convection in the weld pool has been assumed as turbulent.

If the chosen dissimilar couple produces intermetallic phases during the weld solidification, the mechanical properties of the weld can be strongly affected by the presence of one or several particular phases and by the shape of this potentially brittle zone. To describe the formation of such phases, the thermodynamic data base is needed, and the modeling becomes far more complicated. This case was studied by very few authors. Gnauk et al. [3] proposed the model of laser welding of titanium to aluminum based on finite difference and generalized enthalpy methods, which describes the formation of intermetallic phases in the weld pool. The similar approach has been used by Mukherjee et al. [4] for the describing of transport phenomena in laser beam welding of iron with aluminum via tantalum diffusion barrier. However, the modeling of exact local microstructure basing on macroscopic information on heat, convection and composition gradients stays a challenge.

The studies on welding of immiscible materials, such as copper and iron alloys, were limited to the

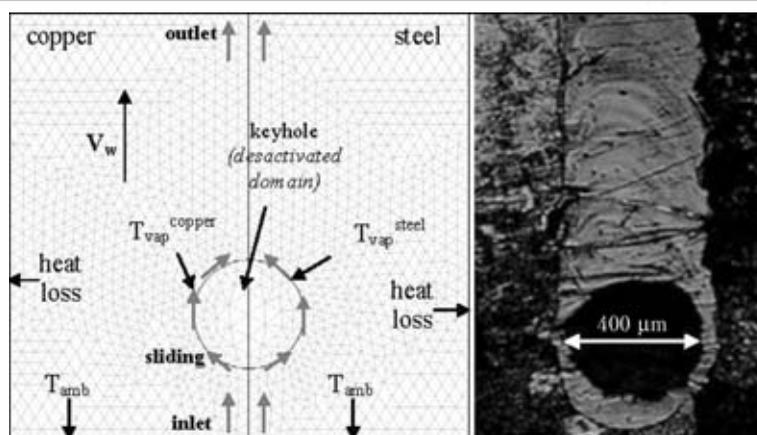


Figure 1. The geometry of the model and the capillary profile at the horizontal cut

experimental ones and attracted our interest. The modeling of the melted zone which contains immiscible materials needed the two-phase flow method that allows following the position of the interface which separates two liquid phases coexisting in the interaction zone. We used for this purpose a level set method, by introducing it in the multiphysical model of copper-steel electron beam welding based on pseudo-stationary formulation of heat transfer and convection problems [5]. The model allowed reproducing the shape, global composition and the tendencies of heterogeneous morphology in melted zone. Then, we used level set based model to determine the optimal operational conditions for electron beam titanium to steel welding via copper interlayer [6]. As these materials are not compatible and a copper plays the role of isolator, the main criterion of a good weld was the minimal thickness of the melted copper interlayer. The modeling of diffusion of Ti in liquid copper allowed the estimation of the length of the intermetallic zone. In order to ameliorate the precision and the realism of our models, it was decided to use another moving interface method: a phase field method, which offers far more physical representation of two-phase flow, as it takes in account not only a local velocity field, but also the surface tension between coexisting liquids [7]. This method, when coupled with external velocity field, can be used for description of two-phase flows on macroscopic level [8, 9]. Instead of directly tracing the interface between two fluids, the interfacial layer is described by a phase field variable ϕ , which evolution is governed by Cahn-Hilliard equation [10].

The modeling approach that we develop is based on simultaneous solving of heat transfer, Navier Stokes and chosen mass transport equation for the description of two-phase flow in FEM software COMSOL Multiphysics. It is applied to full penetration electron beam welding, where the mixing between the components happens mostly in horizontal plane, which allows in the first place carrying out the simulations in 2D. The model explains the mixing mechanism between the components and allows the optimization of operational conditions.

In this article, we present the last results concerning the influence of capillary shape on the development of mixing and fusion, by comparison of two cases: the mixing at the top part of the capillary (which shape is observable at the top surface of the weld end point, Figure 2, *b*) and mixing in the middle of the melted zone (the shape observed at the horizontal cut of the weld end point, Figure 1, *b*). The chosen example is copper-steel EBW, where the beam is centered on the joint line, 1400 W power ensures the full penetration of 2 mm plates and the welding speed is 0.9 m/min.

The initial simplifications of the model described below are follows:

- in the first place, the calculations are carried out in horizontal plane (Figure 1, *a*);
- the volume heat source of EBW (the capillary) is represented by a profile having the vaporization temperature of the materials;
- the flow around the capillary develops only in horizontal plane;
- the partial solubility between the components in the liquid state has been neglected.

To program the variation of local physical properties, the system of Heaviside functions is used. The change of properties between solid and liquid phases (here: of material M_1) is determined by average fusion temperature and happens in a narrow region which corresponds to dT between solidus and liquidus:

$$A^{M_1} = \begin{cases} A_s^{M_1} & \text{if } T < T_f^{M_1} \\ A_l & \text{if } T < T_f^{M_1} \end{cases}$$

The liquid phase can have variable composition, so its properties are programmed in function of local value of step function which determines the position of the interface between two immiscible liquids (here: volume fraction value 0.5):

$$A_l = \begin{cases} A_1^{M_1} & \text{if } V_m < 0.5 \\ A_1^{M_2} & \text{if } V_m > 0.5 \end{cases}$$

In order to study the development of local immiscible fluxes, which determine the morphology of cop-

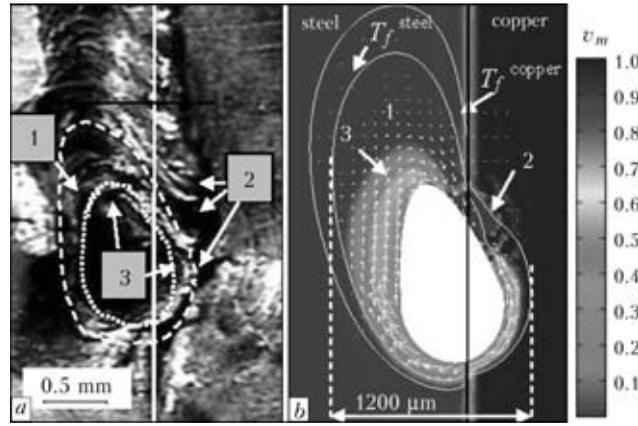


Figure 2. The comparison of experimental (a) and calculated morphology (b) of the top surface of the weld: 1 – steel-rich flow; 2 – steel-rich drops migrating to copper side; 3 – mixing zone

per-steel welds, the simultaneous solving of heat transfer

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(-k\nabla T) = \rho c_p \vec{U} \nabla T$$

and Navier Stokes equations

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \rho(\vec{U} \nabla T) \vec{U} = \nabla(-PI + \eta[\nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^T]),$$

$$\nabla(\rho \vec{U}) = 0,$$

has been coupled to phase field equation

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\phi \vec{U}) = \nabla \left(\frac{\gamma \lambda}{\epsilon^2} \right) \nabla \psi,$$

$$\psi = -\nabla \epsilon^2 \nabla \phi + (\phi^2 - 1) \phi + \left(\frac{\epsilon^2}{\lambda} \right) \frac{\partial \phi}{\partial t},$$

which allows to track explicitly the position of the interface by following the variation of phase field function ϕ . More detailed description can be found in [7].

The comparison between flow modes at the top (drop-like capillary profile) and in the middle (round profile) of the weld reveals the differences in fusion and mixing process.

At the top of the joint (Figure 2), the orientation of the capillary to the joint line privileges the melting of steel; consequently, this slice contains only 28 at.% Cu. The steel-rich clockwise flow around the capillary reflects the shape of the solidification front observed at the top surface of the weld. This clockwise flow, due to the simulation, brings copper-containing mixture to the steel side.

In the middle of the joint (Figure 3), the symmetric position of the capillary results in almost equimolar melting of the components (54 at.% Cu) and in the formation of symmetrical mixing zone (zone 3). The existence of larger copper-rich region (zone 2) induces the formation of elongated steel-rich isles (zone 4), which solidify in copper medium. The steel-rich flux (zone 1) still makes clockwise movement, but the migration zone on the steel side is smaller and more elongated as it rejoins the zone 4.

For both cases, calculated morphological elements can be discerned on respected horizontal views. The relative error of melted zone width is about 19 %. The relative error of composition is about 7 % due to EDX analysis of the polished cut.

For the further development of the model, an exact data on the variation of capillary shape with height

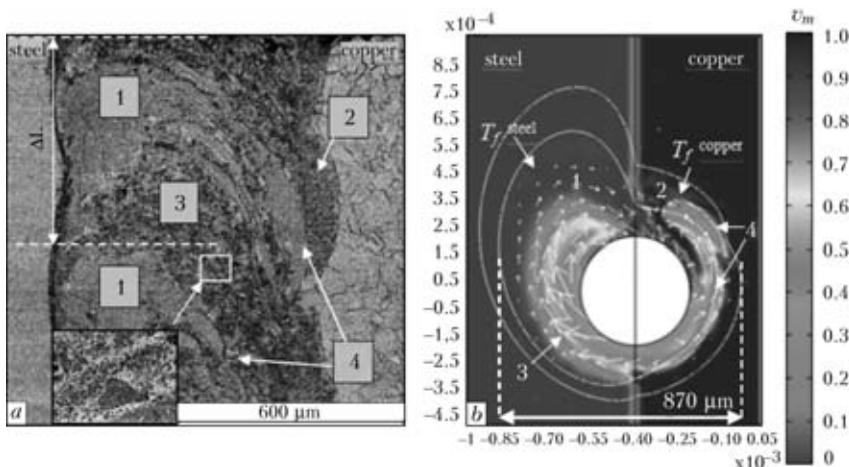


Figure 3. The comparison of experimental (a) and calculated morphology (b) of the horizontal cut of the weld: 1 – steel-rich flow; 2 – copper-rich flow; 3 – mixed zone; 4 – steel-rich isles in copper-rich solution

will be needed, in order to introduce the realistic volume heat source in future 3D model. The additional task will be to take in account the convection forces that act in vertical direction: natural convection, Marangoni convection at the extremities of the weld and Lorentz force. However, these forces seem do not produce a big contribution to the general velocity field as the mixing is representative enough in 2D simulation. And finally, it will be necessary to take in account the intersolubility of the components (the partition coefficient) in liquid state and the migration of minor elements of steel, as Cr and Ni.

CONCLUSIONS

After an overview of the actual state of numerical modeling applied to dissimilar welding, a multiphysical model reproducing fusion and mixing process between the dissimilar materials, which are immiscible in liquid state, is proposed. By simultaneous calculation of temperature, fluid flow and phase field equations, it allows studying the development of melted zone basing on experimentally obtained shapes of

the capillary. The model is applied to EBW of copper to stainless steel.

More realistic representation of welding process requires detailed information on keyhole shape and the introduction of interdiffusion of species across the moving interface. Modeling in 3D may give additional information on vertical convection, but it will require important computational resources.

1. Wei, P.S., Chung, F.K. (2000) *Metallurgical and Materials Transactions*, **31** 1387–1403.
2. Chakraborty, N., Chakraborty, S. (2007) *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **50** 1805–1822.
3. Gnauk, J., Wenke, R., Frommeyer, G. (2005) *Materials Science and Engineering A*, **413/414** 490–496.
4. Mukherjee, S., Chakraborty, S., Galun, R. et al. (2010) *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **53**, 5274–5282.
5. Tomashchuk, I., Sallamand, P., Jouvard, J.M. et al. (2010) *Computational Materials Science*, **48**, 827–836.
6. Tomashchuk, I., Sallamand, P., Jouvard, J.M. (2011) *J. of Materials Processing Technology*, **211**, 1796–1803.
7. Tomashchuk, I., Sallamand, P., Jouvard, J.M. (2012) *Applied Mathematics and Computation*. In Press, Corrected Proof, Feb, doi:10.1016/j.amc.2012.01.039
8. Jacqmin, D. (1999) *J. of Computational Physics*, **155**, 96–127.
9. Sun, Y., Beckermann, C. (2007) *Ibid.*, **220**, 626–653.
10. Cahn, J.W., Hillard, J.E. (1958) *J. Chem. Phys.*, **28**, 258–267.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ, НАГРЕВА И ДРОБЛЕНИЯ ЧАСТИЦ, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ ДИСПЕРГИРОВАНИИ ПРОВОЛОКИ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОГО НАПЫЛЕНИЯ

М.Ю. Харламов¹, И.В. Кривцун², В.Н. Коржик²

¹Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, Луганск, Украина

²Институт электросварки им. Е.О. Патона НАНУ, Киев, Украина

Сформулирована математическая модель, описывающая нагрев и движение расплавленных частиц в плазменном потоке с учетом их деформации и дробления. Выполнен численный анализ и показано существенное влияние деформации частиц на их взаимодействие с плазменной струей. Обосновано формирование напыляемых частиц значительно меньшего размера, чем размер капель, срывающихся с расплавленного конца распыляемой проволоки, что объясняется дроблением капель и их осколков, движущихся в плазменном потоке.

