

Национальная академия наук Украины  
Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины  
Международная Ассоциация «Сварка»

National Academy of Science of Ukraine  
E. O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine  
International Association «Welding»

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

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

Сборник трудов Седьмой Международной конференции  
15–19 сентября 2014 г., Одесса, Украина

Proceedings of Seventh International Conference  
15–19 September 2014, Odessa, Ukraine

Конференция посвящена памяти  
академика НАН Украины В. И. Махненко

The Conference is Dedicated to the Memory  
Prof. V. I. Makhnenko



Организатор конференции  
Международная Ассоциация «Сварка»

Organizer of the Conference  
International Association «Welding»

Киев 2014 Kiev

**Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах:**  
Сб. докл. Седьмой межд. конф. / Под редакцией проф. И. В. Кривцуна. – Киев: Международная ассоциация «Сварка»,  
2014. – 132 стр. (электронное издание <http://patonpublishinghouse.com/proceedings/mmw2014.pdf>)

В сборнике представлены доклады Седьмой 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 ученые и специалисты. Для научных и инженерно-технических работников, занятых в области сварки, резки, наплавки, пайки, нанесения защитных покрытий и других родственных процессов.

Издательский проект А. Т. Зельниченко

Компьютерная верстка Д. И. Середа, Л. Н. Герасименко

**Издательский Дом «Патон»** – издание журналов, книг, тематических сборников,  
трудов конференций и др. печатной продукции в области сварки и родственных технологий.

**[www.patonpublishinghouse.com](http://www.patonpublishinghouse.com)**

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

© Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины, 2014

© Международная ассоциация «Сварка», 2014

---

Подписано в печать 21.10.2014. Формат 60×84/8. Гарн. Таймс. Усл. печ. л. 4.9.

Усл. кр.-отт. 3.3. Уч.-изд. л. 4.7.

---

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Ахонин С. В., Белоус В. Ю., Селин Р. В., Григоренко С. Г.</b> Математическое моделирование влияния термического цикла аргонодуговой сварки с поперечными колебаниями на структурные превращения в зоне термического влияния двухфазного титанового сплава .....	5
<b>Демченко В. Ф., Федоров О. П., Шуба І. В.</b> Гравітаційна і вібраційна чутливість схем вирощування кристалів із розплаву .....	8
<b>Кривцун И., Крикент И., Демченко В., Забилов А., Райсген У., Мокров О.</b> Взаимодействие пучка излучения CO <sub>2</sub> -лазера с плазмой аргоновой дуги при гибдной (лазер+ГИГ) сварке .....	13
<b>Майстренко А. Л., Нестеренков В. М., Дутка В. А., Лукаш В. А., Заболотный С. Д., Ткач В. Н.</b> Моделирование тепловых процессов для улучшения структуры металлов и сплавов методом трения с перемешиванием .....	22
<b>Маркашова Л. И., Покляцкий А. Г., Кушнарєва О. С., Алексеенко Т. А.</b> Структура и эксплуатационные свойства сварных соединений сложнелегированных сплавов .....	31
<b>Маркашова Л. И., Тюрин Ю. Н., Колисниченко О. В., Валевич М. Л., Богачев Д. Г., Дуда И. М., Титков Е. П.</b> Структурно-фазовое состояние износостойких композиционных покрытий системы Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub> -NiCr, нанесенных с использованием многокамерной детонационной установки .....	37
<b>Маркашова Л. И., Шелягин В. Д., Кушнарєва О. С., Бердникова Е. Н., Бернацкий А. В.</b> Структурно-фазовое состояние и механические свойства поверхностных слоев стали 38ХН3МФА, формирующихся в условиях лазерного и лазерно-плазменного легирования .....	43
<b>Махненко О. В., Великоиваненко Е. А., Розынка Г. Ф., Мужиченко А. Ф.</b> Моделирование напряженно-деформированного состояния при сварке кольцевых разнородных соединений труб из 12 % хромистой стали мартенситного класса .....	48
<b>Махненко О. В., Миленин А. С., Сапрыкина Г. Ю.</b> Расчетное определение работоспособности трубопровода из алюминиевого сплава АМг3 первого контура исследовательского реактора с обнаруженными в зоне сварных кольцевых соединений несплошностями .....	54
<b>Махненко О. В., Мирзов И. В.</b> Расчетная оценка работоспособности внутрикорпусных устройств реактора ВВЭР-1000 с учетом радиационного распухания при продлении ресурса до 60 лет .....	60
<b>Махненко О. В., Пустовой А. Д.</b> Разработка сварных конструкций несущих элементов тележки грузового вагона с повышенными характеристиками сопротивления усталости и живучести на основе математического моделирования .....	66
<b>Миленин А. С., Великоиваненко Е. А., Розынка Г. Ф., Пивторак Н. И.</b> Особенности численного анализа предельного состояния сварных конструкций на основе критериев пластической неустойчивости .....	73
<b>Миленин А. С., Великоиваненко Е. А., Розынка Г. Ф., Пивторак Н. И.</b> Прогнозирование эффективности ремонта элементов магистральных трубопроводов с помощью композиционных бандажей .....	83
<b>Миленин А. С., Козлитина С. С., Дзюбак Л. И.</b> Численный анализ технологического процесса электронно-лучевого оплавления поверхности цилиндрических слитков из никелевых сплавов .....	90
<b>Миленин А. С., Саенко В. Я., Полишко А. А., Козлитина С. С., Дзюбак Л. И.</b> Моделирование технологического процесса ЭШН ЖМ разнородных по высоте крупных стальных слитков круглого сечения .....	95
<b>Миленин А. С., Шекера В. М., Царинный Б. В., Царинный А. Б.</b> Оценка степени разгрузки участка магистрального трубопровода с помощью сварного бандаж на различных этапах ремонта и эксплуатации .....	99
<b>Семенов А. П.</b> Моделирование процессов плавления и переноса электродного металла при сварке плавящимся электродом .....	104
<b>Сидорец В. Н., Бушма А. И., Жерносеков А. М.</b> Газовая защита импульсного дугового и лазерно-дугового разрядов .....	112
<b>Сидорец В. Н., Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В., Коваленко Д. В., Коваленко И. В., Павлов А. Г.</b> Расчетное и экспериментальное исследование статических и динамических характеристик аргоновой дуги с тугоплавким катодом .....	116
<b>Харламов М. Ю., Кривцун И. В., Коржик В. Н., Демьянов А. И.</b> Моделирование процессов плазменно-дугового распыления проволоочных материалов .....	121

# CONTENTS

<b>Akhonin S. V., Belous V. Yu., Selin R. V., Grigorenko S. G.</b> Mathematical modeling of effect of thermal cycle of argon-arc welding with weaving on structural transformations in heat-affected zone of two-phase titanium alloy .....	5
<b>Demchenko V. F., Fedorov O. P., Shuba I. V.</b> Gravitation and vibration sensitivity of schemes of crystal growth from melt .....	8
<b>Krivtsun I., Krikent I., Demchenko V., Zabiroy A., Raysgen U., Mokrov O.</b> Interaction of irradiation of CO <sub>2</sub> – laser beam with argon arc plasma in hybrid (laser + TIG) welding .....	13
<b>Maystrenko A. L., Nesterenkov V. M., Dutka V. A., Lukash V. A., Zabolotnyi S. D., Tkach V. N.</b> Modelling of heat processes for improvement of structures of metal and alloys using friction stir welding method .....	22
<b>Markashova L. I., Poklyatskiy A. G., Kushnareva O. S., Alekseenko T. A.</b> Structure and service properties of welded joints of complexly-alloyed alloys .....	31
<b>Markashova L. I., Tuyrin Yu. N., Kolisnechenko O. V., Valevich M. L., Bogachev D. G., Duda I. M., Titkov E. P.</b> Structure-phase condition of wear-resistant composite coatings of Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub> -NiCr system, deposited using multi-chamber detonation installation .....	37
<b>Markashova L. I., Shelyagin V. D., Kushnareva O. S., Berdnikova E. N., Bernatskiy A. V.</b> Structure-phase condition and mechanical properties of surface layers of 38khn3mfa steel to be formed under conditions of laser and laser-plasma alloying .....	43
<b>Makhnenko O. V., Velikoivanenko E. A., Rozinka G. F., Muzhichenko A. F.</b> Modelling of stress-strain state in welding of circumferential dissimilar joints of pipes from 12% chromous steel of martensite class .....	48
<b>Makhnenko O. V., Milenin A. S., Saprykina G. Yu.</b> Calculation modelling of working capacity of pipeline from aluminum alloy AMg3 of primary cooling circuit of research reactor with discontinuities found in zone of circumferential welded joints .....	54
<b>Makhnenko O. V., Mirzov I. V.</b> Calculation estimation of working capacity of vessel internals of VVER-1000 reactor considering radiation swelling for extension of life to 60 years .....	60
<b>Makhnenko O. V., Pustovoy A. D.</b> Development of welded structures of load-bearing members of freight car truck with increased characteristics of fatigue resistance and survivability based on mathematical modelling .....	66
<b>Milenin A. S., Velikoivanenko E. A., Rozyuka G. F., Pivtorak N. I.</b> Peculiarities of numerical analysis of limiting state of welded structures based on criteria of plastic instability .....	73
<b>Milenin A. S., Velikoivanenko E. A., Rozyuka G. F., Pivtorak N. I.</b> Prediction of efficiency of repair of elements of main pipelines using composite bands .....	83
<b>Milenin A. S., Kozlitina S. S., Dzyubak L. I.</b> Numerical analysis of technological process of electron-beam surface fusion of cylinder nickel alloy ingots .....	90
<b>Milenin A. S., Saenko V. Ya., Polishko A. A., Kozlitina S. S., Dzyubak L. I.</b> Modelling of technological process of ESS LM of different on height large steel ingots of circular section .....	95
<b>Milenin A. S., Shekera V. M., Tsarinniy B. V., Tsarinniy A. B.</b> Estimation of level of unloading of main pipeline section using welding band at different stages of repair and operation .....	99
<b>Semenov O. P.</b> Modeling of processes of melting and transfer of electrode metal in non-consumable electrode welding .....	104
<b>Sidorets V. N., Bushma A. I., Zhenosekov A. M.</b> Gas shielding of pulse-arc and laser-arc discharges .....	112
<b>Sidorets V. N., Krivtsun I. V., Demchenko V. F., Krikent I. V., Kovalenko D. V., Kovalenko I. V., Pavlov A. G.</b> Calculation and experimental investigation of static and dynamic characteristics of argon arc with refractory cathode .....	116
<b>Kharlamov M. Yu., Krivtsun I. B., Korzhik B. N., Demyanov A. I.</b> Modelling of processes of plasma-arc spraying of wire materials .....	121

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО ЦИКЛА АРГОНОДУГОВОЙ СВАРКИ С ПОПЕРЕЧНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ НА СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЗОНЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ ДВУХФАЗНОГО ТИТАНОВОГО СПЛАВА

С. В. Ахонин, В. Ю. Белоус, Р. В. Селин, С. Г. Григоренко

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины, Киев*

В работе изучалось влияние термического цикла аргонодуговой сварки титана с поперечными колебаниями сварочной дуги на форму и размеры сварного шва, протяженность зоны термического влияния (ЗТВ) и на структурные превращения в ЗТВ на примере титанового сплава VT23. Моделировался процесс TIG-сварки титана в узкий зазор с применением внешнего управляющего магнитного поля. Для расчетного определения размеров ЗТВ в программе ANSYS построена трёхмерная математическая модель тепловых процессов, использована конечно-элементная трёхмерная модель соединения толщиной 30 мм с прямоугольной разделкой шириной 10 мм. Источник нагрева совершал поперечные перемещения по нижней стенке разделки поперек направления сварки. По результатам расчетов определялись размеры участков зоны термического влияния, в которых протекают полиморфные превращения, определялись скорости охлаждения в характерных участках зоны термического влияния.

Дуговая сварка вольфрамовым электродом в среде инертных газов – аргона и гелия в настоящее время остается наиболее распространенным, дешевым, относительно простым и универсальным способом изготовления конструкций из титановых сплавов. Одним из путей расширения технологических возможностей дуговой сварки вольфрамовым электродом при сварке деталей значительной толщины, а также при наплавочных работах является применение внешнего управляющего магнитного поля для отклонения сварочной дуги [1]. Разработанная в институте технология сварки титана и сплавов на его основе в узкий зазор (СУЗ) вольфрамовым электродом с применением внешнего управляющего магнитного поля позволяет осуществить перераспределение тепловой энергии дуги и регулировать вложение тепловой энергии дуги в нижнюю стенку разделки, вертикальные боковые кромки и жидкую сварочную ванну при сварке в узкий зазор. В результате обеспечивается гарантированное сплавление вертикальных боковых стенок разделки со сварным швом при сварке в узкий зазор, изменение формы шва,

формы сварочной ванны, ЗТВ и уменьшение глубины проплавления основного металла.

В связи с большим числом параметров процесса сварки магнитоуправляемой дугой экспериментальное изучение тепловых условий в сварном соединении трудоемко и дорогостояще, особенно в случае сварки высокопрочных двухфазных титановых сплавов. Поэтому авторами выполнялось аналитическое изучение тепловых условий в зоне сварки методом математического моделирования процесса применительно к случаю сварки плит из титанового сплава VT23. В работе изучалось влияние таких параметров процесса как скорость сварки, величина погонной энергии, амплитуда и частота перемещения сварочной дуги в разделке на форму зоны проплавления основного металла и ЗТВ, на градиенты температур и значения максимальных скоростей охлаждения в различных участках ЗТВ.

Схема процесса сварки титана и сплавов на его основе в узкий зазор вольфрамовым электродом с применением внешнего управляющего магнитного поля наплавки титановых деталей приведена в работе [2].