При исследовании процесса плазменно-дугового проволочного напыления [1], а также ряда других плазменных и электродуговых процессов (например, процесса получения ультрадисперсных порошков путем плазменно-дугового диспергирования прутков и проволок), необходимо учитывать то обстоятельство, что образующиеся в результате распыления проволоки дисперсные частицы попадают

в высокоскоростной плазменный поток в расплавленном состоянии. Такие частицы, перемещаясь в плазме, находятся в иных условиях по сравнению с частицами, которые вводятся в плазменный поток в твердой фазе, как, например, при плазменном порошковом напылении [2]. В частности, изменяется интенсивность динамического и теплового воздействия потока плазмы на частицы, поскольку жидкие частицы подвержены деформациям, приво-

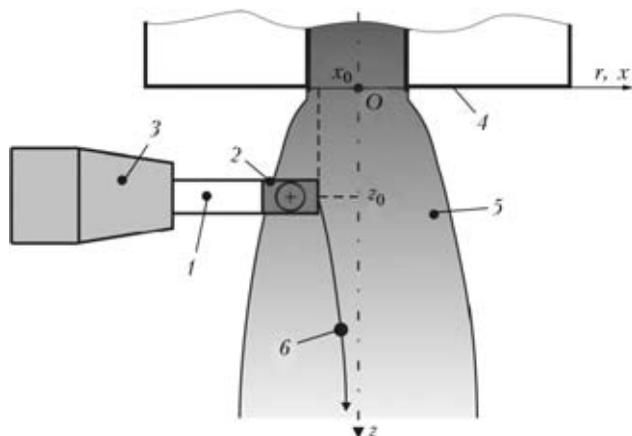


Рис. 1. Схема ввода в плазменный поток и движения частиц (капель расплавленного металла) при плазменно-дуговом проволочном напылении: 1 – распыляемая проволока-анод; 2 – расплавленная часть проволоки; 3 – мундштук; 4 – сопло плазматрона; 5 – плазменная струя; 6 – частица

дующим к распаду частиц на более мелкие [3] и т. д. Поэтому, большое значение для дальнейшего развития плазменных и плазменно-дуговых технологий обработки материалов, связанных с распылением прутков и проволок, имеет теоретическое исследование и математическое моделирование физических процессов, протекающих при движении в потоке плазмы расплавленных (жидких) частиц.

В последнее время вопросам исследования движения и нагрева дисперсных частиц в плазменных потоках уделяется большое внимание, что вызвано значительным интересом промышленности к процессам газотермического напыления покрытий различного назначения. Поскольку именно скорость и температура напыляемых частиц являются определяющими факторами в формировании структуры и свойств напыленных покрытий, для численного анализа указанных факторов были разработаны различные математические модели, описывающие ускорение, траекторию движения, а также нагрев и плавление твердых частиц в плазменной струе [4–7]. Были исследованы особенности теплового взаимодействия плазмы с испаряющимися и экзотермически реагирующими частицами дисперсного материала [7]. Изучен нагрев мелкодисперсных частиц, находящихся под воздействием лазерного излучения [8]. Однако в указанных работах остались не рассмотренными особенности динамического и теплового взаимодействия плазменного потока с жидкими частицами. В настоящей работе предложены математические модели и приведены результаты численного исследования процессов движения, нагрева и дробления расплавленных частиц, образующихся при распылении проволоки в условиях плазменно-дугового напыления.

Уравнения движения и нагрева расплавленных частиц в плазменном потоке. Рассмотрим основные уравнения, описывающие поведение жидких час-

тиц — капель расплавленного металла, сформировавшихся на конце распыляемой проволоки при плазменно-дуговом напылении. Будем полагать, что исходные параметры частиц, попадающих в плазменную струю, определяются исходя из условий динамического и теплового взаимодействия потока дуговой плазмы с распыляемой проволокой. В частности, примем, что точка ввода частиц в плазменный поток x_0, z_0 (рис. 1) совпадает с местоположением расплавленного конца проволоки относительно оси плазменной струи, которое определялось по модели формирования прослойки жидкого металла на торце проволоки [9]. Модель [9] также используется для определения начальной температуры частиц T_0 , которая полагалась равной температуре расплава, удерживаемого на торце проволоки. В свою очередь, начальные значения диаметра d_0 и скорости w_0 частицы определяются на основе модели струйного течения расплавленного металла проволоки и формирования каплей жидкого металла в спутном высокоскоростном плазменном потоке [10].

После отрыва с расплавленного конца проволоки, движение капли в плазменной струе будет описываться следующими уравнениями [4]:

$$\frac{d(m\mathbf{w})}{dt} = \mathbf{F}; \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{w}, \quad (1)$$

где $m(t), \mathbf{w}(t) = (w_x, w_y, w_z)$ и $\mathbf{r}(t) = (x, y, z)$ — текущие значения массы ($m(0) \equiv m_0 = \frac{4}{3} \pi d_0^3 \rho_m$, где ρ_m — плотность расплавленного материала частицы), вектора скорости и радиус-вектора положения частицы в выбранной декартовой системе координат; $\mathbf{F}(t)$ — сила, действующая на частицу в данный момент времени.

Будем считать, что основной силой, действующей на жидкую частицу в потоке плазмы, является сила аэродинамического сопротивления [11]:

$$\mathbf{F} = 0,5C_d S \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) |\mathbf{v} - \mathbf{w}|. \quad (2)$$

Здесь C_d — коэффициент лобового сопротивления; S — площадь миделева сечения частицы; \mathbf{v} — вектор невозмущенной скорости плазмы в точке нахождения частицы; ρ — плотность плазмы. При этом, используя допущение об осесимметричности плазменного потока, абсолютную величину относительной скорости будем определять, как

$$\Delta u = |\mathbf{v} - \mathbf{w}| = \sqrt{(v_r - w_x)^2 + (v_z - w_z)^2}. \quad (3)$$

К особенностям движения жидких частиц в потоке плазмы следует отнести то, что под воздействием потока частица деформируется, при этом изменяется ее миделево сечение, а, следовательно, и сила аэродинамического сопротивления \mathbf{F} , действующая на такую частицу [3, 12]. Положим, что при

движении в плазменном потоке жидкая частица, деформируясь, может принимать форму сжатого сфероида, геометрические размеры которого будем характеризовать безразмерным параметром

$$y = \frac{d_{mid}}{d_0}, \quad (4)$$

представляющим собой отношение диаметра миделева сечения частицы d_{mid} к ее исходному диаметру. При этом, площадь миделева сечения будет определяться, как

$$S = \pi d_0^2 y^2 / 4. \quad (5)$$

Для учета изменения формы жидкой частицы при ее движении в плазменном потоке воспользуемся уравнением, предложенным в работе [12]:

$$\frac{d^2 y}{d\tilde{t}^2} + \frac{40}{Re} \frac{dy}{d\tilde{t}} + \frac{64}{We} (y - 1) = 2C_2. \quad (6)$$

Здесь $\tilde{t} = t/t^*$ — безразмерное время; $t^* = \frac{d_0}{\Delta u} \times \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho}}$ — характерное время дробления [3, 12]; $C_2 = 2/3$; Re , We — числа Рейнольдса и Вебера, определяемые как

$$Re = (\rho \Delta u 2d_0) / \eta; \quad (7)$$

$$We = \frac{\Delta u^2 d_0 \rho}{\sigma}, \quad (8)$$

где η — динамическая вязкость плазмы в точке нахождения частицы; σ — коэффициент поверхностного натяжения расплавленного материала частицы. Начальные условия, необходимые для решения уравнения (6), зададим следующим образом:

$$y(0) = 1; \quad \left. \frac{dy}{d\tilde{t}} \right|_{\tilde{t}=0} = 0. \quad (9)$$

Уравнение (6) позволяет определять изменение площади миделева сечения жидкой частицы, помещенной в поток плазмы. Что касается коэффициента аэродинамического сопротивления C_d для частицы, имеющей форму сфероида, то его можно вычислять путем линейной интерполяции по известным выражениям для вычисления коэффициентов аэродинамического сопротивления сферы $C_{d,1}$ и диска $C_{d,2}$ [12]:

$$C_d = (1 - f)C_{d,1} + fC_{d,2}, \quad (10)$$

где $f = 1 - E^2$ — коэффициент формы частицы; E — коэффициент пропорциональности (соотношение сторон), который в рассматриваемом случае есть $E = 1/y^3$.

Для определения коэффициента аэродинамического сопротивления сферической частицы будем использовать следующие критериальные зависимости [13]:

$$C_{d,1} = \begin{cases} 24Re^{-1}, & Re < 0,2; \\ 24Re^{-1} + 3,6Re^{-0,317}, & 0,2 < Re < 4; \\ 24Re^{-1} + 4Re^{-0,333}, & 4 < Re < 400. \end{cases} \quad (11)$$

Коэффициент сопротивления для диска определяется как [12]:

$$C_{d,2} = 1,1 + \frac{64}{\pi Re}. \quad (12)$$

Тепловое состояние жидкой частицы при пламенно-дуговом напылении будем определять при помощи нестационарного уравнения теплопроводности с учетом конвективно-кондуктивного и радиационного теплообмена плазменного потока с поверхностью частицы, а также потерь тепла, связанных с уносом потоком пара энергии испарения атомов ее материала. При этом, в первом приближении, для расчета температурного поля сделаем допущение о сферической форме частицы. Тогда, нестационарное уравнение теплопроводности для определения пространственно-временного распределения температуры в такой частице будет иметь вид

$$\rho_m \bar{C}_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right), \quad (13)$$

где $T_m(r, t)$ — распределение температуры в частице; $\chi_m(T)$ и $C_m(T)$ — коэффициент теплопроводности и эффективная теплоемкость ее материала, определяемая (при необходимости) с учетом скрытой теплоты фазового перехода как

$$\bar{C}_m = c_m(T) + W^{(m)} \delta(T - T^{(m)}), \quad (14)$$

где $c_m(T)$ — удельная теплоемкость материала; $T^{(m)}$, $W^{(m)}$ — температура и скрытая теплота кристаллизации; $\delta(x)$ — дельта-функция.

Краевые условия к уравнению (13) записываются в следующем виде:

$$\left(\chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} = Q_c + Q_r - Q_v; \quad \left. \frac{\partial T_m}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (15)$$

где $a(t)$ — текущий радиус, который может меняться в результате испарения материала частицы; $Q_c(t)$, $Q_r(t)$, и $Q_v(t)$ — конвективно-кондуктивный и радиационный тепловые потоки, а также потери тепла, связанные с поверхностным испарением материала частицы.

Начальное условие, необходимое для решения уравнения (13), задается в виде:

$$T_m(r)|_{t=0} = T_0 \geq T^{(m)}, \quad (16)$$

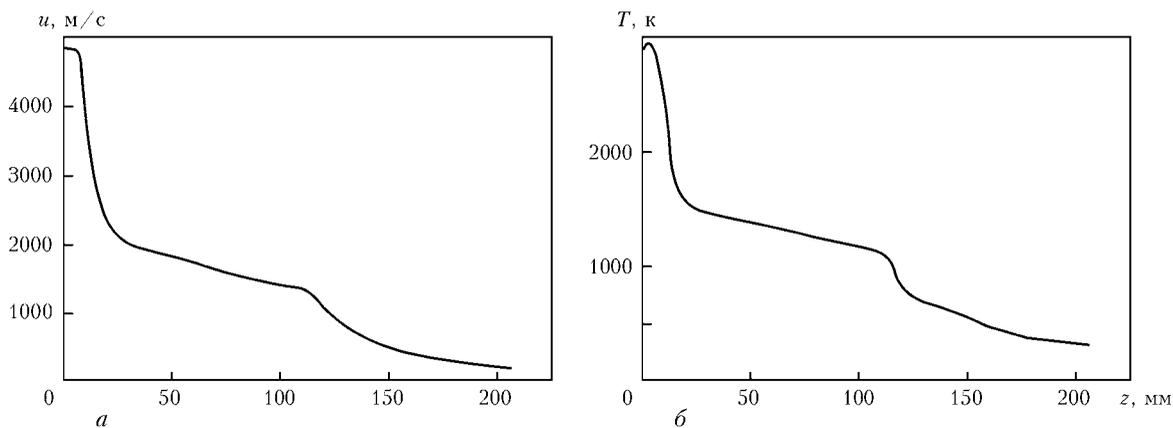


Рис. 2. Продольные изменения скорости (а) и температуры (б) дуговой плазмы во внешней области течения (вне сопла плазматрона): $I = 240$ А; G (Ar) = $1,8 \text{ м}^3/\text{ч}$; G (воздух) = $20 \text{ м}^3/\text{ч}$

где T_0 — начальная температура частицы, которая принималась равной температуре расплава, срываемого с конца распыляемой проволоки и определялась с помощью модели [9].