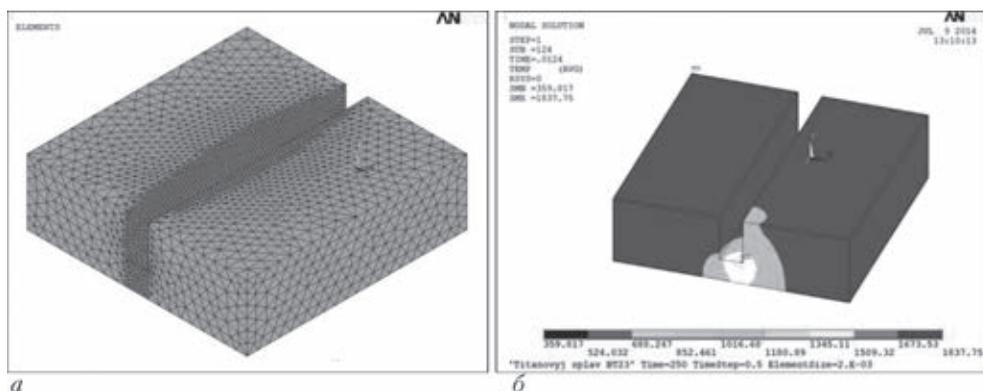


Рис. 1. Конечно-элементная модель, примененная в расчетах: а – модель разделки для моделирования процесса сварки в узкий зазор; б – результат расчета зоны проплавления

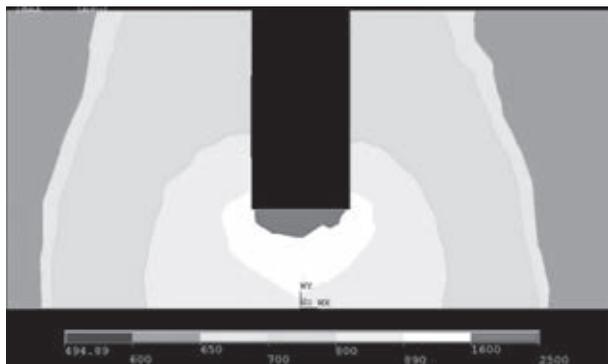


Рис. 2. Изотермы максимальных температур в поперечном сечении соединения, полученные в результате расчета с использованием программного модуля ANSYS

Конечно-элементная трёхмерная модель сварного соединения для сварки в узкий зазор вольфрамовым электродом приведена на рис. 1, а, толщина металла 30 мм, ширина разделки 10 мм. Материал разделки титановый сплав ВТ23. Источник нагрева перемещается от начала разделки к концу совершая колебания поперек направления сварки.

С использованием программного модуля ANSYS были получены расчетные тепловые поля (см. рис. 1, б) в наплавляемом изделии. По результатам расчетов построены изотермы максимальных температур, по которым определяли геометрию и размеры зоны проплавления, ЗТВ, зоны полиморфного превращения (рис. 2), а также распределение и градиентов температур и максимальных скоростей охлаждения в поперечном

сечении сварного соединения. Для определения типов структур формирующихся в шве и ЗТВ сварного соединения при охлаждении использовалась диаграмма анизотропических превращений титанового сплава ВТ23 [3]. При достижении температуры 1000 °С наибольшие скорости охлаждения отмечаются в металле шва, и могут достигать значений 140 °С/сек (рис. 3, а), а участка соответствующего зоне крупного зерна достигают 100 °С/сек. При этом в металле шва фиксируются вытянутые в вертикальном направлении первичные β-зерна, расположенные на фоне дендритной структуры (рис. 4, а).

При охлаждении в интервале температур 900...800 °С, скорость охлаждения сварного шва скорость охлаждения сварного шва снижается до составляет 70...130 град/сек, в этом случае образуются пластины α''- фазы. При охлаждении в этом интервале температур наибольшую скорость охлаждения имеет верхняя часть металла сварного соединения, поэтому в этой зоне следует ожидать наибольший размер выделений высокотемпературной α- фазы (рис. 4, б).

В интервале температур 1000...500 °С скорость охлаждения в целом по сечению ЗТВ и составляет не превышает 130 °С/сек. Образования α''-фазы в этом случае не происходит, она фиксируется лишь в металле шва.

В ЗТВ распад β-фазы обогащенной β-стабилизаторами происходит с выделением так называемой низкотемпературной α<sub>n</sub> [3], отличающейся от высокотемпературной тем, что она содержит больше легирующих элементов и намного более дисперсная. В связи с низ-

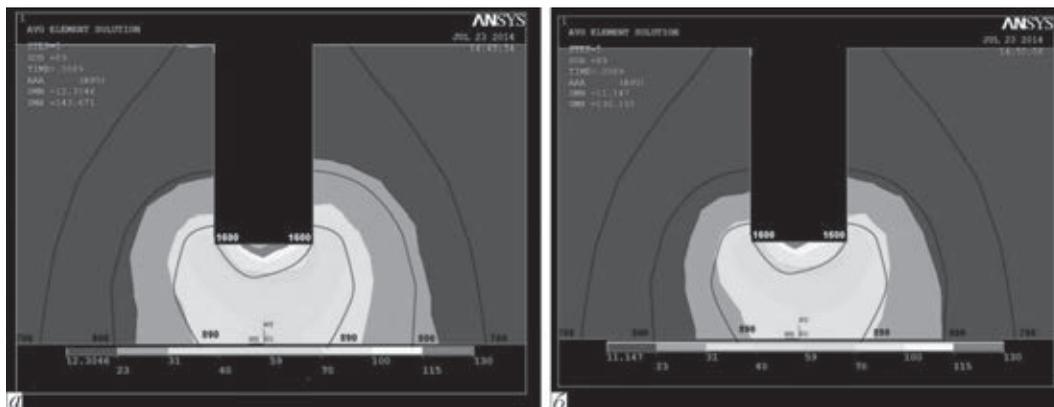


Рис. 3. Распределение скоростей охлаждения в интервале температур 1000...900 °С (а) и 900...800°С (б)

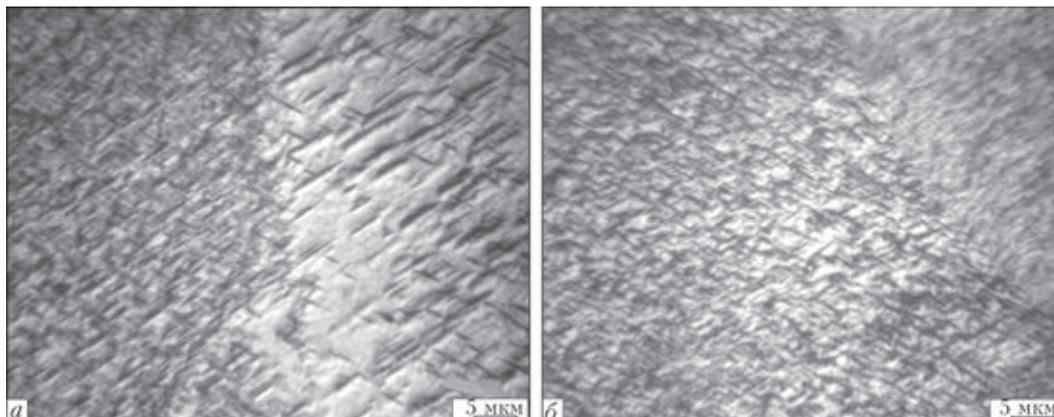


Рис. 4. Микроструктура металла шва при скорости охлаждения: а – 140 град/сек; б – 70 град/сек

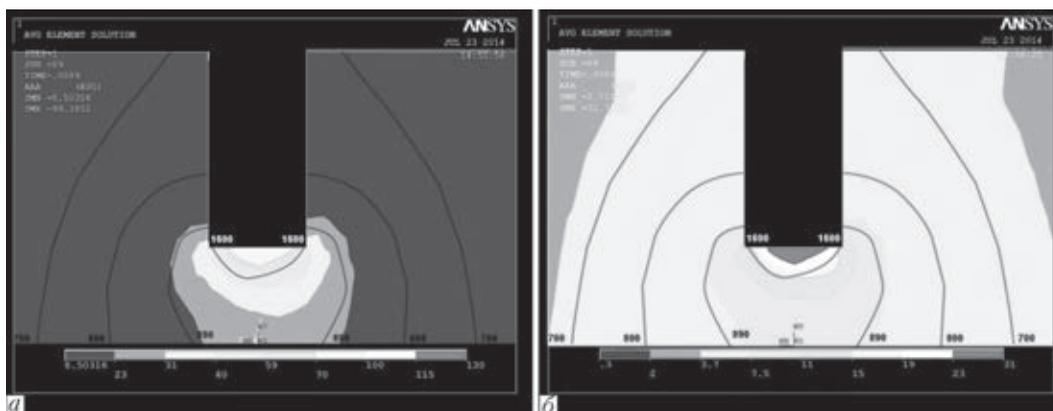


Рис. 5. Распределение скоростей охлаждения в интервале температур 800...700 °C (а) и 600...500 °C (б)

кой пластичностью  $\alpha_n$  связано и значительное снижение пластичности сварных соединений сплава ВТ23, выполненных на приведенном режиме. Образованием  $\omega$ -фазы, также возможно только в литом металле шва в связи со сравнительно малыми скоростями охлаждения в ЗТВ при температурах 500 °C.

### 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  $\alpha$ -,  $\alpha''$ -,  $\omega$ - и  $\beta$ -фаз.

2. Проведенные расчёты показали, что наибольшие скорости охлаждения при сварке на рассчитанных режимах отмечаются в металле шва и достигают значений 130 град/сек в этом случае происходит распад  $\beta$ -фаза с формированием  $\alpha''$ -фазы.

3. Образования в сварном шве или в ЗТВ сварных соединений титанового сплава ВТ23, выполненных на

приведенном режиме,  $\omega$ -фазы возможно лишь в металле шва, при охлаждении в интервале температур 400...500 °C.

1. Akhoniin 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. «Laser technologies in Welding and Materials Processing», Katsiveli, Crimea, Ukraine, May 26-29, 2009. – Kiev: PWI, 2009. – P. 11–13.
2. Ахонин С.В., Белоус В.Ю., Мужиченко А.Ф., Селин Р.В. Исследование влияния термического цикла сварки на структурные превращения в зоне термического влияния титанового сплава ВТ23 методами математического моделирования // Сб. тр. шестой межд. конф. «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 29 мая – 1 июня 2012, Кацивели, Крым, Украина. – Киев: Международная Ассоциация «Сварка», 2012. – С. 13–16.
3. Лясоцкая В.С., Лясоцкий И.В., Мецержков В.Н. и др. Фазовые превращения при непрерывном охлаждении в сплавах ВТ6ч и ВТ23 // Известия вузов. Цветная металлургия. – 1986. – № 2. – С. 88–93.

# ГРАВІТАЦІЙНА І ВІБРАЦІЙНА ЧУТЛИВІСТЬ СХЕМ ВИРОЩУВАННЯ КРИСТАЛІВ ІЗ РОЗПЛАВУ

В. Ф. Демченко<sup>1</sup>, О. П. Федоров<sup>2</sup>, І. В. Шуба<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України, Київ

<sup>2</sup>Інститут космічних досліджень НАН України та Державного космічного агентства України, Київ.

Методом математичного моделювання проведено порівняльний аналіз гідродинамічних і теплових процесів при вирощуванні кристалів за схемою Бріджмена і методом плаваючої зони в земних умовах та в умовах мікрогравітації. Вивчено особливості гідродинамічного стану розплаву при накладанні аксіальних вібраційних збурень різної частоти та інтенсивності.

Показано, що метод плаваючої зони є менш чутливим до прояву релей-тейлоровської нестійкості течії рідкої фази.

**Вступ.** Гідродинамічні процеси, що перебігають в рідкій фазі при вирощуванні кристалів із розплавів, суттєво впливають на комплекс фізико-хімічних властивостей кристалічних матеріалів. Природна і вимушена конвекція є предметом чисельних досліджень як в галузі металургійних процесів, так і при вирощуванні кристалів. Особливий інтерес до цієї проблеми викликали експерименти по кристалізації в космічних умовах, коли істотно змінюється вклад поверхневих і об'ємних сил, що діють на розплав [1-3]. При цьому фізична картина тепломасопереносу в умовах мікрогравітації ще залишається далекою від повної ясності, особливо для практично важливих технологій отримання кристалів з розплаву. Інтерес до цієї проблеми не обмежується лише космічними додатками. Принципово важливим видається з'ясування умов ефективного використання вібраційного впливу як технологічного засобу управління процесом твердіння. У ряді робіт [4-7] теоретично і експериментально продемонстрована можливість управління процесами тепломасопереносу в розплаві шляхом накладення низько частотних вібрацій на матеріал, що кристалізується. Предметом цього дослідження є порівняльний аналіз теплової і гідродинамічної обстановки при вирощуванні кристалів за схемою Бріджмена і методом зонної плавки в земних умовах і на борту космічного апарату при наявності вібраційного впливу на розплав і без нього. Застосовувалися методи математичного моделювання, результати порівнювали з експериментальними даними, отриманими авторами для прозорого модельного речовини – сукцініонітрилу (метод Бріджмена), а також кремнію (метод плаваючої зони).

Технологічні схеми відповідних процесів, показані на рис. 1. При зонній плавці (рис. 1 а) в зразку (1) за допомогою нагрівача (2) формується розплавлена зона (3), яка, переміщуючись разом з нагрівачем вздовж твірної зразка, забезпечує плавлення заготовки та кристалізацію розплаву. У методі Бріджмена (рис. 1.б) плавлення і кристалізація розплаву 1 здійснюється за допомогою градієнтного пристрою, який складається з нагрівача (5), холодильника (8) і розташованого між ними теплоізолюючого шару (7).

Нагрівач при зонній плавці і градієнтний пристрій у схемі Бріджмена переміщуються із заданою швидкістю  $v$  стосовно зразка.

**Математична модель.** В осесиметричному наближенні сумісний конвективно-кондуктивний переніс енергії в системі «кристал – розплав» описуються рівнянням

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z}\right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad r, z \in \Omega \quad (1)$$

де  $T$  – температура;  $-\vec{V} = \{V_r, V_z\}$  – вектор швидкості руху розплаву;  $c, \rho, \lambda$  – теплофізичні властивості матеріалу,  $\{r, z\}$  – циліндричні координати. Рівняння (1) інтегрується в прямокутнику  $\Omega = \{0 < r < L, 0 < z < R\}$ , який охоплює розплав, кристал і заготовку, при моделюванні схеми Бріджмена в розрахункову область включається також стінка ампули. Сформулюємо граничні умови. При  $r = 0$  має місце симетрія температурного поля

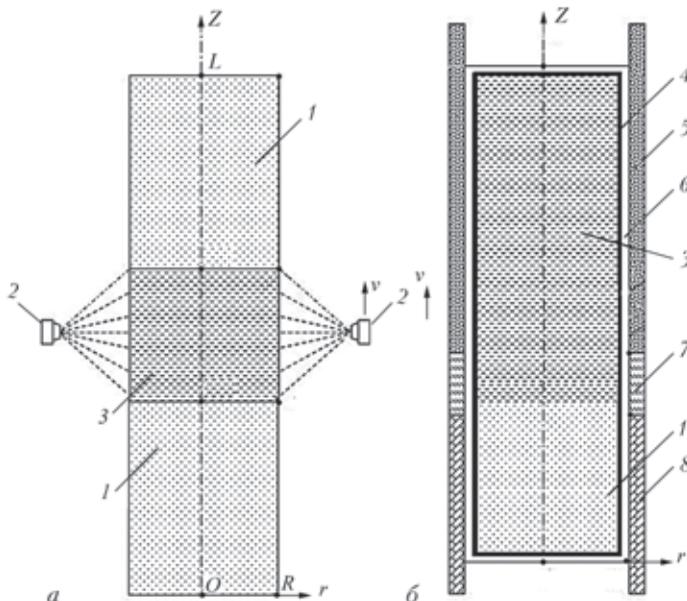


Рис. 1. Схеми вирощування кристалів методом зонної плавки (а) і методом Бріджмена (б) 1 – кристал, 2 – нагрівач, 3 – розплав, 4 – ампула, 5 – нагрівач, 6 – газовий проміжок, 7 – ізолятор, 8 – холодильник.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (2)$$

а при  $r = R$  – умова теплообміну кристалу з нагрівачем і навколишнім середовищем

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = q(z, t) + \alpha(z) [T(R, z, t) - T_h(z, t)] - \varepsilon \sigma_0 (T^4(R, z, t) - T_c^4), \quad (3)$$

де  $q(z, t)$  – щільність теплового потоку, який надходить до поверхні зразка від зовнішнього нагрівача (рис. 1а);  $\alpha(z)$  – коефіцієнт теплопередачі між стінкою ампули і нагрівачем 5 (холодильником 8);  $T_h(z, t)$  – температура нагрівача (холодильника),  $\varepsilon$  – ступінь чорноти,  $\sigma_0$  – постійна Стефана-Больцмана,  $T_c$  – температура зовнішнього середовища. У схемі Бріджмена приймається до уваги лише теплопередача через газову щільну 6. Коефіцієнт теплопередачі  $\alpha$  розраховувався як величина, зворотна термічному опорі газового зазору; на границі з ізолятором коефіцієнт  $\alpha$  покладався рівним нулю. Процес зонної плавки здійснювався у вакуумній камері, при цьому розплавлена зона утримувалася силами поверхневого натягу, а в якості джерела енергії використовувався кільцевий електронно-променевий нагрівач. На торцевих поверхнях зразка вважається, що теплообмін з навколишнім середовищем відсутній

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L_c} = 0. \quad (4)$$

На фронтах кристалізації і плавлення формулюються умови ідеального контакту між рідкою і твердою фазами (при швидкостях кристалізації 1...10 мкм/с виділенням прихованої теплотою можна знехтувати). При моделюванні схеми Бриджмена в початковий момент часу  $t = 0$  задається початкове положення системи «нагрівач – ізолятор – холодильник», а в схемі плаваючої зони – положення нагрівача відносно твірної зразка.

Гідродинамічні процеси в розплаві описуються системою рівнянь Нав'є-Стокса в наближенні Буссінеска

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2} - \frac{V_r}{r^2} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} \right) + F_z, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) = 0 \quad (7)$$

де  $P$  – тиск,  $\nu$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості,  $F_z = g\beta_T T$  – підйомна сила Архімеда,  $g = g(t)$  – прискорення,  $\beta_T$  – коефіцієнт об'ємного розширення розплаву. Рівняння (5) – (7) інтегруються в області, яка визначається поточною формою фронтів плавлення і кристалізації. На твердих границях області задаються умови прилипання і непроникнення, а при  $r = 0$  – умова симетрії поля швидкостей. У схемі зонної плавки будемо вважати вільну поверхню такою, що не деформується, тоді граничні умови на цій поверхні можна записати у вигляді

$$V_r|_{r=R} = 0; \quad \nu \left. \frac{\partial V_r}{\partial z} \right|_{r=R} = -\frac{1}{\rho} \beta_\sigma \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R}, \quad (8)$$

де  $\beta_\sigma = d\sigma/dT$ ,  $\sigma = \sigma(T)$  – коефіцієнт поверхневого натягу. Прискорення  $g(t) = g(t)$  представимо у вигляді суми  $g(t) = g_0 + g_v(t)$ , де  $g_0$  – фонове,  $g_v(t)$  – вібраційне прискорення. Будемо вважати, що вібраційні коливання здійснюються уздовж осі ампули і є гармонічними, так що  $g_v(t) = -4A\pi^2\omega^2 \sin 2\pi\omega t$ , де  $\omega$  – частота,  $A$  – амплітуда коливань.

### 3. Результати чисельних експериментів.

**3.1 Метод плаваючої зони.** Теплові та гідродинамічні процеси при зонній плавці вивчалися при переплаві зразка кремнію зі швидкостями протяжки джерела електронно-променевого нагріву  $v = 1...10$  мкм/с. Розподіл щільності теплового потоку на поверхні зразка задавався відповідно з експериментальними даними роботи [8], отриманими методом розрізного анода. Чисельними дослідженнями встановлено, що висота розплавленої зони визначається потужністю електронно-променевого нагріву і практично не залежить від швидкості  $v$  переміщення джерела нагріву. Останнє пояснюється малими значеннями теплового критерію Пекле, розрахованого за значеннями  $\nu$ . Висота розплавленої зони на боковій поверхні зразка становить 10 мм, що з точністю 5% збігається з висотою, виміряною експери-

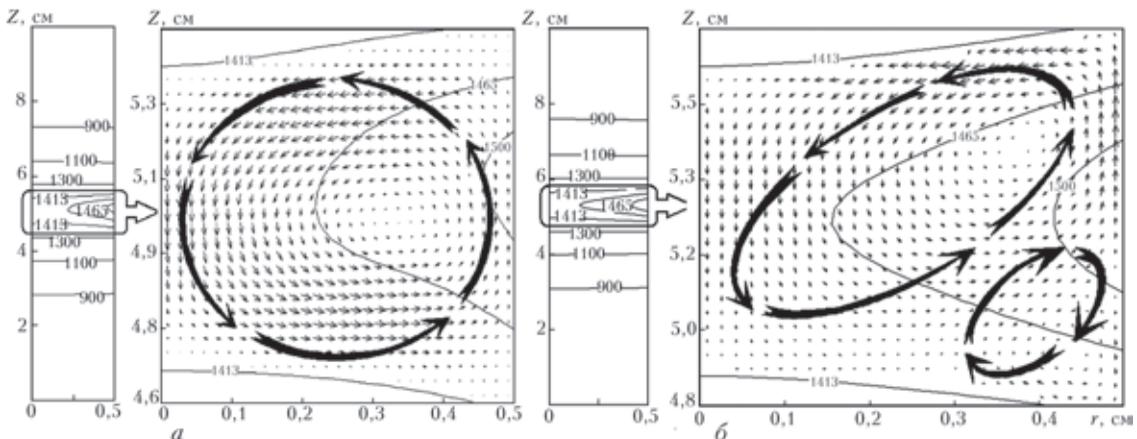


Рис. 2. Температурне поле і плин розплаву при формуванні монокристалу кремнію методом плаваючої зони (а – земні умови, б – мікро-гравітація).

ментально. На рис. 2 показані температурні поля і поля швидкостей руху розплаву при вирощуванні монокристала кремнію методом плаваючої зони в земних умовах і в умовах малої гравітації ( $g_0=10^{-2} \text{ м/с}^2$ ).

У земних умовах (рис. 2а) рух розплаву формується переважно під впливом сили Архімеда. На вільній поверхні виникає висхідний потік, який поблизу фронту плавлення розвертається в радіальному напрямку, утворюючи тороїдальний вихор (схематично показаний великими стрілками на збільшеному фрагменті розплавленої зони), центр якого зміщений до фронту плавлення. У земних умовах найбільша швидкість течії ( $\max |\vec{V}| = 0,03 \text{ м/с}$ ) спостерігається на вільній поверхні в зоні максимального тепловиділення електронного променя.

Рух рідкого кремнію в умовах зниженої сили тяжіння (рис. 2б) формується за рахунок конкурентної взаємодії термогравітаційної і термокапілярної сил, внаслідок чого в розплавленій зоні поблизу фронту кристалізації утворюється вторинний вихор. В цьому випадку максимальна швидкість руху розплаву знижується на два порядки, висота розплавленої зони зменшується на 5% і утворюється більш опуклий фронт кристалізації.

Виділимо два режими вібрації, при яких: протягом одного циклу вібрації сумарне прискорення залишається знакопостійним ( $\max |g_v| < g_0$ ),  $g(t)$  змінює знак ( $\max |g_v| > g_0$ ). В умовах невагомості зміна знаку віброприскорення відбувається двічі за період одного вібраційного циклу і є неминучою. В цьому випадку слід очікувати втрату стійкості руху розплаву по типу релей-гейлоровської нестійкості.

Під постійною часу гідродинамічного процесу будемо розуміти час, необхідний для перебудови течії з одного усталеного стану в інший. Для чисельної оцінки постійної часу величина фонових прискорення імпульсно змінювалася з  $g_0 = 10^{-2} \text{ м/с}^2$  до  $g_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}^2$ . Розрахунками встановлено, що при зонній плавці постійна часу  $\tau_g$  складає величину порядку 1 с. При частотах вібрації, для яких період  $\tau$  одного циклу вібрації порівнянний з  $\tau_g$ , вібраційні збурення приводять до істотної зміни гідродинамічних потоків в розплавленій зоні. На рис. 3 наведені поля швидкостей руху розплаву кремнію при вирощуванні кристала методом плаваючої зони в умовах зниженої гравітації ( $g_0 = 10^{-2} \text{ м/с}^2$ ) при частоті вібрації  $\omega = 0,1 \text{ Гц}$  і максимальній величині вібраційного прискорення  $0,04 \text{ м/с}^2$ . При цій частоті  $\tau \gg \tau_g$ , внаслідок чого протягом одного періоду вібрації напрямок циркуляції вихору змінюється на протилежний. Навпаки, при високочастотній вібрації ( $\omega > 50 \text{ Гц}$ ) різнополярні вібраційні прискорення усереднюються, тому структура і інтенсивність конвективних потоків зберігаються практично такими ж, як і за відсутності вібрації.

Обрана схема методу Бріджмена (рис. 1 б) відповідає лабораторній установці, на якій виконувалися натурні експерименти. Числові значення параметрів, що

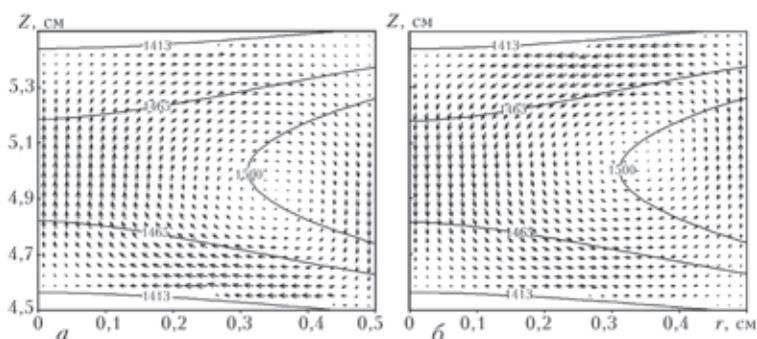


Рис. 3. Циркуляція розплаву кремнію в умовах зниженої сили тяжіння (а – початок періоду вібрації, б – середина періоду).

входять в математичне описання, вибиралися наступними:  $R = 7,5 \text{ мм}$ , довжина нагрівача  $100 \text{ мм}$ , довжина ізолятора  $10 \text{ мм}$ , довжина холодильника  $20 \text{ мм}$ , температура нагрівача  $85^\circ \text{ С}$ , температура холодильника  $15^\circ \text{ С}$ . Найбільший інтерес являють потоки розплаву поблизу фронту кристалізації, бо саме вони визначають стійкість росту кристалу і його морфологію. На рис. 4 а показані розрахункові лінії струму в розплаві до початку вібрації (земні умови вирощування). Під дією підйомної сили в рідкій фазі утворюється глобальна вихрова течія: поблизу стінки нагрівача розплав піднімається до верху ампули, в осьовій частині ампули формується низхідний потік, спрямований до фронту кристалізації. При гальмуванні потоку розплаву поблизу фронту кристалізації формуються нестійкі слабоінтенсивні вторинні вихори, які періодично руйнуються і виникають знову. Виявлені в розрахунках нестационарні вторинні вихори спостерігали в експериментальній

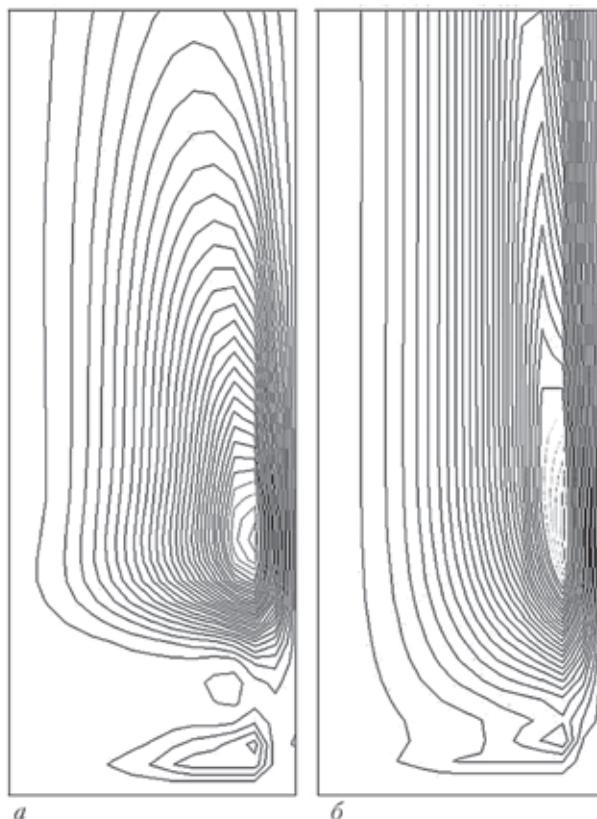


Рис. 4. Структура потоків розплаву при земних умовах вирощування кристалу (а – без вібрації, б – з вібрацією при  $A = 1 \text{ мм}$ ,  $\omega = 11 \text{ Гц}$ ).