Рассмотрим составляющие теплообмена между плазмой и частицей. Плотность потока энергии за счет конвективно-кондуктивного теплообмена плазмы с поверхностью частицы определяется на основе ньютоновской модели теплообмена [14]:

$$Q_c = \alpha(T_p - T_{ms}), \quad (17)$$

где T_p — температура невозмущенного потока плазмы; T_{ms} — температура поверхности частицы; α — коэффициент теплообмена, связанный с числом Нуссельта соотношением [11]:

$$Nu = (\alpha d) / \chi, \quad (18)$$

где $d = 2a$ — текущий диаметр частицы; χ — коэффициент теплопроводности плазмы, вычисленный при температуре невозмущенного потока. Коэффициент конвективного теплообмена Nu рассчитывался на основе зависимости

$$Nu = 2 \frac{\chi_s}{\chi} + 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,4} \left(\frac{\rho \eta}{\rho_s \eta_s} \right)^{0,2}, \quad (19)$$

предложенной в [15] для случая обтекания сферы потоком аргоновой плазмы атмосферного давления. Здесь χ_s , ρ_s , η_s — коэффициенты вязкости, теплопроводности и плотность плазмы при температуре поверхности частицы.

Для определения плотности потока энергии теплового излучения использовалось выражение [14]

$$Q_r = \beta \sigma_0 (T_p^4 - T_{ms}^4), \quad (20)$$

где β — коэффициент черноты материала проволоки; σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана.

Тепловой поток за счет испарения материала с поверхности расплава может быть вычислен с помощью выражения

$$Q_v = \varepsilon n u, \quad (21)$$

где ε — скрытая теплота испарения в расчете на один атом; n , u — концентрация и скорость атомов металлического пара вблизи испаряющейся поверхности, определяемые по методике, описанной в работе [16].

Результаты моделирования движения и нагрева расплавленных частиц при плазменно-дуговом напылении. Перейдем к рассмотрению результатов численного исследования процессов ускорения и нагрева расплавленных частиц, движущихся в плазменной струе, генерируемой плазматроном с внешней распыляемой проволокой-анодом. Для определения траектории, скорости движения и теплового состояния напыляемых частиц необходимо знать пространственные распределения тепловых и газодинамических характеристик такой струи. Данные характеристики были предварительно рассчитаны при помощи созданного ранее программного обеспечения [1], предназначенного для количественной оценки параметров турбулентного течения дуговой плазмы, генерируемой плазматронами прямого и косвенного действия. При расчетах использовались следующие параметры режима работы плазматрона: ток дуги $I = 240$ А; расход плазмообразующего газа (Ar) $G_1 = 1,8 \text{ м}^3/\text{ч}$; расход обдувающего газа (воздух) $G_2 = 20 \text{ м}^3/\text{ч}$. Соответствующие распределения скорости и температуры плазмы вдоль оси плазменной струи приведены на рис. 2.

Ранее было установлено [10], что при плазменно-дуговом распылении стальной проволоки диаметром 1,2–1,6 мм со скоростью подачи 5–15 м/мин формируются капли диаметром 600–750 мкм, с начальной скоростью 0,75–2,5 м/с и температурой, незначительно превышающей температуру плавления (~1773 К). Поэтому при проведении расчетов принималось, что расплавленные частицы вводятся в плазменный поток со следующими параметрами: $d_0 = 650$ мкм; $w_0 = 1,5$ м/с; $T_0 = 1773$ К. Предполагалось также, что расплавленный конец проволоки располагается на расстоянии $z_0 = 6,3$ мм от среза

сопла плазмотрона, при $x_0 = 0$ (т. е. на оси симметрии плазменной струи).

Результаты расчетов характеристик расплавленных частиц при их движении в плазменном потоке в условиях плазменно-дугового напыления представлены на рис. 3–5. Так, на рис. 3 приведены расчетные значения скорости частиц при их движении вдоль дистанции напыления. Кривая 1 соответствует результатам, полученным с учетом деформации расплавленной частицы, движущейся в плазменном потоке, а кривые 2, 3 — без учета деформации, т. е. для условий движения твердых сферических частиц ($y = 1$, а для вычисления C_d использовались выражения (11)). Как следует из представленных на рис. 3 расчетных данных, учет деформации расплавленных частиц, движущихся в плазменном потоке, приводит к качественно и количественно иным результатам (ср. кривые 1, 2). Сферическая капля-частица, попадающая в плазменный поток, испытывает значительное динамическое воздействие со стороны плазмы, при этом распределение давления на поверхности частицы оказывается неравномерным, что приводит к постепенной деформации капли в сжатый сфероид. Силы поверхностного натяжения стремятся вернуть частице начальную сферическую форму и, как правило, при относительно малых значениях числа Вебера, капля начинает испытывать периодические деформации (рис. 4). По результатам расчетов, расплавленная стальная частица диаметром 650 мкм, помещенная в плазменный поток с распределениями скорости и температуры плазмы, показанными на рис. 2, деформируется до сжатого сфероида с максимальным соотношением d_{mid}/d_0 вплоть до 3,7. Отметим, что описанные результаты получены без учета возможного дробления частиц, которое при указанных значениях u и We также может иметь место. В процессе деформации растет сила аэродинамического сопротивления, действующая на расплавленную частицу, и разгон такой частицы протекает интенсивнее, чем в случае частицы сферической формы, что демонстрируют кривые 1, 2 на рис. 3. В то же время, ввиду осцилляции формы расплавленных частиц, их ускорение оказывается немонотонным.

Для сравнения на рис. 3 приведены также расчетные значения скорости движения стальной сферической частицы диаметром 100 мкм вдоль дистанции напыления. Частицы такого диаметра близки к размерам частиц порошков, используемых, например, при плазменно-порошковом напылении (диапазон диаметров частиц 10–100 мкм [2]). Как следует из рис. 3, разгон в плазменной струе частицы диаметром 100 мкм ввиду меньшей массы протекает более интенсивно и на дистанции напыления 150 мм ее скорость достигает значения ~ 205 м/с,

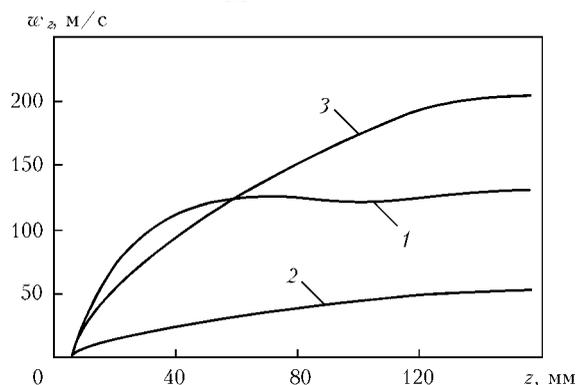


Рис. 3. Изменение скорости движения расплавленных частиц вдоль оси плазменной струи: 1; 2 — диаметр частиц 650; 3 — 100 мкм (1 — с учетом; 2; 3 — без учета деформации частиц)

тогда как сферическая частица диаметром 650 мкм успевает разогнаться всего лишь до скорости ~ 53 м/с. Деформирующаяся частица диаметром 650 мкм, попадая в высокоскоростной плазменный поток, на начальной стадии движения испытывает значительные деформации, что ведет к существенному возрастанию сил, действующих на такую частицу со стороны плазмы и, как следствие, к ее более интенсивному ускорению по сравнению со сферической частицей меньшего диаметра.

Рассмотрим теперь особенности нагрева расплавленных частиц в условиях плазменно-дугового напыления. Изменения температуры центра и температуры поверхности частицы при ее движении вдоль дистанции напыления показаны на рис. 5. Несмотря на то, что при проведении расчетов температурного поля частиц использовалось предположение об их сферической форме, решение уравнений движения (1) осуществлялось как с учетом деформации расплавленных частиц, т. е. при совместном решении уравнений (1) и (6), так и при условии $y = 1$, что сказывалось на условиях теплообмена частиц с плазмой. Коснемся в первую очередь результатов, полученных без учета деформации частиц, движущихся в плазменном потоке (кривые 2, 2' и 3, 3' на рис. 5). Как следует из рис. 5, поверхность частиц попадающих в высокотемпера-

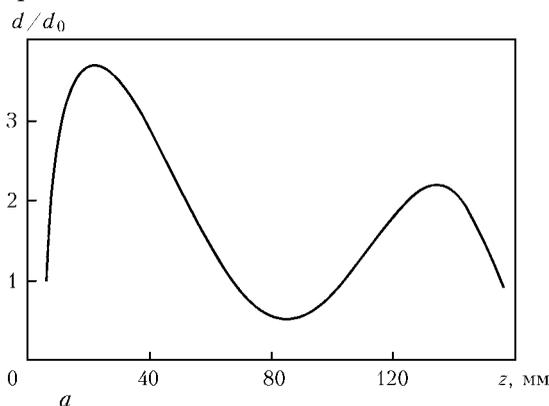


Рис. 4. Изменение относительного диаметра миделевого сечения расплавленной частицы, имеющей начальный диаметр 650 мкм, при ее движении вдоль дистанции напыления

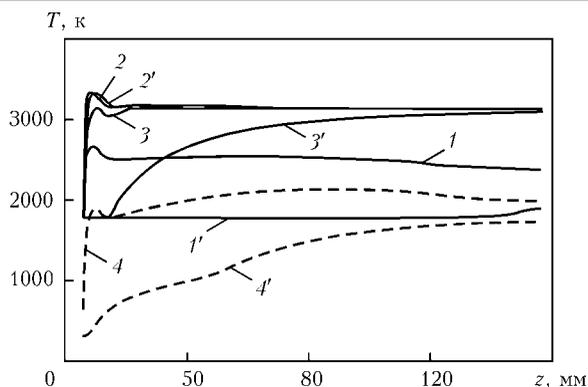


Рис. 5. Изменение температуры поверхности (1–4) и центра (1'–4') частиц при их движении вдоль оси плазменной струи: 1, 1' – диаметр частиц 650 мкм (с учетом деформации); 2, 2' – 100 мкм; 3, 3' – 650 мкм (без учета деформации); 4, 4' – 650 мкм ($T_0 = 300$ K)

турный ($T > 25$ кК) плазменный поток в расплавленном состоянии достаточно быстро (на дистанции 5–10 мм) достигает температуры кипения материала ($T = 3133$ K). При этом, частицы относительно небольшого диаметра (100 мкм) прогреваются по объему практически равномерно, тогда как температура в центре частицы-капли диаметром 650 мкм некоторое время незначительно превышает температуру плавления материала и затем растет монотонно, достигая на дистанции напыления 150 мм значений ~ 3090 K. Что касается варианта расчета с учетом деформации расплавленных частиц (см. кривые 1, 1' на рис. 5), то в данном случае, ввиду их большей скорости по сравнению со сферическими частицами аналогичного диаметра, значения коэффициента конвективного теплообмена α оказываются меньшими, кроме того такие частицы быстрее перемещаются в область плазменной струи с температурой значительно меньшей температуры плазмы вблизи области анодной привязки дуги на распыляемой проволоке. В результате интенсивность теплообмена поверхности частиц с плазмой падает и в итоге, согласно результатам расчетов, такие частицы не нагреваются до температуры кипения, имея температуру поверхности ~ 2370 K.