установці Бріджмена. Для цього в розплав сукціонітріла вводилися маркери – спори лікоподію, рух яких фіксувався відеокамерою. Маркери, які переміщувалися в розплаві, можна розділити на дві групи. У першій із них траєкторії руху частинок відповідали циркуляції розплаву в глобальному вихровому потоці. Інша група маркерів, здійснювала коливальні рухи поблизу фронту кристалізації, що може свідчити про існування вторинних вихорів, виявлених чисельним моделюванням. Спрощена експериментальна схема не дає можливості отримати кількісні дані про швидкості потоків, однак характер руху частинок поблизу фронту якісно свідчить про нестационарний характер руху розплаву поблизу фронту і існування кількох контурів циркуляції поблизу фронту кристалізації.

При накладенні вібрації з частотою 11 Гц ( $\max |g_v| < g_0$ ,  $\max |g_v| = 0,5 g_0$ ) вже на першому вібраційному циклі вторинні вихори, що утворилися до початку вібрації, руйнуються і формується одноконтурна схема циркуляції розплаву, яка підтримується в процесі подальших циклів вібрації (рис. 4б). При цьому глобальний вихор контрагує до стінки ампули, швидкості потоків в осьовій зоні істотно слабшають. З цією обставиною мабуть пов'язано зникнення осцилюючих вторинних вихорів поблизу фронту кристалізації. Таким чином, при певних параметрах примусова вібрація може слугувати як регуляризатор гідродинамічних потоків в розплаві.

Натурними і обчислювальними експериментами встановлено, що максимальна деформація фронту кристалізації внаслідок вібрації не перевищує 1 мм. Це обумовлено низькими значеннями коефіцієнта теплопровідності сукціонітрілу і, відповідно, великою величиною постійної за часом процесу переносу тепла по кондуктивному механізму (3 хв.), що на порядки перевершує період вібрації. Якісно інша картина виникає при накладанні вібрації за відсутності гравітації. На рис. 5 представлені картини ліній струму в різні часи першого півперіоду вібраційного циклу при  $\omega = 1$  Гц,  $A = 1$  мм. При зміні знаку віброприскорення в нижній частині розплаву зароджується вихор, що циркулює в напрямку, протилежному напрямку обертання глобаль-

ного вихору, який існував до зміни знаку віброприскорення. Новоутворений вихор поступово витісняє в верхню частину ампули первісний вихор аж до повного його зникнення. У другому півперіоді вібраційного циклу формується аналогічний нестационарний плин рідкої фази, але з протилежним напрямом обертання новоутвореного вихору. Досить кількох десятків циклів вібрації щоб встановилася подібна періодична структура течії розплаву. Описаний вплив вібрації на гідродинаміку розплаву можна трактувати як прояв квазістационарної релей-тейлорівської нестійкості руху рідкої фази в умовах неперервного розподілу температури і, відповідно, щільності розплаву в його об'ємі. Обчислювальним експериментом встановлено, що подібні гідродинамічні осциляції розплаву продовжують підтримуватися в діапазоні частот вібрації до 20 Гц.

У даній роботі співставлені гідродинамічні потоки при вирощуванні кристалів двома методами, які в даний час розглядаються як найбільш перспективні для орбітальних експериментів – метод Бріджмена і метод плаваючої зони. Порівняльний аналіз отриманих розрахункових даних показує, що принципові відмінності цих методів у формуванні потоків розплаву (як за наявності вібраційних впливів, так і без них) пов'язані з різною тепловою обстановкою в рідкій фазі. У схемі Бріджмена температура розплаву монотонно зростає вздовж аксіальної координати від температури кристалізації до температури нагрівача, зберігаючи незмінним знак температурного градієнта. В методі зонної плавки тепловий центр розташований симетрично по відношенню до фронтів плавлення і кристалізації, які обмежують рідку ванну. Внаслідок цього при в схемі Бріджмена виникає нестійкість течії розплаву по типу релей-тейлорівської. При тих же умовах циркуляція розплаву в методі зонної плавки зберігає стійкість, а вплив вібраційних збурень обмежується періодичним зміною напрямку обертання вихору. Таким чином, метод плаваючої зони є менш чутливим до вібраційних збурень.

Розглянуті випадки накладення вібрації показують принципову можливість застосування вібрації для

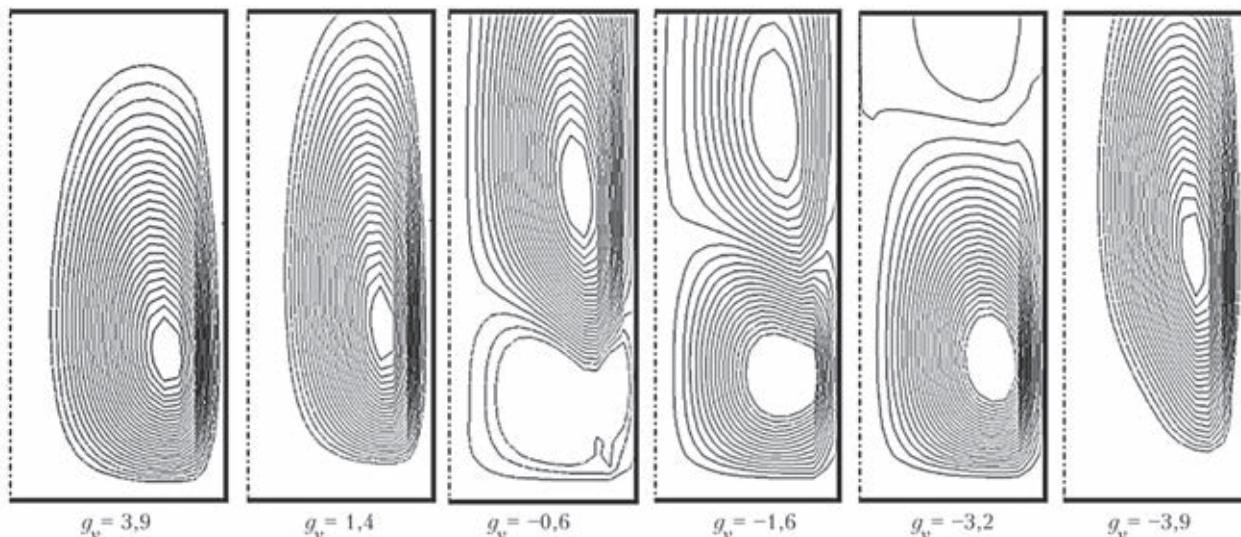


Рис. 5. Ізольнії функції струму в різні моменти часу першого півперіоду вібраційного циклу (величини вібраційного прискорення надані в см/с<sup>2</sup>).

придушення нерегулярності потоків поблизу фронту. Такого роду потоки, впливають не тільки на макроскопічний розподіл домішок, а й на мікросегрегаційну структуру. Відомо, що умисне втручання в розподіл домішок перед фронтом кристалізації є ефективним засобом потужним способом управління структурою і структурно-чутливими властивостями кристалічного матеріалу [9]. Наступні кроки в цьому напрямку повинні враховувати варіативність напрямку вектора мікротяжіння, тривимірне моделювання та співставлення з реальною картиною твердіння на прозорих моделях.

### Висновки

1. При аналізі чутливості гідродинамічних процесів в рідкій фазі до вібрації слід окремо розглядати два характерних випадки параметрів вібрації: 1) сумарне прискорення (фонове + вібраційне) є знакопостійним, 2) сумарне прискорення змінює знак протягом одного періоду вібрації. В останньому випадку можливе виникнення нестійкості течії розплаву по типу релей-тейлорівської, що є ймовірною причиною негативних результатів космічних експериментів з вирощування кристалів в умовах мікрогравітації.

2. Зважаючи на симетрію температурного поля щодо аксіальної координати метод зонної плавки є менш чутливим до вібраційних збурень в порівнянні зі схемою Бріджмена..

3. При належному виборі параметрів в земних умовах примусова вібрація може виступати в якості засобу придушення вторинних вихорів поблизу фронту кристалізації.

1. *Иванов Л. И., Земсков В. С., Кубасов В. Н.* и др. Плавление, кристаллизация и фазообразование в невесомости. М.: Наука, 1979, 256 с.
2. *Земсков В. С., Раухман М. Р., Шалимов В. П.* Влияние условий микрогравитации на однородность кристаллов полупроводников, выращенных на космических аппаратах методами направленной кристаллизации. Итоги и перспективы исследований – ИМЕТ РАН // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2001. – №9. – с. 41–47.
3. *Патон Б. Е., Аснис Е. А., Заболотин С. П.* и др. Получение совершенных материалов в космосе. // Космична наука і технологія. – 2002, т.8, № 5/6, с. 15-18
4. *Fedyushkin A., Bourago N., Polezhaty V., Zharikov E.* The influence of vibration on hydrodynamics and heat-mass transfer during crystal growth Journal of Crystal Growth. – 2005. – **275**, p. 1557–1563
5. *Жариков Е. В., Аветисов И. Х., Скоренко А. В.* и др. Подготовка космического эксперимента по выращиванию кристаллов методом направленной кристаллизации в условиях вибрационного воздействия на российском сегменте международной космической станции // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2001. – № 96. – С. 56–62.
6. *Yu W. C., Chen Z. B., Hsu W. T.* et al. Reversing radial segregation and suppressing morphological instability during Bridgman crystal growth by angular vibration // Journal of Crystal Growth. – 2004. – **271**,– p. 474–480
7. *Fedoseyev A. I., J. D., Alexander A.* Investigation of vibrational control of convective flows in Bridgeman melt growth configurations // Journal of Crystal Growth. – 2000. – 211. – С. 34–42.
8. *Демченко В. Ф., Аснис Е. А., Лесной А. Б., Заболотин С. П., Шегельский Н. Е.* Исследование распределенных характеристик электронного пучка, формируемого кольцевым катодом при электроннолучевой бестигельной зонной плавке // Современная электрометаллургия. – 2007, – №3 (88). – С. 20–23.
9. *Федоров О. П.* Процессы роста кристаллов: кинетика, формообразование, неоднородности. – Киев: Наукова думка, 2010. – 207 с.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕРА С ПЛАЗМОЙ АРГОНОВОЙ ДУГИ ПРИ ГИБРИДНОЙ (ЛАЗЕР+ТИГ) СВАРКЕ

И. Кривцун<sup>1</sup>, И. Крикент<sup>1</sup>, В. Демченко<sup>1</sup>, У. Райсген<sup>2</sup>, А. Забиров<sup>2</sup>, О. Мокров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

<sup>2</sup>Институт сварки и соединения, Аахенский университет, Германия

Предложена самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в плазме столба и анодной области стационарной аргоновой дуги с тугоплавким катодом при воздействии на нее сфокусированного пучка излучения  $\text{CO}_2$ -лазера непрерывного действия, распространяющегося вдоль столба дуги. Для математического описания процессов, протекающих в такой системе, используется однотемпературная модель дуговой плазмы, учитывающая дополнительный нагрев плазмы за счет поглощения лазерного излучения, а также ее многокомпонентность, связанную с испарением металла с поверхности анода. Проанализировано влияние мощности лазерного пучка и теплового состояния поверхности анода на тепловые и электромагнитные характеристики столба и анодной области дуги. Показано, что в результате дополнительного локального нагрева дуговой плазмы лазерным излучением ее температура в приосевой зоне столба дуги может возрастать на 5000...10000 К по сравнению с обычной дугой при ТИГ-сварке. Это приводит к существенной перестройке пространственных распределений электрического потенциала и плотности электрического тока в прианодной области дуги, а также плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, изменяя тем самым распределенные и интегральные характеристики ее теплового и динамического воздействия на свариваемый металл. Установлено, что в результате воздействия сфокусированного лазерного пучка на дуговую плазму возникает эффект контрагирования электрического тока в центре области анодной привязки дуги и соответствующего увеличения плотности теплового потока, вводимого дугой в анод при гибридной сварке. Это способствует увеличению доли вкладываемой мощности, идущей на плавление свариваемого металла и, соответственно, на увеличение проплавливающей способности гибридного (лазерно-дугового) источника тепла. Исследовано влияние поглощения и рефракции лазерного излучения в дуговой плазме на характеристики взаимодействующего с ней лазерного пучка и его тепловое воздействие на поверхность металла анода в условиях гибридной сварки. Показано, что поглощение лазерного пучка в дуговой плазме приводит к некоторому уменьшению мощности излучения, доходящей до поверхности анода, при этом размер пятна фокусировки пучка на поверхности анода практически не изменяется, т.е. рефракция пучка в дуговой плазме оказывается малосущественной.

## Введение

В последние десятилетия широкое распространение получили гибридные лазерно-дуговые процессы сварки, осуществляемые путем совместного воздействия на свариваемое изделие сфокусированного лазерного пучка и электрической дуги [1, 2]. При практической реализации гибридных сварочных процессов наиболее часто используется дуга с плавящимся электродом. Вместе с тем значительный практический интерес представляют гибридные процессы, реализованные на основе дуги с неплавящимся электродом, а также плазменной (сжатой) дуги [1]. Существенное значение при этом имеет не только тип сварочной дуги, используемой в гибридном процессе, но и характеристики лазерного пучка, в первую очередь, длина волны излучения  $\lambda$ . Это связано с сильной зависимостью коэффициента объемного поглощения лазерного излучения в дуговой плазме  $\kappa_{\omega}$  от его длины волны. При использовании в гибридном процессе коротковолнового излучения твердотельных или волоконных лазеров ( $\lambda \sim 1$  мкм) поглощение лазерного пучка в дуговой плазме является малосущественным ( $\kappa_{\omega} \sim 1$  м<sup>-1</sup> [1]). В этом случае под воздействием высококонцентрированного лазерного источника нагрева происходит интенсивное испарение металла с поверхности сварочной ванны, которое оказывает влияние на состав, тепловые, газодинамические и электромагнитные характеристики плазмы электрической дуги и, как следствие, приводит к изменению ее теплового и динамического взаимодействия со свариваемым металлом.

При использовании в гибридных процессах излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров ( $\lambda = 10,6$  мкм) существенными оказываются оба механизма взаимодействия лазерного пучка и дуговой плазмы, а именно: поглощение лазерного излучения в плазме столба дуги ( $\kappa_{\omega} \sim 100$  м<sup>-1</sup> [1]) и испарение металла с поверхности расплава под воздействием лазерного излучения. Объединение лазерного и дугового источников тепла может приводить к появлению синергетического эффекта, который выражается в нарушении аддитивности теплового воздействия лазерного пучка и дуговой плазмы на свариваемый металл, а также в интенсификации динамического воздействия сварочного тока на металлическую ванну. В результате энергия, используемая на плавление металла при гибридной сварке, может более чем в два раза превышать сумму соответствующих энергий при сварке каждым отдельно взятым источником тепла. Физические факторы, которые вызывают возникновение такого синергетического эффекта, до сих пор являются не раскрытыми и подлежат изучению с привлечением методов математического моделирования.