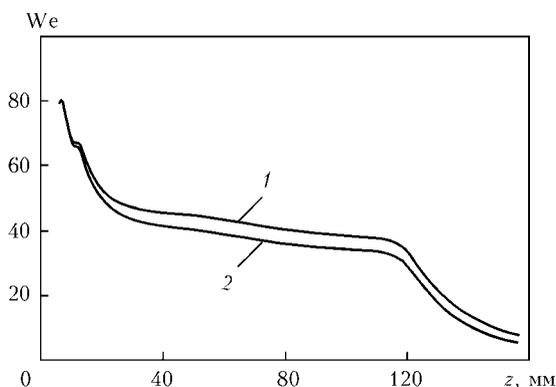


Рис. 6. Изменение значения числа We для частиц с исходным диаметром 650 мкм по дистанции напыления: 1 – без учета; 2 – с учетом деформации частицы

На рис. 5 также приведены результаты моделирования теплового состояния частицы диаметром 650 мкм, попадающей в плазменный поток в «холодном» состоянии (при $T_0 = 300$ K). Показано, что такие частицы прогреваются в плазменной струе, генерируемой плазмотроном с внешней проволокой-анодом, до температур, незначительно превышающих температуру плавления материала частицы.

Дробление расплавленных частиц в плазменном потоке. Приведенные выше результаты были получены без учета возможного дробления расплавленных частиц в плазменном потоке, что может иметь место в условиях плазменно-дугового напыления. В частности, как показывают эксперименты, размер срывааемых с расплавленного конца проволоки капель оказывается значительно больше размеров частиц, формирующих покрытие. О разрушении капель говорят также результаты исследования родственного процесса – электродуговой металлизации [17], согласно которым с торцов электродов срываются капли диаметром 500–800 мкм, а на рабочей дистанции диаметр капель составляет 10–300 мкм.

Среди характерных параметров определяющих устойчивость и разрушение капель наиболее важным является число Вебера [3, 18]. Изменение числа Вебера по дистанции напыления для частицы диаметром 650 мкм показано на рис. 6. В зависимости от значений We выделяется несколько режимов (или механизмов дробления) [3, 19, 20]. Согласно современным представлениям можно привести следующую классификацию механизмов дробления, ограниченных критическими числами We^* [20]:

- вибрационное дробление (vibrational breakup) $We = 8 \div 12$;
- дробление по типу «парашют» (bag breakup) $12 < We < 50$;
- дробление по типу «парашют» со струйкой (bag-and-stamen breakup) $50 < We < 100$;
- срыв пограничного слоя жидкости с экватора капли (sheet stripping) $100 < We < 350$;
- срыв микрокапель с гребешков волн, возникающих на наветренной поверхности капли, (wave crest stripping) $We > 350$;
- катастрофическое дробление (catastrophic breakup) $We > 350$.

Согласно результатам, приведенным на рис. 6, при плазменно-дуговом напылении частицы могут дробиться на основе механизма вибрационного дробления (что, как правило, возможно при небольшой относительной скорости, например, на периферии струи), а также механизмов дробления по типу парашют и парашют со струйкой.

Отметим, что приведенные выше диапазоны значений числа We достаточно условны и в литературе критические значения We^* (при которых осуществляется тот или иной механизм дробления) имеют большой разброс [18]. Связано это с тем, что при исследованиях зачастую не учитываются физические свойства капель, условия, в которых происходит их аэродинамическое разрушение (ускоряющиеся и тормозящиеся потоки), не учитывается задержка дробления (время индукции) и др., что, в конечном итоге, может привести к существенным ошибкам при проведении расчетов. Кроме того, значения We^* зависят и от закона обтекания. В настоящее время наиболее изученным является условие обтекания капли, при котором происходит быстрое увеличение относительной скорости и ее последующее плавное уменьшение к моменту дробления, что соответствует условиям, в которых находятся расплавленные частицы при плазменно-дуговом напылении.

В работе [18] была предложена обобщающая зависимость для определения We^* , при котором происходит разрушение капли, учитывающая влияние скорости изменения аэродинамического воздействия, которая и использовалась при построении модели дробления расплавленных частиц в плазменной струе. При этом для количественного учета полного суммарного воздействия потока на каплю-частицу вводится некое усредненное по времени число подобия [18]

$$H = t_k^{-1} \int_0^{t_{cr}} We(t) dt, \quad (22)$$

где интеграл берется от начала действия аэродинамических сил на каплю до момента t_{cr} достижения критических значений числа Вебера We^* . Здесь t — время; t_k — период собственных колебаний капли, который, согласно [3], можно определить, как

$$t_k = 0,25\pi \left\{ \frac{\sigma}{\rho_m d^3} - 6,25 \frac{\eta_m^2}{(\rho_m d^2)^2} \right\}^{-0,5}, \quad (23)$$

где η_m — вязкость материала капли.

В свою очередь, для определения значения We^* , при котором происходит разрушение капли, воспользуемся выражением [18]

$$We^* = \begin{cases} 13,54 - 0,442L < \text{при } H \leq H' \\ (17,04 - 0,556L) \exp(-0,028 + 0,00486L)H, & \text{при } H' \leq H \leq 12,7 \\ L = \ln Lp, H' = 6,41 - 0,331L, \end{cases} \quad (24)$$

где $Lp = \frac{d\rho_m\sigma}{\eta_m}$ — число Лапласа.

Дробление капель происходит не мгновенно, а имеет определенный временной интервал, называемый

временем индукции [3], которое может быть определено, как [18]:

$$\frac{t_u}{t_k} = \begin{cases} 3,29 - 0,136L - (0,391 - 0,0181L)H, \\ \text{при } H'' < H < H^* \\ 0,84, & \text{при } H > H^* \\ H'' = 3,53 - 0,198L, H^* = 6,41 - 0,155L. \end{cases} \quad (25)$$

Именно выражения (22)–(25) использовались для определения критического значения числа Вебера, а также времени индукции в последующих расчетах.

Для учета дробления расплавленных частиц при их движении в плазменной струе сделаем несколько допущений. Будем полагать, что скорость образующихся фрагментов равна скорости исходной капли перед ее дроблением, а их форма сферическая. Температуру фрагментов положим равной среднеобъемной температуре исходной частицы, определяемой как

$$T_0 = \frac{1}{a^3} \int_0^a T(r)r^2 dr, \quad (26)$$

что может быть объяснено перемешиванием жидкого металла капли в процессе ее разрушения. И, наконец, для фрагментов частицы должен соблюдаться баланс массы:

$$m_0 = \sum_{i=1}^{N_f} m_i, \quad (27)$$

$2 < N_f < 3$	<p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,8d \times 2 \quad \text{or} \quad 0,95d \quad 0,05d$</p> <p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,95d \quad 0,05d \times 2$</p>
$3 < N_f < 4$	<p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,7d \times 3$</p> <p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,75d \quad 0,4d \times 2 \quad 0,75d$</p>
$4 < N_f < 6$	<p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,63d \times 4$</p> <p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,55d \times 6$</p> <p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,7d \quad 0,5d$</p> <p style="text-align: center;">$d \rightarrow 0,6d \quad 0,5d \times 4 \quad 0,6d$</p>

Рис. 7. Схема дробления частиц на фрагменты [24], использованная при проведении расчетов

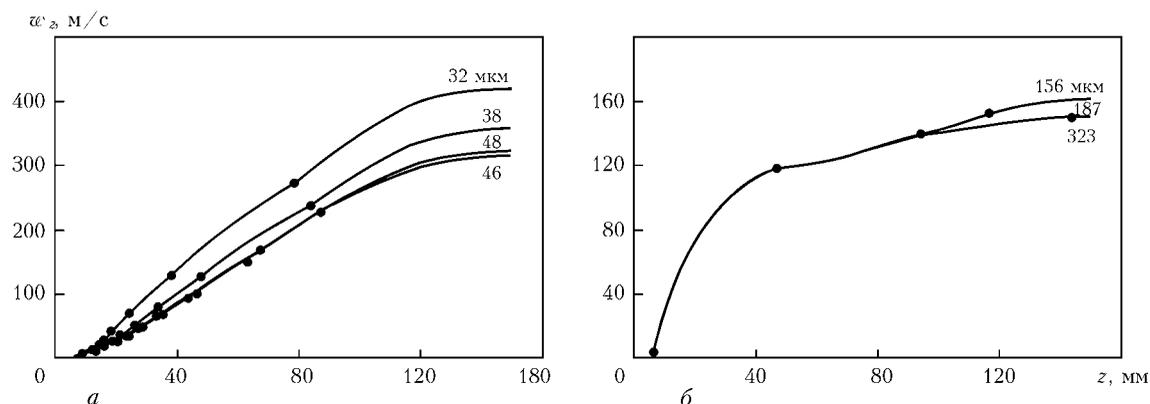


Рис. 8. Изменение скорости частиц и их фрагментов при движении вдоль дистанции напыления: *a* — без учета; *б* — с учетом деформации частиц

где m_i — масса i -го фрагмента; N_f — количество образованных фрагментов.

Большого внимания заслуживает вопрос распределения осколков частиц по размерам, что на данный момент изучено совершенно недостаточно [18]. Существующие модели дробления делятся на статистические [21, 22], в которых используются функции распределения вероятностей, а также феноменологические [23], обычно представляющие собой простые алгебраические выражения. При этом нет четких рекомендаций по выбору той или иной модели дробления для определенных условий нагружения.

При моделировании движения и нагрева частиц в плазменной струе с учетом их возможного дробления воспользуемся результатами работы [24]. В частности, согласно модели [24], среднее число фрагментов может быть определено по формуле

$$N_f \approx (aWe + 1)^3, \quad (28)$$

где $a = 0,016$ — эмпирическая константа. В свою очередь, в зависимости от количества сформированных фрагментов, их распределение по размерам можно представить как один из вариантов, приведенных на рис. 7 [24].

Перейдем к рассмотрению результатов моделирования движения расплавленных частиц в плазменной струе с учетом их деформации и возможного дробления. Результаты расчетов изменения скорости движения частиц и их фрагментов вдоль дистанции напыления приведены на рис. 8. Рассмотрим, в первую очередь, результаты, полученные без учета деформации частиц (см. рис 8, *a*). Так, частица с исходным диаметром 650 мкм, попадая в плазменный поток ввиду высокой относительной скорости сразу достигает критических значений числа Вебера и по прошествии времени индукции, для рассматриваемых условий составившего 0,86 мс, распадается на фрагменты, переместившись вдоль

дистанции напыления на ~ 4 мм. В последующем наблюдается многократное вторичное дробление фрагментов. Уменьшение массы фрагментов по сравнению с массой исходной частицы интенсифицирует динамику ускорения и нагрева образовавшихся фрагментов в плазменной струе. В итоге, на рабочей дистанции напыления скорость частиц достигает значений 300–500 м/с, причем все частицы прогреваются до температуры кипения материала. Получено следующее распределение частиц по размерам на рабочей дистанции напыления (150 мм): 32 (16,6 %), 38 (33,3 %), 46 (16,6 %) и 48 (33,3 %) мкм.

При учете деформации частиц меньшими оказываются значения числа We , увеличивается время индукции. Все это сказывается и на условиях дробления, при которых распад исходной частицы и вторичное дробление ее фрагментов осуществляется существенно реже. При этом на дистанции напыления 150 мм распределение по размерам фрагментов частицы, имеющей исходный диаметр 650 мкм, будет выглядеть следующим образом: 156 (50 %), 187 (25 %), 323 мкм (25 %).

Выводы

1. Сформулирована математическая модель, описывающая процессы теплового и динамического взаимодействия плазменной струи с жидкими частицами, сформированными при распылении проволоки анода в условиях плазменно-дугового напыления покрытий. Данная модель позволяет определять скорость, траекторию движения, тепловое состояние, а также степень деформации расплавленных частиц с учетом их возможного дробления в плазменной струе.

2. Проведенные расчеты показали, что при плазменно-дуговом напылении расплавленные частицы, попадающие в плазменный поток, значительно деформируются под действием аэродинамических сил, что приводит к увеличению силы лобового со-

противления, действующей на частицы и, как следствие, к их большему ускорению и по достижении критических условий, дроблению частицы на фрагменты.

3. Учет деформации, а также дробления расплавленных частиц движущихся в плазменном потоке позволяет удовлетворительно объяснить формирование фрагментов, оказывающихся значительно меньше (в 4 и более раз) размеров капель, срывающихся с расплавленного конца распыляемой проволоки при плазменно-дуговым напылении покрытий.

1. Математическая модель дуговой плазмы генерируемой плазмотроном с проволокой-анодом / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. — 2007. — № 12. — С. 14–20.
2. Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. — М.: Металлургия, 1992. — 432 с.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. — М.: Наука, 1987. — 464 с.
4. Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления / Ю.С. Борисов, И.В. Кривцун, А.Ф. Мужиченко и др. // Автомат. сварка. — 2000. — № 12. — С. 42–51.
5. Computational study and experimental comparison of the in-flight particle behavior for an external injection plasma spray process / K. Remesh, S.C. M. Yu, H.W. Ng, C.C. Berndt // J. of Thermal Spray Technology. — 2003. — 12, № 4. — P. 508–522.
6. Li H.-P., Chen X. Three-dimensional simulation of a plasma jet with transverse particle and carrier gas injection // Thin Solid Films. — 2001. — 390. — P. 175–180.
7. Борисов Ю.С., Зацерковный А.С., Кривцун И.В. Математическое моделирование процесса плазменного напыления композиционных порошков с учетом экзотермической реакции синтеза материала покрытия // Автомат. сварка. — 2004. — № 1. — С. 23–27.
8. Бушма А.И., Зельниченко А.Т., Кривцун И.В. Сравнительный анализ лазерного, плазменного и комбинированного способов нагрева мелкодисперсных керамических частиц // Там же. — 2004. — № 5. — С. 14–17.
9. Формирование прослойки жидкого металла на торце проволоки-анода при плазменно-дуговым напылении / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Там же. — 2011. — № 12. — С. 3–8.
10. Семёнов А.П., Харламов М.Ю. Моделирование процессов формирования капли, течения и распада струи жидкости // Вестник Восточнокр. национ. ун-та им. В. Даля. — 2011. — № 3. — С. 193–206.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
12. Schmehl R. Advanced modeling of droplet deformation and breakup for cfd analysis of mixture preparation // ILASS-Europe, 2002 (Zürich, Schweiz, 09.09.–11.09.2002).
13. Цветков Ю.В., Панфилов С.А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления. — М.: Наука, 1980. — 359 с.
14. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
15. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С.В. Дресвин, А.В. Донской, В.М. Гольдфарб и др. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
16. Knight Ch.J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. — 1979. — 17, № 5. — P. 519–523.
17. Коробов Ю.С. Оценка сил, действующих на распыляемый материал при электрометаллизации // Автоматическая сварка. — 2004. — № 7. — С. 23–27.
18. Подвысоцкий А.М., Дубровский В.В. Критические условия разрушения капель газовым потоком // Физика аэродисперсных систем. — 1998. — Выпуск 37. — С. 32–37.
19. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах / Сб.: «Механика жидкости и газа», Т.16. Итоги науки и техники. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1981. — С. 209–287.
20. Pilch M., Erdman C.A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of liquid drop // Int. J. Multiphase Flow. — 1987. — 13. — P. 741–757
21. Mathematical framework for higher order breakage scenarios / J.M. Marchetti, L.E. Patruno, H.A. Jakobsen, et al. // Chemical Engineering Science. — 2010. — 65. — P. 5881–5886.
22. A review of statistical models for the break-up of an immiscible fluid immersed into a fully developed turbulent flow / J.C. Lasheras, C. Eastwood, C. Martinez-Bazan, J.L. Montanes // Int. J. of Multiphase Flow. — 2002. — 28, Issue 2. — P. 247–278.
23. Considerations on bubble fragmentation models / C. Martinez-Bazan, J. Rodriguez-Rodriguez, G.B. Deane etc. // Journal of Fluid Mechanics. — 2010. — 661. — P. 159–177.
24. Drop break-up in turbulent pipe flowdownstream of a restriction / S. Galinata, O. Masbernata, P. Guiraudb etc. // Chemical Engineering Sci. — 2005. — 60. — P. 6511–6528.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДУГОВОЙ СВАРКИ ПОД ФЛЮСОМ

**Р.В. Цвелев¹, Д.В. Слезкин¹, В.А. Судник²,
В.А. Ерофеев², А.В. Масленников²**

¹ОАО «Тяжмаш», Самарская область, Сызрань, Россия

²Тулский государственный университет, Россия

Впервые предложена нестационарная модель формирования сварного шва и дуговой каверны (ДК) при сварке под флюсом (СФ) на основе решения уравнений тепломассопереноса в гетерогенной среде, включающей металл кромок и электродной проволоки, а также флюс в сыпучем и расплавленном состояниях. Принят радиационный теплоперенос от столба дуги к поверхности ДК. Учтено тепловыделение током, протекающим от электрода по слою расплавленного флюса к металлу кромок. Описаны уравнения теплопроводности и деформации свободных поверхностей сварочной ванны и ДК. Система уравнений в связанной постановке решена численно. Приведен пример имитации процесса СФ низколегированной стали, и приведено сравнение с экспериментом.

Славянов [1] в России был первым, который в конце XIX века для защиты зоны сварки плавящимся электродом использовал битое стекло и ферросплавы. В начале XX века Дульчевский в СССР применял в качестве флюса порошкообразные горючие вещества [2]. Позднее в 1935 г. фирма Linde в США запатентовала способ дуговой сварки под гранулированным флюсом «Юнномелт» [3], авторы которого были убеждены в отсутствии дугового разряда под расплавленным флюсом–шлаком, нагрев и плавление которого вместе с металлом приписывалось джоулеву нагреву. В Германии процесс СФ получил название «Элтира» (Electro-Linde-Rapid), и Таннгейм [4] в 1942 г. показал, что шунтирование сварочного тока шлаком мало. Патон Б.Е. и Макара [5] в 1943–1944 гг. экспериментально доказали, что доля шлакового тока не более 1–2 %.

Рентгеновские фотографические методы просвечивания каверны вокруг проволоочного электрода изучали в Германии [4] и в ИЭС им. Е.О. Патона АН УССР [6, 7], в котором позднее Походня [8] впервые использовал рентгеновскую высокоскоростную киносъемку. Киносъемку проволоочного [9] и ленточного [10] электрода применяли в Германии. Авторы [11] с помощью введения контрастного вещества в расплав показали, что сварочная ванна и каверна подвержены сильным периодическим пульсациям. Причины колебаний не были выяснены, но показано, что они частично вызваны периодическими выбросами газа из дуговой зоны.

Область вокруг дуги описывали в виде парогазового «пузыря, имеющего тонкую эластичную оболочку из жидкого флюса», избыточное давление в котором не более 5–7 кПа согласно Е.О. Патону и др. [12], или «дуговой каверны» (ДК), окруженной расплавленным шлаком, согласно Игару и др. [13].

Полностью закрытая зона рассматривалась как зона металлургических реакций электродных капель со шлаком, а частично закрытая зона в ее головной части контактировала с сыпучим флюсом согласно Руге [14].

Первые конечно-элементные модели процесса СФ были разработаны Мацуяма и др. [15] для анализа влияния химического состава флюса на процесс затвердевания и образования усадочной пористости и Венон и др. [16] для анализа формообразования при изготовлении сварных прямошовных труб. Известны также модели [17–19], в которых особенности формирования каверны даже не упоминаются. Кпд процесса СФ принимают равным 0,8 [17], хотя в литературе известны экспериментально измеренные 0,84 [20] и предельные значения для СФ до 0,99 [21]. Эти работы по существу являются теплофизическими моделями дуговой сварки плавящимся электродом без учета сложных явлений в зоне дуги, горящей в каверне.

Таким образом, процесс дуговой СФ давно известен, но полной математической модели процесса до настоящего времени не разработано ввиду трудности описания физического взаимодействия дуги с флюсом и формирования ДК под его слоем. Современное развитие гибридных технологий распространилось также на взаимодействие процессов СФ и сварки лазером [22], что делает более актуальным изучение явлений формирования в ДК.

Целью настоящей работы является создание физико-математической модели процесса СФ с учетом формирования ДК. Впервые предложена нестационарная модель формирования ДК на основе решения уравнения тепломассопереноса в гетерогенной среде, включающей металл кромок и электродной проволоки, а также флюс в сыпучем и расплавлен-

ном состояниях. Принят радиационный теплоперенос от столба дуги к поверхности ДК. Учтено тепловыделение током, протекающим от электрода по слою расплавленного флюса к металлу кромок. Описаны уравнения теплопроводности и деформации поверхностей сварочной ванны и ДК. Система уравнений в связанной постановке решена численно. Приведен пример имитации процесса СФ низколегированной стали, и показано сравнение с экспериментом.

Координаты и пространство моделирования.

Используется неподвижная декартова система координат x, y, z (рис. 1), в которой металл свариваемого стыка неподвижен, а электрод и дуга перемещаются со скоростью сварки v_w по направлению координаты x , соответственно координаты оси электрода x_f и y_f запишутся

$$x_f = x_0 + v_w t; \quad y_f = 0, \quad (1)$$

где x_0 — точка возбуждения дуги; t — время с момента возбуждения.

Пространство моделирования включает зоны: Ω_0 — исходный металл; Ω_1 — сыпучий флюс; Ω_2 — электрод; Ω_3 — расплавленный шлак; Ω_4 — твердый шлак; Ω_5 — жидкий металл; Ω_6 — твердожидкий металл; Ω_7 — ДК; Ω_8 — металл шва.

Внутренние межфазные границы обозначены: $Z_0 = \Omega_1 \cap \Omega_3$ — флюс–шлак; $Z_1 = \Omega_5 \cap \Omega_7$ — расплавленный металл–ДК; $Z_2 = \Omega_7 \cap \Omega_2$ — электрод–дуга; $Z_3 = \Omega_3 \cap \Omega_5$ — расплавленный металл–расплавленный шлак; $Z_4 = \Omega_0 \cap \Omega_1$ — исходная межфазная граница; $Z_5 = \Omega_4 \cap (\Omega_6 \cup \Omega_8)$ — металл шва–застывший шлак; $Z_6 = \Omega_3 \cap \Omega_7$ — расплав–плазменно-газовый пузырь; $Z_7 = \Omega_0 \cap \Omega_8$ — поверхность проплавления; $Z_8 = \Omega_6 \cap \Omega_8$ — поверхность завершения кристаллизации; $Z_9 = \Omega_5 \cap \Omega_6$ — поверхность начала кристаллизации.

Размеры зон Ω_3 – Ω_7 и расположение поверхностей раздела Z_1, Z_2 и Z_3 неизвестно, и их необходимо определить в ходе моделирования в зависимости от результатов, полученных при решении системы уравнений, описывающих физические явления при СФ. Размеры зон пространства формирования определяются термодинамическим состоянием веществ, которое можно определить решением уравнения энергии, учитывающего воздействие источников теплоты и распространение теплоты в неоднородной среде.

Кроме перечисленных внутренних поверхностей раздела имеются фиктивные границы зоны моделирования, расположенные достаточно далеко от сварочной ванны. Для упрощения эти границы приняты в виде плоскостей, перпендикулярных координатным осям: $x = 0, x = x_{\max}, y = 0, y = y_{\max}, z =$

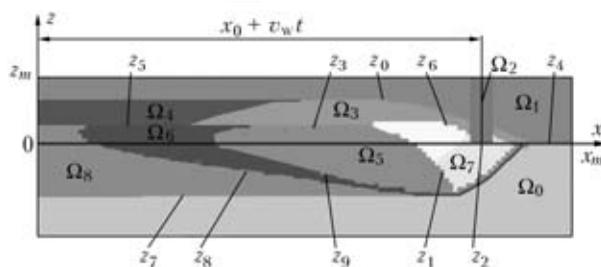


Рис. 1. Пространство моделирования (сечение в плоскости симметрии)

$= -S_M, z = +S_F$, где S_M и S_F — толщина свариваемого металла и слоя флюса.

Уравнение энергии в энтальпийной формулировке для неоднородной среды в декартовой системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_{cat} + q_{an} + q_{col} + q_{dr} + q_s + q_f, \quad (2)$$

где $H = H(x, y, z, t)$ — объемная энтальпия, Дж/см³; $\lambda = \lambda(T)$ — коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры и материала среды, Вт/см-град; q_{cat}, q_{an} и q_{col} — распределение интенсивностей объемного тепловыделения от действия катодного пятна, анодного пятна и столба дуги; q_{dr} и q_s — объемные источники мощности электродных капель и тепловыделения тока в расплавленном флюсе; q_f — тепловыделение в вылете электрода, Вт/см³.

Энтальпия H кристаллического металла связана с температурой $T(x, y, z, t)$ уравнением Кирхгофа:

$$H(T) = \int_{T_0}^T \rho_m c_m d(T) + \rho_m \psi_L(T) H_L,$$

где ρ_m — плотность, г/см³; $c_m(T)$ — теплоемкость, зависящая от температуры, Дж/г-град; ψ_L — доля расплава в двухфазной зоне ($0 \leq \psi_L \leq 1$) и H_L — теплота плавления, Дж/г.