## 1. Постановка задачи

Целью настоящей работы является теоретическое исследование и математическое моделирование процессов взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с дуговой плазмой. В качестве исследуемого объекта выбрана стационарная аргоновая дуга атмосферного давления с тугоплавким катодом (W) и, в общем случае, испаряющимся анодом из низкоуглеродистой стали (испаряющийся элемент Fe), на которую,

как показано на рис. 1, воздействует сфокусированный оптической системой гауссов пучок излучения CO<sub>2</sub>-лазера непрерывного действия. Поскольку система, являющаяся результатом такого объединения лазерного пучка и электрической дуги, не обладает осевой симметрией, для упрощения математической модели примем следующие допущения. Будем предполагать, что, начиная с некоторого расстояния от катода ( $z = z_0$ ), столб дуги является осесимметричным, а характеристики дуговой плазмы близки к соответствующим характеристикам для дуги с неплавящимся электродом, ось которого перпендикулярна поверхности анода. Будем также считать, что взаимодействие лазерного пучка с дуговой плазмой происходит только при  $z > z_0$ . В соответствии с этим введем цилиндрическую систему координат ( $r, z$ ) и выберем расчетные области для дуговой плазмы  $\Omega_p = \{0 < r < R_p, 0 < z < L\}$  и для лазерного пучка  $\Omega_b = \{0 < r < R_b, z_0 < z < L\}$  (см. рис. 1).

### 1.1. Описание модели

Для математического описания процессов энерго-, массо- и электропереноса в такой модельной (осесимметричной) системе будем использовать уравнения однотемпературной модели многокомпонентной дуговой плазмы [3, 4], которую усовершенствуем с учетом специфики исследуемого гибридного процесса. В частности, уравнение энергии, учитывающее дополнительный нагрев плазмы сфокусированным лазерным излучением, запишем в виде:

$$\rho C_p \left( v \frac{\partial T_p}{\partial r} + u \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \chi \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{k_B}{e} \left\{ j_r \frac{\partial [(5/2 - \delta)T_p]}{\partial r} + j_z \frac{\partial [(5/2 - \delta)T_p]}{\partial z} \right\} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} + \kappa_\omega S - \psi \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – массовая плотность плазмы;  $C_p$  – ее удельная теплоемкость с учетом энергии ионизации;  $v, u$  – радиальная и аксиальная компоненты скорости плазмы;

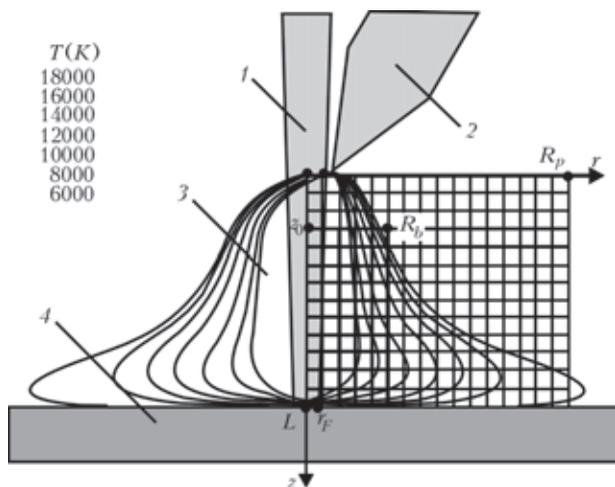


Рис. 1. Схема объединения в гибридном процессе сфокусированного лазерного пучка и электрической дуги с тугоплавким катодом, а также изолинии температуры для 150-амперной аргоновой дуги, взаимодействующей с пучком излучения CO<sub>2</sub>-лазера мощностью 1500 Вт: 1 – лазерный пучок; 2 – тугоплавкий катод; 3 – столб дуги; 4 – свариваемый металл (анод).

$T_p$  – ее температура;  $\chi$  – коэффициент теплопроводности плазмы;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $\delta$  – постоянная термодиффузии электронов плазмы;  $\sigma$  – ее удельная электропроводность;  $\psi$  – потери энергии на тепловое излучение в приближении оптически тонкой плазмы;  $j_z, j_r$  – аксиальная и радиальная компоненты плотности электрического тока в дуговой плазме. В уравнении (1) выделение энергии в дуговой плазме за счет поглощения лазерного излучения учитывается членом  $\kappa_\omega S$  в правой части, где  $\kappa_\omega$  – коэффициент объемного (обратно-тормозного) поглощения лазерного излучения,  $S$  – пространственное распределение интенсивности излучения в лазерном пучке [1].

Рассмотрим модель, описывающую распределение интенсивности излучения  $S(r, z)$  в лазерном пучке с учетом его поглощения и рефракции в дуговой плазме. Полагая, что относительное изменение параметров плазмы на расстояниях порядка длины волны лазерного излучения мало, а также отсутствует лазерное излучение, отраженное от поверхности анода, для описания распространения пучка в неоднородной плазме можно использовать квазиоптическое приближение [1]. Запишем уравнение для амплитуды электрического поля лазерного пучка в виде:

$$2ik \frac{\partial A_\omega}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_\omega}{\partial r} \right) + k^2 (\epsilon_\omega - 1) A_\omega, \quad (2)$$

где  $k = k_z = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор лазерного излучения в отсутствие плазмы;  $A_\omega$  – комплексная амплитуда электрического поля лазерного пучка;  $\epsilon_\omega = \epsilon'_\omega + i\epsilon''_\omega$  – комплексная диэлектрическая проницаемость дуговой плазмы на частоте лазерного излучения  $\omega$ . Искомая величина  $S$  представляет собой среднее по времени значение аксиальной составляющей плотности потока электромагнитной энергии пучка и связана с комплексной амплитудой электрического поля  $A_\omega$  соотношением [1]:

$$S(r, z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon^0}{\mu^0}} |A_\omega|^2, \quad (3)$$

где  $\epsilon^0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\mu^0$  – универсальная магнитная постоянная. Для задания начального распределения  $A_\omega(r, z_0)$  положим, что при  $z = z_0$  в дуговую плазму вводится сфокусированный оптической системой гауссов пучок лазерного излучения, который в отсутствие плазмы имеет минимальный радиус  $r_F$  на поверхности анода, (см. рис. 1). Пространственное распределение комплексной амплитуды электрического поля такого пучка при  $z < z_0$  определяется выражением [1]:

$$A_\omega = A_{\omega F} \frac{r_F}{r_z} \exp \left[ -\frac{r^2}{r_z^2} + i \left( k \frac{r^2}{2R_z} - \varphi_z \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$r_z^2 = r_F^2 \left[ 1 + \frac{(z-L)^2}{z_F^2} \right]; R_z = (z-L) \left[ 1 + \frac{z_F^2}{(z-L)^2} \right]; \quad (5)$$

$$\varphi_z = \arctg \left( \frac{z-L}{z_F} \right)$$

Постоянная  $A_{\omega F}$  в (4) находится из интегрального соотношения для полной мощности лазерного излучения в поперечном сечении пучка

$$Q(z) = 2\pi \int_0^{R_0} S(r, z) r dr, \quad (6)$$

что при учете (3) дает

$$A_{\omega F} = \sqrt{\frac{4Q^0}{\pi r_F^2} \left( \frac{\mu^0}{\varepsilon^0} \right)^{1/2}}, \quad (7)$$

где  $Q^0 = Q(z_0)$  – мощность исходного лазерного пучка.

При численном моделировании процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в условиях гибридной (лазер+ТИГ) сварки будем рассматривать два характерных варианта теплового состояния анода, а именно: 1) водоохлаждаемый анод с температурой поверхности  $T_s = 500$  К; 2) испаряющийся анод. В последнем случае примем, что в пределах зоны анодной привязки дуги температура поверхности анода  $T_s = T_s(r)$  изменяется по экспоненциальному закону [4] и достигает в центре этой области 3000 К. Как показано в работе [4], при температурах поверхности выше 2600 К диффузионное испарение материала анода в плазму столба дуги становится существенным. В случае испаряющегося анода дополним рассматриваемую модель уравнением конвективной диффузии ионизированного металлического пара [4], описывающим транспорт в дуговой плазме нейтральных атомов, одно- и двухзарядных ионов металла:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_m v) + \frac{\partial}{\partial z} (n_m u) = \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \left[ G_0 \frac{\partial \{n_m T_p\}}{\partial r} + \bar{G}_1 \frac{\partial \{K_1 n_m T_p\}}{\partial r} + \bar{G}_2 \frac{\partial \{K_2 n_m T_p\}}{\partial r} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \{b_1 K_1 + b_2 K_2\} n_m \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left( G_0 \frac{\partial [n_m T_p]}{\partial z} + \bar{G}_1 \frac{\partial [K_1 n_m T_p]}{\partial z} + \bar{G}_2 \frac{\partial [K_2 n_m T_p]}{\partial z} + \right. \\ & \quad \left. + \{b_1 K_1 + b_2 K_2\} n_m \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $n_m = n_{m0} + n_{m1} + n_{m2}$  – суммарная концентрация частиц металлического пара в дуговой плазме;  $\bar{G}_1 = G_1 - G_0$ ,  $\bar{G}_2 = G_2 - G_0$ ,  $K_1 = n_{m1}/n_m$ ,  $K_2 = n_{m2}/n_m$ ,  $G_z = \frac{D_z}{T_p} \left( 1 - n_{mz} \frac{M_m - \bar{M}_{mz}}{\rho} \right)$ ,  $\bar{M}_{mz} = \frac{\rho - M_m n_{mz}}{n_0 - n_{mz}}$ , где  $D_z$  – коэффициенты диффузии атомов ( $Z=0$ ), одно- ( $Z=1$ ) и двухзарядных ( $Z=2$ ) ионов металла в многокомпонентной плазме;  $M_m$  – масса атома металла;  $n_0$  – суммарная концентрация частиц в плазме столба дуги;  $b_z = \frac{eZ}{k_B} G_z$  – подвижности ионов ( $Z=1, 2$ ) металла в электрическом поле;  $\varphi$  – скалярный потенциал электрического поля в столбе дуги. Уравнение (8) описывает следующие виды переноса частиц металлического пара в дуговой плазме: конвективный перенос, концентра-

ционную диффузию, термодиффузию, а также дрейф ионов пара в электрическом поле.

При численной реализации модели процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда требуется задать термодинамические, транспортные и оптические свойства многокомпонентной дуговой плазмы в зависимости от температуры, состава плазмы и давления. Для изотермической аргоновой плазмы атмосферного давления использовались данные, приведенные в [5]. Термодинамические и транспортные свойства Ar-Fe плазмы различного состава определялись по методике, предложенной в работе [6]. Соответствующие зависимости потерь энергии на собственное излучение, коэффициента объемного поглощения и комплексной диэлектрической проницаемости многокомпонентной плазмы на частоте лазерного излучения вычислялись по методике, изложенной в [1].

### 1.2. Граничные условия

Граничные условия для вектора скорости потока плазмы  $\vec{V} = \{v, 0, u\}$ , ее температуры  $T_p$ , скалярного потенциала электрического поля  $\varphi$ , суммарной концентрации частиц металлического пара  $n_m$  и комплексной амплитуды поля лазерного пучка  $A_{\omega}$  сформулируем следующим образом. В начальном сечении расчетной области для плазмы столба дуги (плоскость  $z=0$ ) граничные условия для величин  $v$ ,  $u$ ,  $T_p$ ,  $n_m$  и  $\varphi$  зададим аналогично тому, как это сделано в работах [3, 4] для дуги с тугоплавким катодом, расположенным перпендикулярно поверхности анода. В частности, для компонент вектора скорости примем:

$$v|_{z=0} = 0; u|_{z=0} = u_0 \quad (9)$$

где величина  $u_0$  определяется расходом защитного газа и диаметром сопла для его подачи.

Для температуры и электрического потенциала в прикатодной зоне столба дуги зададим условия:

$$T_p|_{z=0} = T_c(r); \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = j_c(r), \quad (10)$$

где распределения температуры плазмы  $T_c(r)$  и плотности электрического тока вблизи катода  $j_c(r)$  выбираются согласно рекомендациям [7]. В зоне подачи защитного газа будем считать, что

$$T_p|_{z=0} = T_0; \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

где  $T_0$  – температура окружающей среды.

Учитывая направление движения защитного газа и плазмы в прикатодной зоне столба дуги, будем считать, что частицы испаренного металла анода не достигают плоскости  $z=0$  (см. рис. 1), т.е. на верхней границе расчетной области для дуговой плазмы примем

$$n_m|_{z=0} = 0. \quad (12)$$

Кроме того, учитывая сделанное ранее допущение о том, что взаимодействие лазерного пучка с дуговой плазмой начинается при  $z=z_0$ , в уравнении (1) при  $z < z_0$  положим  $S=0$ .

Для водоохлаждаемого (неиспаряющегося) анода на его поверхности (плоскость  $z=L$ ) задаются условия «прилипания», т.е. радиальная и аксиальная ком-

поненты скорости потока плазмы полагаются равными нулю. В случае испаряющегося анода на этой границе будем учитывать течение прианодной плазмы, возникающее вследствие испарения металла с поверхности анода. Результаты расчета, выполненного в [4], показывают, что, при  $T_s(0) = 3000$  К, аксиальная скорость движения прианодной плазмы, обусловленная испарением материала анода в диффузионном режиме, может достигать величины порядка 10 м/с. Это требует корректировки граничного условия для нормальной к поверхности анода компоненты вектора скорости плазмы на границе с анодной областью, которое в этом случае имеет вид [4]:

$$u|_{z=L} = \frac{M_m [Y_{m0z}(r, L) + Y_{m1z}(r, L) + Y_{m2z}(r, L)]}{\rho(r, L) - M_m [n_{m0}(r, L) + n_{m1}(r, L) + n_{m2}(r, L)]}. \quad (13)$$

Здесь  $Y_{mz_i}(r, L)$  – распределения аксиальных компонент плотностей диффузионных потоков атомов и ионов металла, находящихся в зарядовом состоянии  $Z$ .