Энтальпия H шлака со стекловидным строением, не имеющего скрытой теплоты плавления, выражается:

$$H(T) = \int_{T_0}^T \rho_s(T) c_s(T) dT, \quad (3)$$

где ρ_s — плотность шлака и $c_s(T)$ — теплоемкость, зависящая от температуры.

Уравнение (2) представлено кусочно-линейной аппроксимацией:

$$T(H) = \begin{cases} T_0 + (H - H_0) \frac{T_s - T_0}{H_s - H_0} & \text{при } H < H_s \\ T_s + (H - H_s) \frac{T_L - T_s}{H_L - H_s} & \text{при } H_s < H < H_L, \\ T_L + (H - H_L) \frac{T_{vap} - T_L}{H_{var} - H_L} & \text{при } H > H_L \end{cases} \quad (4)$$

где $T_s, T_L, T_{vap}, H_s, H_L, H_{var}$ — значения температур солидуса, ликвидуса и кипения, а также значения соответствующих энтальпий.

Зависимость теплопроводности металла и флюса также описано кусочно-линейной аппроксимацией

$$\lambda(H) = \begin{cases} \lambda_0 + (\lambda_s - \lambda_0) \frac{H - H_0}{H_s - H_0} & \text{при } H < H_s \\ \lambda_s + (\lambda_L - \lambda_s) \frac{H - H_s}{H_L - H_s} & \text{при } H_s < H < H_L, \\ \lambda_L + (\lambda_{vap} - \lambda_L) \frac{H_{var} - H_L}{H_{var} - H_L} & \text{при } H > H_L \end{cases} \quad (5)$$

Для учета конвекции использован метод эффективной теплопроводности [23]:

$$\lambda_L^*(T) = \lambda_L(T) \left(2 - \frac{T_L}{T} \right), \quad (6)$$

где $\lambda_L^*(T)$ — коэффициент эффективной теплопроводности.

Дополнительно ставятся граничные условия

$$-\lambda_F \frac{\partial T}{\partial z} = b_F (t_z - T_0), \quad z = 0, \quad z = z_m$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0, \quad y = \pm y_m \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \quad x = 0, \quad x = x_m,$$

где b_F — коэффициент теплоотдачи из флюса в воздух с постоянной температурой T_0 .

В качестве начальных условий принимается, что в начальный момент времени сварочная ванна отсутствует, флюс находится в сыпучем состоянии, температура во всех точках пространства одинакова и равна температуре окружающей среды.

Источники теплоты. Электрическая дуга, которая является основным источником теплоты и действующая в зоне Ω_7 преимущественно у поверхностей Z_1, Z_2 . Другим источником теплоты является токи дуги и шунтирования, протекающие по электроду в зоне Ω_2 и ток шунтирования, протекающий по расплавленному флюсу-шлаку в зоне Ω_3 (рис. 2).

Отличием сварки под флюсом от сварки в защитных газах является ограниченность пространства горения дуги объемом ДК, т. е. зоны Ω_7 . Для свободно горящей дуги на плоскости обычно принимают, что тепловой поток дуги распределен по поверхности по нормальному закону, что соответствует случайному блужданию катодного пятна

$$q_{cat, s} = \frac{3I_{arc}U_{cat}}{\pi r_{cat}^2} \exp\left(-3 \frac{r^2}{r_{cat}^2}\right), \quad (8)$$

где I_{arc} — ток дуги; U_{cat} — катодное падения напряжения; r_{cat} — радиус катодного пятна.

При сварке под флюсом блуждание катодного пятна ограничено поверхностью $Z_1 = \Omega_7 \cap \Omega_5$ сварочной ванны, не покрытой флюсом. Это учтено введением поправки

$$k_1 = \int_{\infty} \exp\left(-3 \frac{r^2}{r_k^2}\right) \Big|_{Z_1} \exp\left(-3 \frac{r^2}{r_k^2}\right). \quad (9)$$

Распределение интенсивности объемного источника теплоты по поверхности Z_1 описано как

$$q_{cat} = \frac{k_1 q_{cat, s}}{\Delta}, \quad x, y, z \in \Omega_7 \cap \Omega_5, \quad (10)$$

где Δ — толщина катодного слоя.

В слое, прилегающем к поверхности $Z_2 = \Omega_7 \cap \Omega_2$ электрода

$$q_{an} = \frac{4I_{arc}U_{an}}{\pi d_w^2 \Delta} \quad \text{при } x, y, z \in \Omega_7 \cap \Omega_2, \quad (11)$$

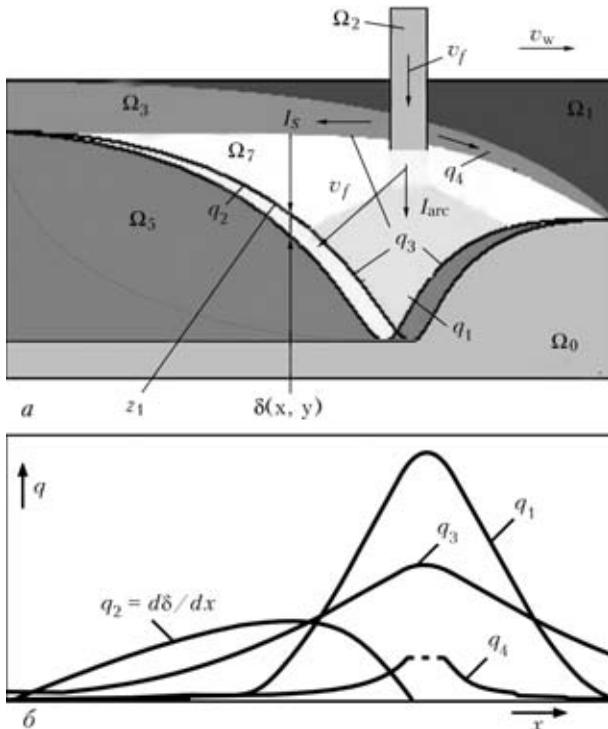


Рис. 2. Распределение интенсивности объемных источников теплоты в зонах области моделирования (а) и на поверхностях в осевом сечении (б)

где d_w — диаметр электродной проволоки; U_{an} — анодное напряжение

Столб дуги рассматривается как источник излучения, нагревающий поверхности, ограничивающие зону Ω_7 . Мощность этого объемного источника распределена в зависимости от удаленности точки поверхности от оси дуги

$$q_{col} = \frac{I_{arc} l_{arc} E}{\Delta A_{\Omega_7}} \frac{r^2}{r_k^2}, \quad x, y, z \in \Omega_7 \cap (\Omega_3 \cup \Omega_5), \quad (12)$$

где E — градиент потенциала в столбе дуги; $A_{\Omega_7} =$

$$= \int_{\Omega_7 \cap (\Omega_3 \cup \Omega_5)} \frac{r^2}{r_k^2} dA$$
 — условная площадь поверхности

ДК, учитывающая снижение интенсивности излучения при убывании от оси дуги; l_{arc} — длина дуги; $l_{arc} = (U_{arc} - U_{an} - U_{cat} - U_f) / E$.

Ток шунтирования в расплавленном флюсе. Тепловыделение в шлаке (зона Ω_3) определяется его электросопротивлением ρ_s и плотностью тока j_s ,

$$q_s = \rho_s j_s^2, \quad x, y, z \in \Omega_3. \quad (13)$$

Ток в шлаке радиально растекается от электрода к металлу стыка, и его плотность убывает по мере удаления от электрода по закону

$$j_s = \frac{I_s}{\delta_s \pi d_f} \frac{4r^2}{d_f^2}, \quad (14)$$

где I_s — ток, протекающий через шлак; δ_s — толщина слоя расплавленного шлака у электрода; r — расстояние от оси электрода.

Ток I_s , протекающий через шлак, определяется напряжением дуги U_{arc}

$$I_s = \frac{U_{arc}}{R_s}, \quad (15)$$

где R_s — электрическое сопротивление слоя шлака, в первом приближении равное,

$$R_s = \frac{\rho_s}{2\pi\delta} \int_{r_f}^{r_s} \frac{dr}{r} = \frac{\rho_s}{2\pi\delta_s} \ln \left(\frac{d_f}{2r_s} \right), \quad (16)$$

где r_s — радиус зоны расплавленного флюса.

Электродный металл. В выбранной системе координат электрод (зона Ω_2) перемещается со скоростью сварки вдоль оси x , а металл электрода подается со скоростью подачи вдоль оси z . Это формально описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_2}{\partial t} &= v_w \Omega_2(x) + v_f \Omega_2(z), \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= v_w \frac{\partial H}{\partial x} - v_f \frac{\partial H}{\partial z}, \quad x, y, z \in \Omega_2. \end{aligned} \quad (17)$$

На поверхности соприкосновения $Z_2 = \Omega_2 \cap \Omega_7$ электрод плавится со скоростью подачи. Скорость движения металла электрода (скорость пролета капель) сквозь зону Ω_7 считаем много большей по отношению к скорости подачи и не рассматривается. Допускается, что при перемещении этого металла сквозь границу Z_2 металл электрода прекращает свое движения и оседает на поверхности Z_2 .

Тепловыделение в электроде (зона Ω_2) определяется плотностью тока дуги, протекающего по нему,

$$q_f = \rho_f j_f^2, \quad x, y, z \in \Omega_2, \quad (18)$$

где ρ_f и j_f — удельное электрическое сопротивление электродного металла и плотность тока в электроде.

Если допустить, что энтальпия капель при перемещении сквозь дугу не изменяется, то после поглощения капель сварочной ванны на ее поверхности возникает слой металла с энтальпией H_k и толщиной δ , которая определяется формой поверхности сварочной ванны Z_2 (рис. 3).

$$\delta(x, y) = v_w dt \frac{d}{dx} Z_2(x, y). \quad (19)$$

Количество теплоты, переносимой каплями на поверхность сварочной ванны, пропорционально толщине ρ указанного слоя, соответственно распределение мощности теплового потока капель q_{dr} на поверхности ванны описывается

$$q_{dr} = H_{dr} \delta(x, y) = H_{dr} v_w \frac{d}{dx} Z_2(x, y). \quad (20)$$

Энтальпия капель определяется мощностью тепловыделения в анодном слое и вылете электрода, а также скоростью его подачи, что позволяет определить распределение теплового потока капель

$$H_{dr} = \frac{4(U_{an} + U_f) I_{arc}}{v_f \pi d_f^2}, \quad (21)$$

где U_f — падение напряжения на вылете электрода.

Теплоперенос каплями электродного металла можно описать как действие на поверхности ванны источника теплоты, распределенного в соответствии с формой поверхности Z_2 сварочной ванны и приведенного к объемному делением на толщину слоя Δ , прогреваемого за приращение времени dt

$$\begin{aligned} q_{dr} &= \frac{4(U_{an} + U_f) I_{arc}}{\Delta \pi d_f^2} \frac{v_w}{v_f} \frac{d}{dx} Z_2(x, y), \\ &x, y, z \in \Omega_7 \cap \Omega_5. \end{aligned} \quad (22)$$

Определение размеров зон пространства моделирования. В начальный момент времени задано расположение зон $\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2$ — металла стыка, сыпучего флюса и электрода. Все прочие зоны фор-

мируются в процессе моделирования и их размеры определяются в зависимости от результатов решения уравнений модели.

Расположение поверхностей раздела между твердым и жидким состояниями металла и флюса определяются по распределению температуры $T(x, y, z)$, полученному при решении уравнения энергии (1)

$$\begin{aligned} T(x, y, Z_0) = T_L; \quad T(x, y, Z_8) = T_S; \\ T(x, y, z_0) = T_F, \end{aligned} \quad (23)$$

где T_F — температура плавления флюса.

Расположение поверхностей раздела зоны ДК Ω_7 с жидким металлом Ω_5 и жидким флюсом Ω_3 требуют решения дополнительных уравнений.

Уравнение свободной поверхности сварочной ванны. Расположение границы $Z_2 = Z_2(x, y)$ определяется равновесием давлений на этой поверхности [23]

$$p_\sigma - p_g = p_{arc} + p_f + p_i, \quad (24)$$

где p_σ — капиллярное давление; p_g — гравитационное давление металла и шлака; p_{arc} — давление дуги; p_f — давление потока электродных капель; p_i — внутреннее давление в расплаве, которое подобно множителю Лагранжа для экстремальных задач.

Капиллярное давление определяется кривизной поверхности Z_2 расплава в виде суммы обратных радиусов кривизны R_1 и R_2 изогнутой поверхности [24]

$$p_\sigma = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = -\sigma \left(\frac{\partial^2 Z_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Z_2}{\partial y^2} \right), \quad (25)$$

где σ — поверхностное натяжение расплава.

Электродинамическое давление дуги в основном определяется током

$$p_{arc} = \frac{3k_{arc} I^2_{arc}}{\pi r_{p, arc}^2} \exp \left[-3 \frac{(x_0 + v_w t)^2 + y^2}{r_{p, arc}^2} \right], \quad (26)$$

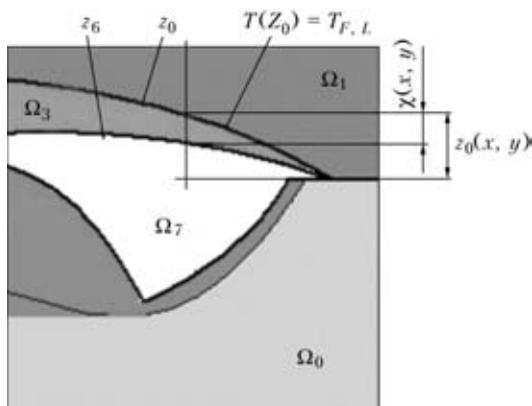


Рис. 3. Формирование поверхности ДК

где k_{arc} — электродинамический коэффициент; $r_{p, arc}$ — силовой радиус дуги, который составляет 0,8 от ее теплового радиуса r_{arc} [25].

Давление потока капель электрода определяется скоростью его подачи электрода

$$p_f = \rho_m \frac{v_f^2}{2} \exp \left[-\frac{(x_0 + v_w t)^2 + y^2}{r_f^2} \right], \quad (27)$$

где r_f — радиус разлета капель, принятый равным диаметру проволоки [26].

Гравитационное давление определяется гидростатическим давлением расплава и слоя флюса

$$p_g = g[\rho(Z_{1, max} - Z_1) + \rho_s z_s], \quad (28)$$

где g — ускорение свободного падения.

Внутреннее давление в расплаве p_i определяется из равенства текущих значений объема, ограниченного поверхностями Z_2 и Z_3 , объему расплавленного металла свариваемых кромок и электродной проволоки при решении вариационной задачи

$$\int_{\Omega_{xy}} [z_3(x, y) - z_4(x, y)] d\Omega_{xy} \xrightarrow{p_i = var} \int_0^t \pi r_f^2 v_f dt, \quad (29)$$

где Ω_{xy} — площадь сечения области моделирования в плоскости x - y координат.

Вариационную задачу по определению давления p_i в расплаве можно решать, выполняя итерационную процедуру, внутри которой решается уравнение равновесия поверхности (28) и определяются объемы V_Z ванны, ограниченный этой поверхностью и V_f , соответствующие количеству переплавленного металла кромок и электрода. При неравенстве этих объемов корректируется значение внутреннего давления

$$p_i^{n+1} = p_i^n + k_c(V_z - V_c), \quad (30)$$

где k_c — итерационный коэффициент, значение которого выбирается для обеспечения устойчивости решения системы уравнений (24) и (29).

Формирование зоны расплавленного флюса. Жидкий шлак непроницаем для газов ДК, а их давление недостаточно для преодоления сопротивления толстого слоя сыпучего флюса. Поэтому поверхность Z_0 , положение которой определяется по изотерме температуры плавления флюса, является опорой пленки расплавленного флюса. Толщина этой пленки χ определяется количеством расплавленного флюса (рис. 3).

Важным обстоятельством является большая разность плотностей расплавленного и сыпучего флюса. Например, плотность расплава флюса АН-348А $\rho_{s, L} = 2,9 \text{ г/см}^3$ значительно больше плотности $\rho_{s, S} = 0,7 \text{ г/см}^3$ сыпучего флюса. Поэтому объем рас-

плавленного флюса много меньше исходного сыпучего.

Количество расплавленного флюса определяется разностью высот изотермы его плавления $Z_0(x, y)$ и исходным положением $Z_4(x, y)$. Поэтому поверхность жидкого шлака отделена от этой изотермы плавления относительно тонким слоем, толщина которого рассчитывается

$$\chi(x, y) = \frac{\rho_{s,S}}{\rho_{s,L}} Z_0(x, y). \quad (31)$$

Координаты поверхности $Z_6 = \Omega_7 \cap \Omega_3$ определяются

$$Z_6(x, y) = \left(1 - \frac{\rho_{s,S}}{\rho_{s,L}}\right) Z_0(x, y). \quad (32)$$

Свойства материалов. Зависимости теплопроводности и теплоемкости низколегированной стали и флюса/шлака по данным Мацуяма Ю. и др. [15] показаны на рис. 4.

Интервалы плавления сварочных флюсов измерены [27]. Условная температура плавления флюса АН-348А принята равной 1120 °С [3].

Зависимость электросопротивления жидкого шлака от температуры имеет вид [28]

$$\rho_s(T) = 0,001(T - 950) \quad (33)$$

при $T > 950$ °С [1/Ом·см].

Зависимость электросопротивления низколегированной стали от энтальпии имеет кусочно-линейный вид

$$\rho_l(H) = \begin{cases} 25 + 0,164H & \text{при } H \leq H_c \\ 112 + 0,055(H - H_c) & \text{при } H > H_c \end{cases} \quad (34)$$

где H_c — энтальпия стали при температуре Кюри; $T_c = 768$ °С.

Численная аппроксимация. При решении нестационарного трехмерного уравнения теплопроводности (1) область имитации процесса (см. рис. 2) покрывали равномерной сеткой, вписанной в параллелепипед. Размеры параллелепипеда: длина 200 мм, ширина 50 мм и толщина 40 мм. Шаги сетки $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0,5$ мм. Значение шага по времени выбиралось из условия устойчивости явной разностной схемы и условия недопустимости изменения фазового состояния вещества за шаг $\Delta t = 0,01$ с.

Численное решение дифференциального уравнения энергии (1) проводили явным методом конечных разностей. Численное решение уравнения (24) свободной поверхности расплава проводили методом конечных разностей в двумерной системе координат по схеме Зейделя на двумерной равномерной сетке, сопряженной с сеткой решения уравнения теплопроводности. Систему уравнений решали в связной постановке.

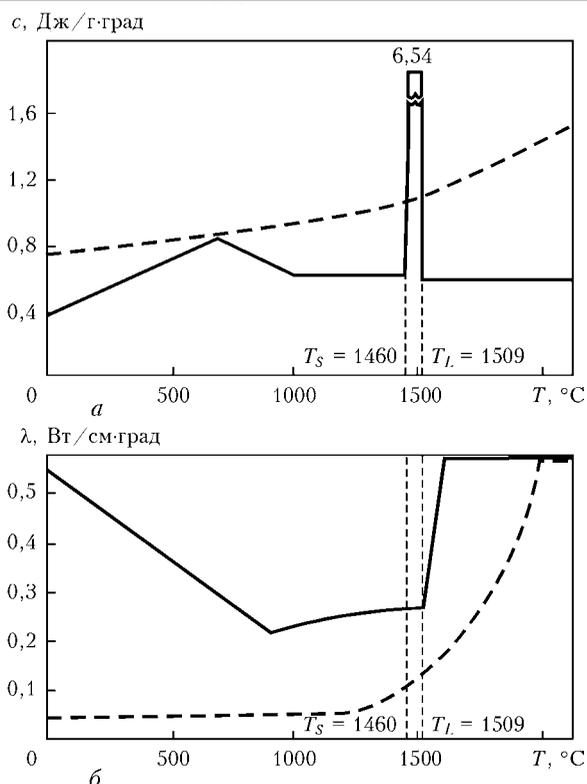


Рис. 4. Зависимости удельной теплоемкости (а) и теплопроводности (б) от температуры для низколегированной стали (сплошные линии) и флюса/шлака (штриховые линии)

Экспериментальные исследования. Работы проводились с целью определения ширины, длины и глубины сварочной ванны для последующего сравнения с результатами компьютерной имитации процесса. Сварку образцов проводили на лабораторном стенде, оснащенный источником питания LAF-1000 и сварочным трактором производства ЭСАБ А2-А6. Применяли сварочный флюс марки АН-348А с фракцией зерен 0,5–1 мм. Сварку стали 09Г2С листов толщиной 16 мм выполнили при следующих параметрах процесса сварки: напряжение дуги 32 В, скорость сварки 6,7 мм/с, диаметр электрода 4,0 мм, скорость подачи электрода 22 мм/с и его вылет 25 мм.

Результаты моделирования и сравнение с опытными данными. Выполнили численное решение уравнений модели при параметрах эксперимента. В результате решения получены следующие результаты по энергетическим характеристикам: ток источника питания 714 А, ток дуги 688 А, ток через шлак 26 А, длина дуги 6,4 мм, эффективное падение анодного напряжения 5,3 В, катодного — 9,3 В, диаметр теплового пятна дуги 18 мм, нагрев электрода до температуры 217 °С, толщина жидкого шлака 2,9 мм, сопротивление шлака 1,25 Ом и сопротивление вылета 0,62 мОм. Общая мощность процесса 22 кВт, из которой излучение составляет 11,72 кВт, дуга выделяет на электроде 3,93 кВт, на поверхности стыка 13,25 кВт и во флюсе/шлаке

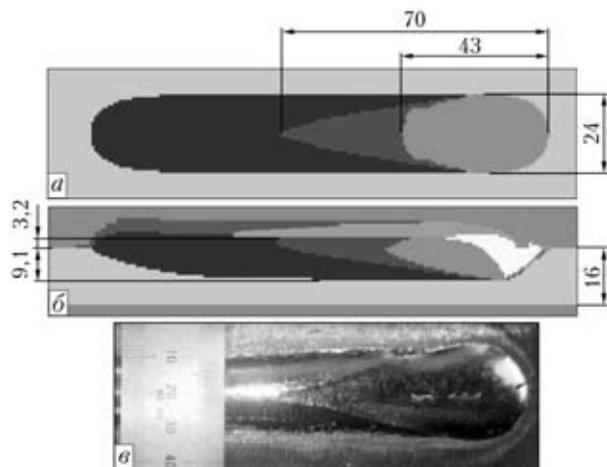


Рис. 5. Результат моделирования процесса сварки под флюсом: *a* – вид сверху; *б* – продольное сечение области моделирования; *в* – натуральный вид сверху

1,04 кВт. Расчетный эффективный КПД процесса как доля поглощенной металлом мощности определен в 82,9 %, что хорошо соответствует опубликованным данным.

Рассчитаны следующие размеры сварочной ванны и шва: глубина проплавления 9,1 мм, глубина кратера под дугой 11 мм, длина ванны 42 мм, ширина шва и ЗТВ сверху 24 и 32 мм, высота выпуклости 3,3 мм, толщина слоя шлака 3,2 мм и глубина ЗТВ 14 мм.

Важным результатом является формирование длинной зоны твердожидкого состояния, в которой металл охлаждается тепловыми потоками внутрь, при этом флюс, имеющий малую теплопроводность в сыпучем состоянии, не только экранирует поток из металла в воздух, но расплавленный флюс отдает накопленную теплоту в металл.

Результат решения и опытные данные представлен графически на рис. 5 и 6.

Анализ результатов. Хорошее соответствие результатов моделирования и опытных данных указывает на адекватность предложенной модели формирования сварочной ванны и шва при сварке под слоем флюса. Моделирование показало, что основным источником теплоты является электрическая дуга, мощность которой многократно превосходит мощность тепловыделения шунтирующего тока, протекающего по слою жидкого флюса. Высокий КПД обеспечивается формированием глубокого кратера и погружением в него дуги, благодаря чему металл поглощает большую долю излучения дуги.

Особенностью сварки под флюсом является формирование сильно протяженной зоны кристаллизации вследствие полного экранирования теплоотдачи в воздух слоем флюса и подогрева этой зоны передачей теплоты из флюса в металл.