На границе плазмы столба дуги с анодной областью, предполагаемой бесконечно тонкой [3], можно записать следующее условие энергетического баланса:

$$-\chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \Big|_{z=L} + j_a \frac{k_B}{e} \left( \frac{5}{2} - \delta \right) T_{pa} = \Delta\phi_a j_a + q_a - j_a \bar{\phi}, \quad (14)$$

где  $j_a = |j_z|_{z=L}$  – плотность электрического тока на аноде;  $T_{pa} = T_p|_{z=L}$  температура плазмы столба дуги на границе с анодной областью;  $\Delta\phi_a$  – разность потенциала дуговой плазмы на границе анодной области и потенциала поверхности анода;  $q_a$  – тепловой поток, вводимый дугой в анод;  $\bar{\phi}$  – работа выхода металла анода. С хорошим приближением электрический потенциал поверхности анода можно считать постоянным и равным нулю, тогда граничное условие для потенциала плазмы на границе столба дуги с анодной областью можно записать в виде [3]:

$$\phi|_{z=L} = \Delta\phi_a \quad (15)$$

Для вычисления величин  $\Delta\phi_a$  и  $q_a$ , входящих в (14), (15) воспользуемся моделью анодной области дуги, предложенной в [8]. Данная модель позволяет вычислять распределения теплового потока  $q_a$ , вводимого дугой в анод, и анодного падения потенциала  $U_a = -\Delta\phi_a$  в области анодной привязки дуги в зависимости от подлежащих определению распределений плотности тока на аноде  $j_a$ , температуры поверхности анода  $T_s$  и температуры плазмы вблизи анода  $T_{pa}$ .

На границе многокомпонентной плазмы столба дуги с анодным слоем (при  $z = L$ ) граничное условие для  $n_m = n_{m0} + n_{m1} + n_{m2}$  также может быть определено согласно модели анодной области дуги с испаряющимся анодом [8] в зависимости от локальных значений температуры прианодной плазмы и температуры поверхности анода, а также режима его испарения. Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением диффузионного режима испарения, с достаточной точностью можно считать, что локальные значения парциального давления атомов и ионов металлической компоненты плазмы  $p_m$  на указанной границе равны давлению насыщенного пара

металла анода при соответствующем значении температуры его поверхности  $T_s$ :

$$p_m|_{z=L} = p_0 \exp \left\{ \frac{\lambda_v}{k_B} \left[ \frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_s(r)} \right] \right\}, \quad (16)$$

где  $p_0$  – атмосферное давление;  $\lambda_v$  – энергия, затрачиваемая на переход одной частицы металла из жидкой фазы в паровую;  $T_B$  – температура кипения металла анода.

На оси симметрии системы ( $r = 0$ ) граничные условия для скорости, температуры, электрического потенциала плазмы и концентрации частиц пара, а также для комплексной амплитуды электрического поля лазерного пучка, предполагаемого гауссовым, задаются стандартным образом (см., например, [1, 3])

$$v|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial n_m}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \\ \frac{\partial A_\omega}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (17)$$

На внешней границе расчётной области для плазмы ( $r = R_p$ ) граничные условия для скорости и электрического потенциала запишем в виде [3]:

$$\frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0; \quad u|_{r=R_p} = 0; \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0. \quad (18)$$

Граничное условие для температуры и концентрации частиц металлического пара при  $r = R_p$  определим в зависимости от направления движения потока плазмы

$$T_p|_{r=R_p} = T_0; \quad n_m|_{r=R_p} = 0, \quad \text{при } v|_{r=R_p} \leq 0;$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = \frac{\partial n_m}{\partial r} \Big|_{r=R_p} = 0, \quad \text{при } v|_{r=R_p} > 0. \quad (19)$$

Наконец, предполагая, что поперечный размер лазерного пучка существенно меньше радиуса соответствующей расчетной области  $R_b$ , запишем:

$$A_\omega|_{r=R_b} = 0. \quad (20)$$

Система дифференциальных уравнений, описывающих перенос энергии, импульса, массы и заряда в многокомпонентной плазме столба дуги, находящейся под воздействием сфокусированного лазерного пучка, с приведенными выше граничными условиями решалась численно с использованием совместного лагранжево-эйлерового метода [9, 10], адаптированного к условиям сжимаемой среды. При решении параболического уравнения (2) для комплексной амплитуды поля лазерного пучка использовался метод, подробно описанный в [1].

## 2. Результаты моделирования

Численное моделирование характеристик плазмы столба и анодной области стационарной электрической дуги с вольфрамовым катодом и стальным анодом, на которую воздействует сфокусированный пучок излучения  $\text{CO}_2$ -лазера непрерывного действия, проводилось при следующих параметрах системы: длина межэлектродного промежутка  $L = 4$  мм; ток дуги  $I = 150$  А; защитный газ – Аг, давление – атмосферное; мощность исходного лазерного пучка  $Q_0$  варьировалась в диапа-

зоне 500...1500 Вт, радиус пучка в плоскости фокусировки ( $z = L$ )  $r_F = 0,2$  мм, расстояние от катода до плоскости, где начинается взаимодействие лазерного пучка с дуговой плазмой  $z_0$ , выбиралось равным 1 мм.

### 2.1. Дуговая плазма

Рассмотрим вначале влияние поглощения лазерного пучка дуговой плазмой на тепловые и электрические характеристики столба и анодной области рассматриваемой дуги. Под воздействием сфокусированного излучения  $CO_2$ -лазера в столбе аргоновой дуги с тугоплавким катодом возникает локализованная вблизи оси пучка высокотемпературная область (рис. 2), в которой максимальная температура плазмы увеличивается с ростом мощности лазерного излучения, при этом радиус указанной области составляет величину порядка 0,5 мм. Так, на оси столба дуги (при  $z = 2,5$  мм) температура плазмы в отсутствие лазерного воздействия составляет 20700 К, тогда, как при воздействии пучка мощностью  $Q^0 = 500$  и 1500 Вт увеличивается соответственно до 25100 и 32800 К.

Эффект локального лазерного нагрева дуговой плазмы проявляется вплоть до границы столба с анодной областью дуги, что приводит к заметному увеличению осевых значений температуры прианодной плазмы. Влияние нагрева дуговой плазмы лазерным пучком на распределение ее температуры вдоль оси столба дуги (оси пучка) показано на рис. 3. Отметим здесь, что температура поверхности анода (испарение его материала) мало сказывается на аксиальном и радиальном распределении температуры плазмы в столбе дуги, что соответствует выводам работы [4].

Изменение пространственного распределения температуры дуговой плазмы под воздействием сфокусированного лазерного излучения вызывает заметное перераспределение плотности электрического тока в разряде. На рис. 4 приведены распределения абсолютного значения аксиальной компоненты плотности тока вдоль оси столба дуги, на которую действует пучок излучения  $CO_2$ -лазера различной мощности (кривая 2 –  $Q^0 = 500$  Вт, кривая 3 –  $Q^0 = 1500$  Вт), в сравнении с соответствующим распределением плотности электрического тока в дуге при отсутствии лазерного воздействия (кривая 1).

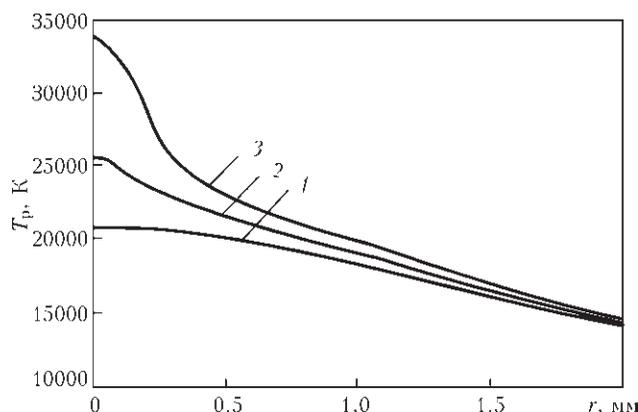


Рис. 2. Радиальные распределения температуры плазмы в поперечном сечении  $z = 2,5$  мм столба дуги при  $T_s = 500$  К: 1 –  $Q^0 = 0$ ; 2 – 500; 3 – 1500 Вт

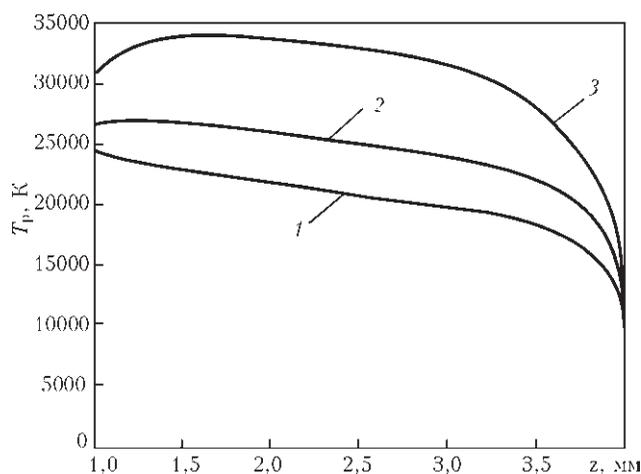


Рис. 3. Аксиальные распределения температуры плазмы на оси столба дуги при  $T_s = 500$  К: 1 –  $Q^0 = 0$ ; 2 – 500; 3 – 1500 Вт

Несмотря на то, что под воздействием лазерного излучения температура плазмы в осевой зоне столба дуги повышается почти на 10000 К, плотность электрического тока на оси дуги в начальных сечениях области лазерно-дугового взаимодействия ( $0 < z < 3$  мм) сохраняется практически такой же, как и для обычной дуги. Влияние лазерного нагрева плазмы на распределение плотности тока в столбе дуги начинает сказываться по мере приближения к аноду. В прианодной области величина  $|j_z(0, z)|$  для дуги, находящейся под воздействием лазерного излучения, существенно возрастает, причем максимальное значение плотности тока увеличивается с ростом мощности исходного пучка (см. рис. 4). В результате, при воздействии на 150-амперную дугу лазерного пучка мощностью 1500 Вт, плотность тока в центре области анодной привязки дуги может более чем в три раза превосходить соответствующее значение для обычной дуги при том же токе (рис. 5).

Тепловой поток  $q_a$ , вводимый дугой в анод, в существенной мере зависит от плотности тока на аноде [3], поэтому характер распределения  $q_a(r)$  (рис. 6) аналогичен распределению плотности тока (см. рис. 5). Так, при воздействии на 150-амперную дугу лазерным пучком мощностью 1500 Вт, осевое значение плотности теплового потока в анод возрастает почти в четыре раза. При увеличении температуры анода (учете испарения его материала) эффект контрагирования электри-

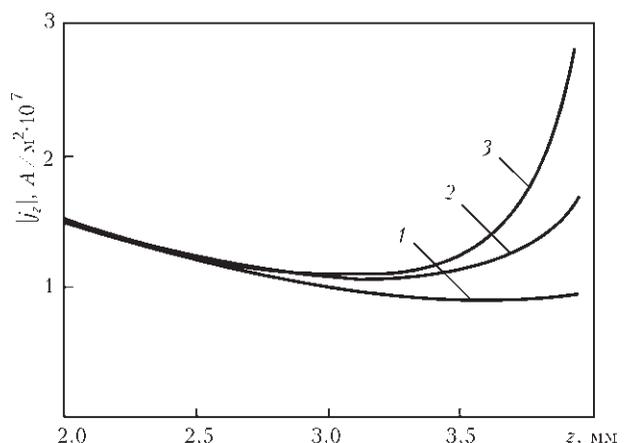


Рис. 4. Распределения абсолютного значения аксиальной компоненты плотности электрического тока вдоль оси дуги  $T_s = 500$  К

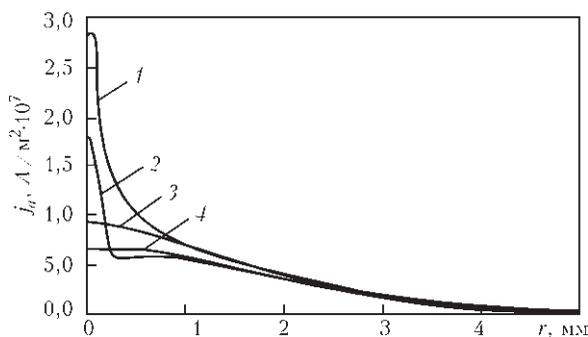


Рис. 5. Распределение плотности электрического тока на аноде: 1 –  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s = 500$  К; 2 –  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s(0) = 3000$  К; 3 –  $Q^0 = 0$ ,  $T_s = 500$  К; 4 –  $Q^0 = 0$ ,  $T_s(0) = 3000$  К

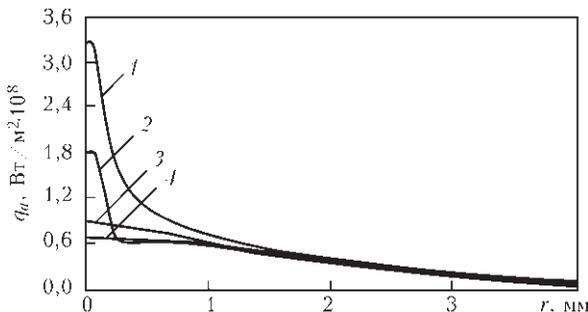


Рис. 6. Распределения теплового потока, вводимого дугой в анод, по его поверхности: 1 –  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s = 500$  К; 2 –  $Q^0 = 1500$  Вт,  $T_s(0) = 3000$  К; 3 –  $Q^0 = 0$ ,  $T_s = 500$  К; 4 –  $Q^0 = 0$ ,  $T_s(0) = 3000$  К

ческого тока и плотности теплового потока на аноде несколько ослабевает, однако остается значительным по сравнению с дугой, не подвергающейся воздействию лазерного излучения.

Для анализа эффекта контрагирования дуги вблизи анода рассмотрим распределение температуры прианодной плазмы (рис. 7) и падения потенциала электрического поля  $\Delta\phi_a$  в прианодном слое (рис. 8) при  $T_s = 500$  К для обычной дуги (кривые 2) и для дуги, находящейся под воздействием лазерного пучка мощностью  $Q^0 = 1500$  Вт (кривые 1).