Разработанная математическая модель положена в основу разрабатываемого программного обес-

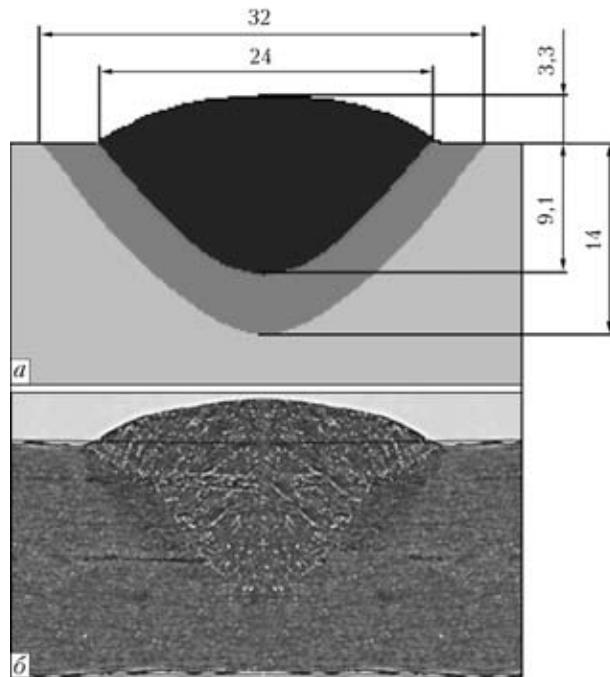


Рис. 6. Расчетный (*a*) и натуральный (*б*) макрошлифы

печения SAWSIM (имитация сварки под флюсом, англ. Submerged Arc Welding Simulation) в среде программирования Borland DELPHI 5.0 под управлением операционной системы Windows XP.

Выводы

1. Впервые предложена математическая модель процесса дуговой сварки под флюсом на основе уравнений теплопроводности и деформации поверхности сварочной ванны, в которой формирование ДК определено по изотерме плавления флюса и разности плотностей порошкообразного и жидкого флюса, а также учтено нагревание шлака излучением дуги и током, протекающим по нему.

2. Показано, что результаты моделирования хорошо соответствуют опытным данным при сварке под флюсом низколегированной стали.

3. Эффективный КПД процесса СФ низколегированной стали толщиной 16 мм электродом диаметром 4 мм как доля поглощенной металлом мощности определен в 82,9 %.

4. Расчет подтверждено, что основным источником теплоты является электрическая дуга, а не тепловыделение протекающим током слоя жидкого флюса; высокий КПД обеспечивается формированием глубокого кратера и погружением в него дуги.

5. Установлено, что при сварке под флюсом формируется протяженная зона кристаллизации вследствие подогрева этой зоны передачей теплоты из флюса в металл.

1. Славянов Н.Г. Электрическая отливка металлов. Руководство к установке и практическому применению ее. – СПб. – 1892. – 32 с.

2. *Дульчевский Д.А.* Электросварка металлов закрытой дугой. Железнодорожные мастерские. — 1923. — № 4. — С. 17–18.
3. *Корниенко А.Н.* История сварки. — Киев: Феникс, 2004. — 212 с.
4. *Tannheim H.* Die physikalisch-chemischen Grundlagen des Eilira-Verfahrens. Elektroschweißung. 1942. — **13**, № 2. — S. 17–24.
5. *Патон Б.Е., Макара А.М.* Экспериментальное исследование процесса автоматической сварки под слоем флюса. — Киев: ИЭС АН УССР, 1944. — 92 с.
6. *Остапенко Н.Г., Медовар Б.И.* Исследование дуги, горящей под флюсом, с помощью рентгеновских лучей // Автомат. сварка. — 1947. — № 11. — С. 16–20.
7. *Гребельник П.Г.* Рентген исследование процесса автоматической сварки под флюсом // Там же. — 1950. — № 6 — С. 18–29.
8. *Походня И.К.* Метод исследования процесса плавления и переноса электродного металла при сварке // Там же. — 1964.
9. *Eichhorn F., Engel A.* Räumliche Verteilung des Schmelzbades und der abdeckenden Schlacke beim Unterpulverschweißen. Schweißen + Schneiden. — 1969. — **21**, № 12. — S. 584–587.
10. *Dilthey U., Eichhorn F.* Röntgenhochgeschwindigkeits-fotografische Untersuchung der Kavernenbewegung, der Tropfenentstehung und des Tropfenberganges beim Unterpulverschweißen mit austenitischen Cr–Ni-Stahl-banndeletroden. DVS-Berichte. — **15**. 1970. — S. 59–63.
11. *Engel A.* Beitrag zur Prozeßanalyse beim Unterpulverschweißen mit Drahtelektrode. Diss. 1972. Aachen. Rhein-Westfälische Technische Universität. — 131 S.
12. *Автоматическая электродуговая сварка.* Учебное пособие / Под ред. Е.О. Патона. — Киев. — М.: Mashiz, 1953. — 396 с.
13. *Mitra U., Chai C.S., Eagar T.W.* Slag-metal reactions during saw of steel // Proc. of Int. Conf. on Quality and Reliability in Welding, 2, Chinese Mech. Eng. Soc., 1984. — Harbin, PRC, B.24.1.
14. *Ruge Jü.* Handbuch der Schweißtechnik. Springer-Verlag. — 1974.
15. *Matsuyama Ju. et al.* Influence of slag composition on process of a heat transfer in welding pool at arc welding under flux // Quarterly J. of JWS. — 1986. — **4**, № 1. — P. 261–266.
16. *Wen S. W., Hilton P., Farrugia D.C.J.* Finite element modelling of a submerged arc welding process // J. of Materials Processing Technology. — 2001. **119**. — P. 203–209.
17. *Murugan N., Gunaraj V.* Prediction and control of weld bead geometry and shape relationships in submerged arc welding of pipes // J. of Materials Processing Technology. — 2005. — **168**. P. 478–487.
18. *Mahapatra M.M., Datta G.L., Pradhan B., Mandal N.R.* Three-dimensional finite element analysis to predict the effects of SAW process parameters on temperature distribution and angular distortions in single-pass butt joints with top and bottom reinforcements // Int. J. of Pressure Vessels and Piping. — 2006. — **83**. — P. 721–729.
19. Three-dimensional Heat Transfer Analysis of Two Wire Tandem Submerged Arc Welding / D.V. Kiran, B. Basu, A.K. Shah et al. // ISIJ Int. — 2011. — **51**. — № 5. — P. 793–798.
20. *DuPont J.N., Marder A.R.* Thermal efficiency of arc welding processes // Welding J. — 1995. — **74**, № 12. — P. 406s–416s.
21. *Курдо И.В.* Определение температуры мощной сварочной дуги, горящей под флюсом // Юбилейный сб., посвященный Е.О. Патону. — Киев, 1951. — С. 269–284.
22. *Reisgen U., Olchok S., Jakobs S., Mavany M.* Hydra and lupus — the exotics among the hybrid welding methods // Proc. 29th Int. Congr. on Applications of lasers and electro-optics (Anaheim, CA, USA, September 2010). — Laser Institute of America, 70–77.
23. *Судник В.А.* Прогнозирование качества сварных соединений на основе численных моделей формирования шва при сварке плавлением тонкостенных конструкций: Дис. ... д-ра техн. наук. — Л.: — 1991. — 348 с.
24. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. — 736 с.
25. *Tsai N.S., Eagar T.W.* Distribution of the heat and current fluxes in gas tungsten arcs // Metall. Transact. — 1985. — **16B**, № 12. — P. 841–845.
26. *Судник В.А., Ерофеев В.А., Страхова Е.А.* Численный анализ устойчивости расплавленной ванны при плазменной наплавке тел вращения // Сб. тр. V Междунар. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных технологиях» (Кацивели, Крым, Украина, 2010). — С. 210–215.
27. *Кузьменко В.Г.* Определение температурного интервала плавления сварочных флюсов по данным их электротермического анализа // Автомат. сварка. — 1992. — № 9/10. — С. 34–38, 41.
28. *Электрошлаковая сварка и наплавка* / Под ред. Б.Е. Патона. — М.: Машиностроение, 1980. — 511 с.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абдулах** В.М. 137
Алексеенко Т.А. 40
Ахонин С.В. 13
- Белоус** В.Ю. 13
Бердникова Е.Н. 40, 44
Богачёв Д.Г. 49
Борисов Ю.С. 16
Бушма А.И. 133
- Валевич** М.Л. 49
Васильев А.А. 21
Великоиваненко Е.А. 54, 58
Vollertsen F. 27
Volpp J. 27
- Гайворонский** А.А. 44
Gatzen M. 27
Григоренко Г.М. 31
Григоренко С.Г. 70
- Демченко** В.Ф. 16, 128
Дзюбак Л.И. 64
- Ерофеев** В.А. 21, 156
- Жерносеков** А.М. 133
Jouvard J.-M. 144
- Зайцев** А.А. 141
Зайцев В.А. 70
Зельниченко А.Т. 123
- Козлитина** С.С. 64
Колисниченко О.В. 49
Коржик В.Н. 147
Костин В.А. 31
Кривцун И.В. 123, 128, 147
Крупеник А.М. 31
Кункин Д.Д. 137
Кушнарева О.С. 36
- Лесной** А.Б. 16
- Маркашова** Л.И. 36, 40, 44, 49
Масленников А.В. 156
Махненко В.И. 7, 54, 58, 64, 70, 74
Махненко О.В. 78, 86, 90, 97
Медовар Л.Б. 64, 70
Миленин А.С. 54, 74, 102, 112
Мирзов И.В. 86
Москович Г.Н. 137
Мужиченко А.Ф. 13, 90
- Пивторак** Н.И. 54, 58
Позняков В.Д. 40, 44
Полишко А.А. 70
Прудкий И.И. 90
Пустовой А.Д. 97
- Розынка** Г.Ф. 54, 58
- Саенко** В.Я. 70
Sallamand P. 144
Сапрыкина Г.Ю. 117
Селин Р.В. 13
Семенов А. 128
Семенов И.Л. 123
Сидорец В.Н. 133, 137
Слѣзкин Д.В. 156
Судник В.А. 21, 156
Сурин А.П. 141
- Tomashchuk** I. 144
Тюрин Ю.Н. 49
- Федоровский** Б.Б. 70
- Харламов** М.Ю. 147
Хаскин В.Ю. 16
- Цвелев** Р.В. 156
- Шуба** И.В. 16

NAME INDEX

- A**
Abdulakh V.M. 137
Akhonin S.V. 13
Alekseenko T.A. 40
- B**
Belous V.Yu. 13
Berdnikova E.N. 40, 44
Bogachev D.G. 49
Borisov Yu.S. 16
Bushma A.I. 133
- D**
Demchenko V.F. 16, 128
Dzyubak L.I. 64
- E**
Erofeev V.A. 21 156
- F**
Fedorovskii B.B. 70
- G**
Gatzen M. 27
Gayvoronskiy A.A. 44
Grigorenko G.M. 31
Grigorenko S.G. 70
- J**
Jouvard J.-M. 144
- K**
Kharlamov M.Yu. 147
Khaskin V.Yu. 16
Kolishnichenko O.V. 49
Korzhih V.N. 147
Kostin V.A. 31
Kozlitina S.S. 64
Krivtsun I.V. 123, 128, 147
Krupenik A.M. 31
Kunkin D.D. 137
Kushnareva O.S. 36
- L**
Lesnoy A.B. 16
- M**
Makhnenko O.V. 78, 86, 90, 97
Makhnenko V.I. 7, 54, 58, 64, 70, 74
Markashova L.I. 36, 40, 44, 49
Maslennikov A.V. 156
Medovar L.B. 64, 70
- Milenin A.S. 54, 74, 102, 112
Mirzov I.V. 86
Moskovich G.N. 137
Muzhichenko A.F. 13, 90
- P**
Pivtorak N.I. 54, 58
Polishko A.A. 70
Poznaykov V.D. 40, 44
Prudkiy I.I. 90
Pustovoy A.D. 97
- R**
Rozyinka G.F. 54, 58
- S**
Saenko V.Ya. 70
Sallamand P. 144
Saprykina G.Yu. 117
Selin R.V. 13
Semenov A. 128
Semenov I.L. 123
Shuba I.V. 16
Sidorets V.N. 133, 137
Slezkin D.V. 156
Sudnik V.A. 21, 156
Surin A.P. 141
- T**
Tomashchuk I. 144
Tsvelev R.V. 156
Tyurin Yu.N. 49
- V**
Valevich M.L. 49
Vasiliev A.A. 21
Velikoivanenko E.A. 54, 58
Vollertsen F. 27
Volpp J. 27
- Z**
Zaitsev V.A. 70
Zaytsev A.A. 141
Zelnichenko A.T. 123
Zhernosekov A.M. 133