Известно [3], что анодное падение напряжения  $U_a = -\Delta\phi_a$  является отрицательным, зависящим от плотности тока на аноде, температур анода и прианодной плазмы, причем таким образом, что величина  $\Delta\phi_a$  возрастает с увеличением температуры прианодной плазмы. При  $Q^0 = 1500$  Вт осевая температура плазмы на границе анодной области возрастает почти на 1200 К по сравнению с обычной дугой (см. рис. 7). Это обуславливает увеличение осевых значений потенциала плазмы на указанной границе и появление в распределении  $\Delta\phi_a(r)$  ярко выраженного максимума вблизи оси

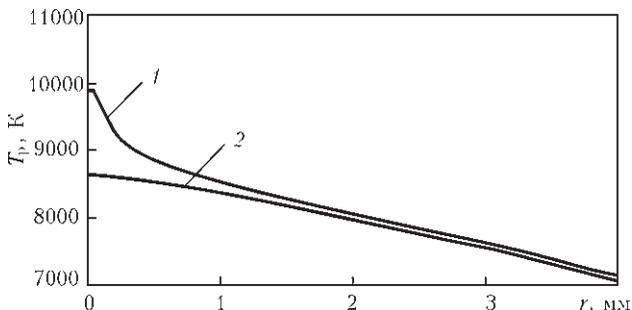


Рис. 7. Радиальное распределение температуры плазмы на границе анодного слоя

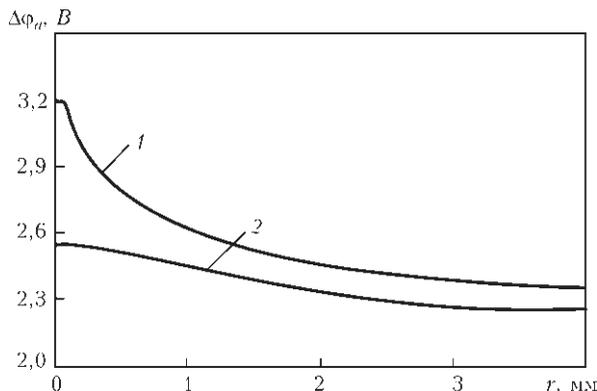


Рис. 8. Распределения падения потенциала между границей анодной области и поверхностью анода при  $T_s = 500$  К

дуги (кривая 1 на рис. 8). Резкое изменение  $\Delta\phi_a$  вдоль поверхности анода приводит к деформации линий равного потенциала в приосевой зоне прианодной плазмы, вследствие чего появляется значительная радиальная компонента вектора напряженности электрического поля и, соответственно, увеличивается радиальная компонента плотности тока. Наряду с возрастанием температуры (электропроводности плазмы), а также аксиальной компоненты напряженности электрического поля в указанной зоне, это приводит к существенному контрагированию электрического тока в области анодной привязки дуги, находящейся под воздействием лазерного излучения (см. рис. 5), по сравнению с обычной дугой. Описанные особенности влияния радиального распределения потенциала на распределение электрического тока в плазме вблизи анода показаны на рис. 9, 10, где представлены эквипотенциальные линии и векторные поля плотности тока в прианодной плазме для обычной дуги и для дуги, взаимодействующей с лазерным излучением. Отметим, что в случае испаряющегося анода ( $T_s(0) = 3000$  К) температура плазмы на границе с анодной областью дуги уменьшается, по сравнению со случаем водоохлаждаемого анода, как при наличии, так и при отсутствии лазерного излучения. Вследствие этого эффект контрагирования тока дуги под воздействием лазерного излучения становится менее заметным (см. рис. 5).

### 2.2. Лазерный пучок

Рассмотрим влияние дуговой плазмы на взаимодействующий с ней лазерный пучок. Пусть  $\zeta(z) = Q(z)/Q^0$  – коэффициент ослабления пучка за счет его поглощения в дуговой плазме, где  $Q(z)$  – мощность лазерного пучка в сечении дуги с аксиальной координатой  $z$ , вычисляемая по формуле (6). Вследствие поглощения пучка дуговой плазмой до поверхности анода доходит около 74 % мощности лазерного излучения (рис. 11), причем, для выбранных параметров пучка и дуги эта величина слабо зависит от мощности исходного пучка и температуры поверхности анода.

Зная мощность излучения, дошедшую до анода  $Q(L)$ , и коэффициент поглощения  $\Gamma$  лазерного излучения его поверхностью, можно оценить мощность, вкладываемую в анод лазерным пучком  $Q_b = \Gamma Q(L)$ . Полагая, что анод изготовлен из низкоуглеродистой стали, и выбирая  $\Gamma = 0,1$  [11], получим  $Q_b = 110$  Вт при  $Q^0 = 1500$  Вт.

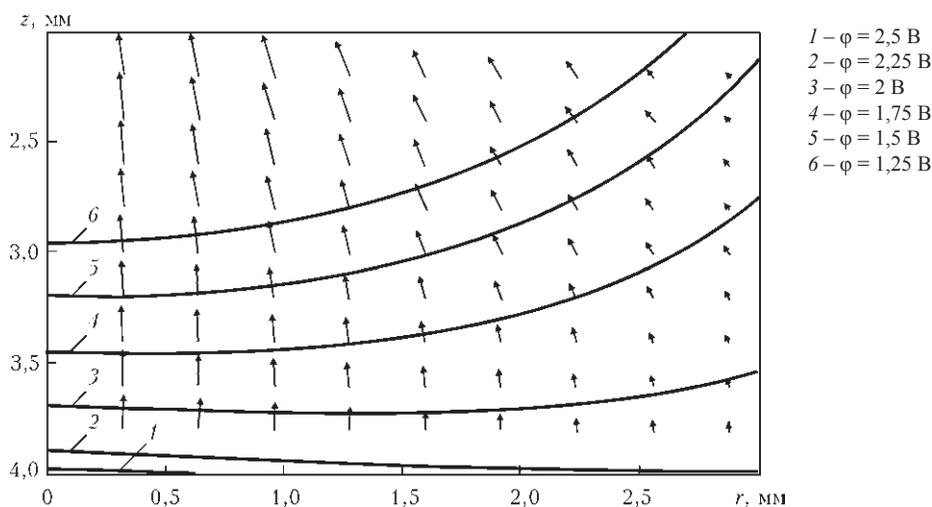


Рис. 9. Линии равного потенциала и векторное поле плотностей электрического тока в прианодной области обычной дуги

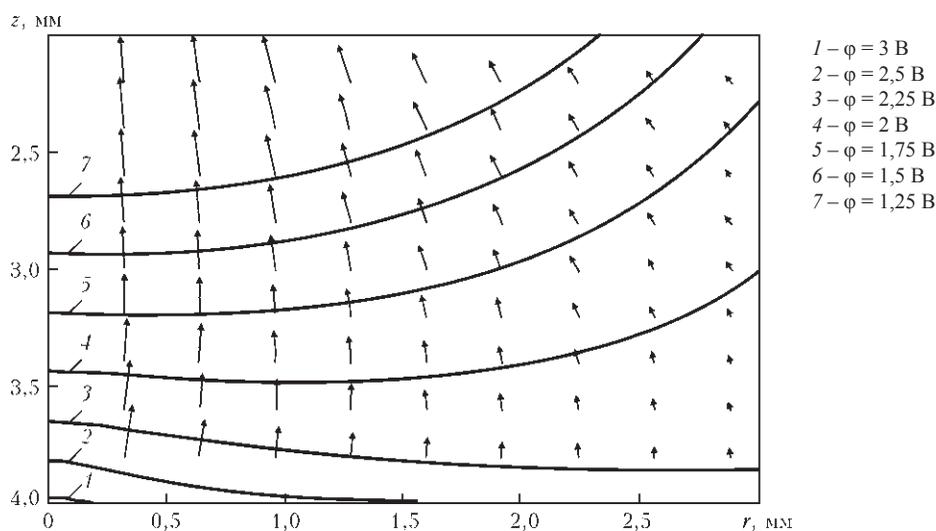


Рис. 10. Линии равного потенциала и векторное поле плотностей электрического тока в прианодной области дуги, на которую воздействует лазерный пучок мощностью 1,5 кВт

Отметим здесь, что в случае плавления и интенсивного лазерного испарения металла анода возможно образование парогазового канала, который может поглощать практически всю мощность лазерного излучения, доходящую до анода. При этом, мощность, вкладываемая в анод лазерным пучком при  $Q^0 = 1500$  Вт может достигать значения  $Q_b = 1105$  Вт и быть соизмеримой с мощностью, сообщаемой аноду дугой.

Распределение интенсивности излучения вдоль оси сфокусированного лазерного пучка, взаимодействующего с дуговой плазмой, в сравнении с соответствующим распределением для исходного пучка приведено на рис. 12. В отличие от лазерного пучка, распространяющегося в вакууме, при распространении в дуговой плазме интенсивность лазерного излучения на оси пучка снижается по мере приближении к поверхности анода.

Как следует из расчетных зависимостей, приведенных на этих рисунках, взаимодействие сфокусированного лазерного пучка с дуговой плазмой в рассматриваемых условиях сводится, в основном, к поглощению энергии пучка плазмой, при этом роль его рефракции в дуговой плазме оказывается незначительной. Об этом свидетельствует также приведенная на рис. 13 зависи-

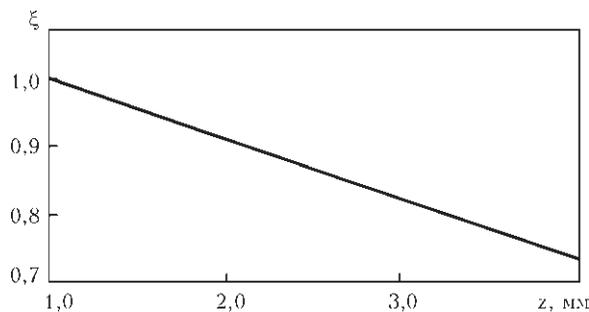


Рис. 11. Изменение коэффициента ослабления пучка в дуговой плазме по длине дуги

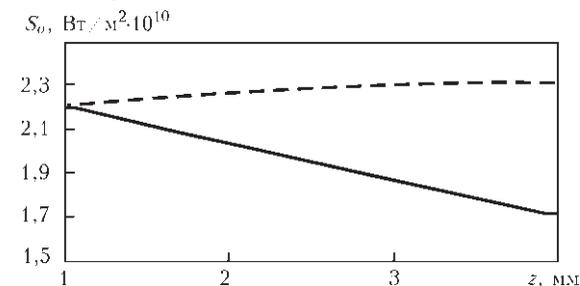


Рис. 12. Распределение интенсивности излучения на оси сфокусированного лазерного пучка мощностью 1500 Вт, распространяющегося в дуговой плазме (сплошная кривая) и для исходного пучка (штриховая кривая)

мость эффективного радиуса пучка  $r_b(z)$ , определяемого как расстояние от его оси, на котором интенсивность излучения составляет 1 % от соответствующего значения  $S_0 = S(0, z)$ . Эффективный радиус пучка, взаимодействующего с плазмой, практически не отличается от радиуса исходного пучка в соответствующем сечении и для рассматриваемых в данной работе условий не зависит от его мощности.

**Обсуждение и выводы**

Прогнозируемый математическим моделированием эффект контрагирования электрического тока и теплового потока, возникающий вблизи поверхности анода при воздействии на стационарную аргоновую дугу с тугоплавким катодом сфокусированным пучком излучения CO<sub>2</sub>-лазера непрерывного действия, может иметь важные технологические последствия. Так, например, при воздействии на 150-амперную дугу лазерным пучком мощностью 1500 Вт, осевые значения плотности тока и плотности теплового потока в анод возрастают почти в четыре раза. Таким образом, лазерное воздействие на дугу с тугоплавким катодом делает ее более высококонцентрированным источником теплового и динамического воздействия на металл. Расчеты показывают, что дополнительный лазерный нагрев дуговой плазмы вызывает также заметное повышение полной мощности  $Q_a = 2\pi \int_0^{r_p} q_a r dr$ , вкладываемой дугой в анод (табл.). Причем, с увеличением мощности лазерного излучения тепловой поток, вносимый дугой в анод, возрастает, как для водоохлаждаемого, так и для испаряющегося анода.

Рассмотрим теперь механизм синергетического эффекта при объединении лазерного и дугового источников тепла, который выражается в нарушении аддитивности теплового воздействия лазерного пучка и дуговой плазмы на свариваемый металл, вследствие чего энергия, используемая на плавление металла при

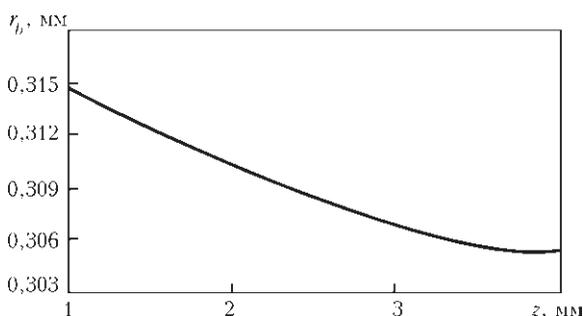


Рис. 13. Распределение эффективного радиуса лазерного пучка по его длине

Табл. Тепловой поток в анод от дуги в зависимости от мощности лазерного излучения и теплового состояния анода.

$T_s(0), K$	$Q^0, Вт$	$Q_a, Вт$
500	0	1431,8
500	500	1494,0
500	1500	1564,4
3000	0	1478,6
3000	500	1526,1
3000	1500	1579,7

гибридной сварке, может более чем в два раза превышать сумму соответствующих энергий при сварке каждым отдельно взятым источником тепла. Как известно, в осесимметричном электромагнитном поле движение расплава под воздействием силы Лоренца возбуждается ее вихревой составляющей  $\vec{F}_{rot}$ , имеющей центростремительное направление. Величина этой силы максимальна на поверхности сварочной ванны и убывает при растекании тока в ее объеме. Возникающий при этом перепад давлений вызывает нисходящее течение расплава, переносящее перегретый металл от поверхности ванны к фронту плавления. При интенсивном течении расплава в направлении к донной части ванны повышается эффективность усвоения (использования на плавление металла) тепловой мощности, вводимой в анод и, соответственно этому, увеличивается объем расплавленного металла. Приблизительно оценим влияние лазерного воздействия на распределение вихревой составляющей электромагнитной силы на поверхности анода, полагая последнюю недеформируемой. Контрагирование дуги, которое выражается в существенном повышении плотности электрического тока на поверхности анода вблизи центра области анодной привязки (см. рис. 5), приводит к резкому увеличению центростремительной составляющей силы Лоренца в указанной зоне (рис. 14). Причем, динамический эффект, обусловленный контрагированием тока дуги на поверхности анода, будет тем выше, чем больше мощность лазерного излучения.

Приведенные приближенные оценки силы Лоренца в свариваемом металле при взаимодействии лазерного излучения и сварочной дуги с неплавящимся электродом, требуют проведения дальнейших исследований, направленных, прежде всего, на изучение тепловых, электрических и газо(гидро)динамических процессов в дуговой плазме и в расплавленном металле с учетом деформации поверхности сварочной ванны.

Выполненный в настоящей работе численный анализ процессов взаимодействия сфокусированного пучка излучения CO<sub>2</sub>-лазера непрерывного действия с плазмой стационарной аргоновой дуги с тугоплавким катодом позволяет сделать следующие выводы:

1. В результате дополнительного, локального нагрева дуговой плазмы сфокусированным лазерным пучком в столбе дуги возникает локализованная вблизи оси пучка высокотемпературная область, максимальная температура плазмы в которой увеличивается с ро-

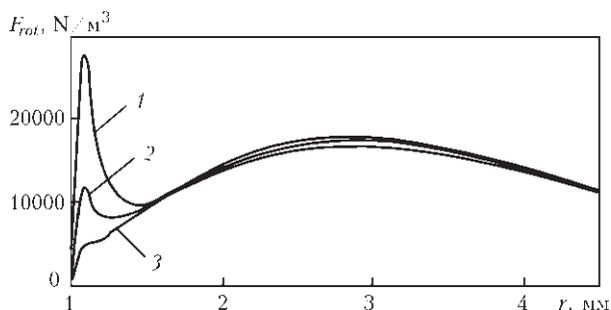


Рис. 14. Распределение вихревой составляющей силы Лоренца на поверхности анода при  $T_{s0} = 500 K$  (1 -  $Q^0 = 1500 Вт$ , 2 -  $Q^0 = 500 Вт$ , 3 - обычная дуга)

стом мощности лазерного излучения. Следует ожидать, что возникновение такой, жестко связанной с осью лазерного пучка, высокотемпературной области дуговой плазмы, обладающей высокой проводимостью, будет повышать пространственную стабильность дуги в условиях гибридного процесса (лазер+ТИГ), что особенно важно при больших скоростях сварки.

2. Перераспределение электрического потенциала в дуговой плазме, происходящее за счет изменения пространственного распределения ее температуры под воздействием лазерного пучка, приводит к существенному повышению плотности тока в прианодной плазме и плотности теплового потока, вводимого дугой в анод, делая такую дугу более высококонцентрированным источником теплового воздействия на металл. Полная мощность, вкладываемая дугой в свариваемый металл при гибридной сварке (лазер+ТИГ), превышает мощность, вкладываемую дугой в условиях обычной сварки неплавящимся электродом. Эффект контрагирования тока в центре анодного пятна, прогнозируемый вычислительным экспериментом, вызывает существенное увеличение силы Лоренца, транспортирующей перегретый металл из центра области анодной привязки дуги ко дну сварочной ванны, что должно приводить к увеличению доли мощности дуги, расходуемой на плавление металла.

3. Взаимодействие сфокусированного пучка излучения CO<sub>2</sub>-лазера с плазмой аргоновой дуги с тугоплавким катодом приводит к некоторому уменьшению мощности излучения, доходящей до поверхности анода, в результате частичного поглощения лазерного излучения в плазме столба дуги. При этом рефракция пучка в неоднородной дуговой плазме оказывается малосущественной. Мощность, вкладываемая лазерным пучком в свариваемый металл при гибридной сварке (лазер+ТИГ), может быть как больше, так и меньше мощности, вводимой в металл при лазерной сварке - в зависимости от формирования в сварочной ванне парогазового канала, более эффективно поглощающего лазерное излучение по сравнению с плоской поверхностью расплава.

Данная работа выполнена в рамках совместного проекта RE-2755/20-1 «Самосогласованное моделирование гибридной (лазер-ТИГ) и (лазер-плазма) сварки в теплопроводностном режиме проплавления», финансируемого Немецким Исследовательским Обществом (DFG). Авторы выражают свою благодарность DFG за финансирование этих исследований.

1. *Seyffarth P., Krivtsun I. V.* Laser-arc processes and their applications in welding and material treatment // *Welding and Allied Processes*. – London: Taylor and Francis Books, 2002. Vol. 1. – 200 p.
2. *Dilthey U.* Laser Arc Hybrid Welding – an Overview // *Arc Welding Processes and Production Systems, IIW Copenhagen 2002*, pp. 243 – 248, IIW Doc. XII-1710-02.
3. *Крикент И. В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф.* Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом // *Автоматическая сварка*. – 2012. – № 3. – С. 7–11.
4. *Крикент И. В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф.* Моделирование электрической дуги с тугоплавким катодом и испаряющимся анодом // *Автоматическая сварка*. – 2014. – № 9. – С. 19–26.1
5. *Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E.* Thermal plasmas: Fundamentals and applications. – New York and London: Plenum Press, 1997. – Vol. 1. – 454 p.
6. *On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas / I. V. Krivtsun, P. Porytsky, V. Demchenko et al.* // *European Physical Journal D*. – 2010. – 57. – P. 77–85.
7. *Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling / J. Wendelstorf, G. Simon, I. Decker, et al.* // *Proc. of the 12th Int. Conf on Gas Discharges and their Applications, Germany, Greifswald, 1997*. – Vol. 1. – P. 62–65.
8. *Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В.* Модель процессов тепло-, массо-, и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // *Автоматическая сварка*. – 2010. – № 6. – С. 3–11.
9. *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.
10. *Демченко В. Ф., Лесной А. Б.* Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // *Доповіді НАНУ*. – 2000. – № 11. – С. 71–75.
11. *Gladush Gennady G., Smurov Igor.* Physics of Laser Materials Processing: Theory and Experiment. – Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. – 534 p.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ ТРЕНИЯ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

*А. Л. Майстренко<sup>1</sup>, В. М. Нестеренков<sup>2</sup>, В. А. Дутка<sup>1</sup>, В. А. Лукаш<sup>1</sup>,  
С. Д. Заболотный<sup>1</sup>, В. Н. Ткач<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Ин-т сверхтвердых материалов им. В.Н. Бакуля НАН Украины, Киев*

<sup>2</sup> *ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, Киев*

Разработана компьютерная модель температурного поля в инструменте и деталях в процессе их сварки трением с перемешиванием. Моделирование температурного поля выполнено для обеих последовательных стадий процесса сварки: погружения штыря рабочего элемента инструмента в детали (1-я стадия) и поступательного движения погруженного штыря в детали (2-я стадия). Математическая модель представляет собой нелинейное уравнение нестационарной теплопроводности, в котором на 2-й стадии сварки учитывается поступательное движение штыря. Тепловые источники, возникающие в процессе сварки, описываются двумя составляющими: первая учитывает мощность источников тепла, обусловленных трением на поверхностях контакта инструмента с деталями, вторая – тепловыделение, вызванное механическим деформированием материала деталей. Выполнены математическое моделирование и экспериментальное исследование температурного поля в инструменте из кубического нитрида бора (кубонита) и твердого сплава, а также в медных деталях в процессе сварки трением. На основе согласования численных и экспериментальных результатов установлена адекватность разработанной модели. Показано, что использование сверхтвердых материалов (кубонита и твердого сплава) для изготовления рабочих элементов инструмента дает возможность обеспечить термомеханическую стойкость инструмента в процессе сварки. Показана также возможность повышения прочности сварных соединений деталей из магниевого сплава МЛ10 в результате применения трения с перемешиванием для модифицирования структуры поверхностных слоев свариваемых поверхностей деталей с их последующей электронно-лучевой сваркой. Библиогр. 27, табл. 1, рис. 14.

С момента запатентования [1] способ сварки трением с перемешиванием (СТП) стал широко использоваться в разных областях промышленности для соединения сплавов, плохо свариваемых традиционными способами (алюминиевые сплавы, содержащие цинк, медь, литейные сплавы магния); металлов и сплавов, не образующих эвтектик и твердых растворов, а также вследствие его преимуществ в сравнении с другими способами соединения деталей путем сварки [2, 3]. Процесс СТП осуществляется при температуре, которая значительно ниже температуры плавления ( $0,4 \dots 0,5 T_{пл}$ ); в результате существенно снижаются остаточные напряжения и температурные деформации; измельчается микроструктура зоны соединения, что положительно влияет на обеспечение прочности материала деталей в зоне их соединения. СТП в основном используется для соединения листовых деталей вдоль линии их контакта или наваривания одной листовой детали на другую [3, 4]. Распространение этого способа и его совершенствование происходит еще и потому, что возникает необходимость соединения деталей из разнородных материалов, а также материалов, имеющих высокие твердость и температуру плавления. Для сварки таких материалов необходима разработка инструмента более совершенной конструкции [5, 6] и использование для изготовления его рабочих элементов материалов с повышенной термомеханической и химической стойкостью [7, 8]. Для выбора оптимальных конструкций инструмента, рациональных режимов сварки и получения качественного соединения деталей в результате СТП целесообразно математическое моделирование

и экспериментальное исследование теплового состояния инструмента и деталей в процессе сварки [9, 10]. При этом математическое моделирование в сочетании с другими видами исследований позволяет воссоздать наиболее полную картину физико-механических процессов, протекающих при СТП.

**Математическая модель температурного поля в процессе СТП.** Данная работа посвящена численному моделированию температурного поля в процессе наваривания медных пластин на металлическую основу способом СТП с использованием термостойких инструментов из кубонита и твердого сплава. Весь процесс СТП условно можно разделить на две основные стадии: на 1-й штырь рабочего элемента, вращающийся с большой скоростью вокруг своей оси, постепенно полностью погружается в свариваемые детали, на 2-й стадии штырь, погруженный в детали, продолжает вращаться вокруг своей оси и поступательно движется параллельно к верхним поверхностям деталей в определенном согласно технологическим условиям направлении до завершения процесса сварки.

В процессе СТП наблюдается ряд физико-механических процессов. На 1-й стадии в начале контакта штыря с поверхностью детали происходит трение в зоне контакта. Вследствие вращения штыря и действия силы трения элементы поверхности штыря увлекают за собой частички материала детали. В результате она деформируется в виде перемешивания материала в той части ее объема, которая находится вблизи зоны контакта штыря с деталью. Кроме того, погружение штыря в деталь приводит также к ее деформированию. Оба

описанных явления деформирования детали происходят одновременно, что приводит к вязкопластическому течению материала деталей относительно поверхности рабочего элемента. На 2-й стадии, когда погруженный в деталь штырь движется параллельно ее поверхности, процесс трения также происходит по поверхности контакта буртика с деталью. Перемешивание материала деталей происходит в ее объеме вблизи поверхности контакта как штыря с деталью, так и буртика с деталью.

На обеих стадиях в результате трения в зоне объема деталей, находящихся вблизи поверхностей штыря и буртика (зоне термомеханического влияния), существенно повышается температура. Действие сил трения вызывает деформирование материала деталей в этой зоне и его вязкопластическое течение, возникают большие механические деформации. Действие сил трения и деформирование деталей приводит к интенсивному выделению тепла и повышению температуры рабочего элемента и деталей, что является причиной изменения физико-механических свойств последних, и в свою очередь влияет на процессы деформирования, тепловыделения и теплопередачи. Таким образом, процессы трения, деформирования, вязкого течения материала деталей и теплопроводности при СТП являются взаимосвязанными. Поэтому в строгой постановке при математическом моделировании температурного поля в процессе СТП необходимо рассматривать связанные между собой задачу теплопроводности и задачи вязкого течения и деформирования. Однако для оперативного создания компьютерной программы можно рассматривать лишь задачу теплопроводности, учитывая действие тепловых источников, обусловленных действием сил трения и вязкопластическим деформированием, а также вращение штыря вокруг своей оси и его поступательное движение с буртиком относительно детали.

Из результатов экспериментальных и теоретических исследований [11–13] известно, что картины распределения температуры и механических нагрузок не являются симметричными относительно плоскости *ABCD* (рис. 1), которая проходит через ось вращения штыря параллельно направлению сварки. Однако учитывая, что линейная скорость вращения штыря на 2...3 порядка больше его поступательной скорости, для

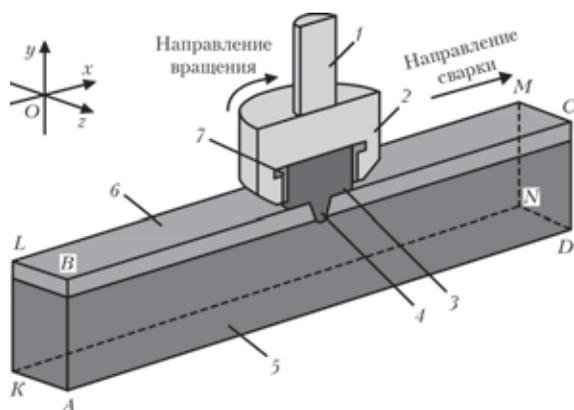


Рис. 1. Расчетная область (продольное сечение плоскостью *ABCD*): 1 — стальной вал привода; 2 — стальная державка; 3, 4 — буртик и штырь рабочего элемента; 5, 6 — свариваемые детали; 7 — твердосплавная обойма

упрощения постановки задачи и уменьшения времени вычислений можно принять, что температурное поле в штыре с буртиком симметрично относительно указанной плоскости.

Для математического моделирования температурного поля в процессе СТП используем уравнение переноса тепла

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \text{grad} T \right) = \text{div}(\lambda \text{grad} T), \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\lambda$  — соответственно плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности материала;  $\vec{v}$  — вектор скорости;  $T$  — температура;  $t$  — время.

Как отмечено в работах [10, 14], в процессе СТП тепловыделение, полученное в результате деформирования материала деталей, составляет 4,4 % общего количества тепловыделений. С учетом этого, а также принимая во внимание близость зоны деформирования деталей к поверхности штыря с буртиком, действие тепловых источников, обусловленных трением и деформированием, аналогично [10, 15, 16] задавали в виде действия общего источника на поверхности контакта штыря и буртика с деталью:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = [\beta \mu p_n + (1 - \beta) \eta \tau] \omega R, \quad (2)$$

где  $p_n$  — нормальные усилия в точке контакта;  $\omega$  — угловая скорость в точках поверхности контакта;  $\mu$  — коэффициент трения;  $R$  — расстояние рассматриваемой точки контакта от оси вращения штыря;  $\tau$  — предел текучести материала;  $\eta$  — коэффициент механической эффективности (механический КПД); коэффициент  $\beta$  определяется по формуле

$$\beta = 1 - \exp\left(-\frac{\omega R}{\beta_0 \omega_0 R_0}\right), \quad (3)$$

а его значения находятся в пределах от 0 до 1. Коэффициент трения  $\mu$  вычисляем по формуле

$$\mu = \mu_0 \exp(-\lambda_0 \beta \omega R), \quad (4)$$

где  $R_0$  — радиус буртика;  $\omega_0$  — характерная величина угловой скорости;  $\mu_0$  — постоянное значение коэффициента трения;  $\beta_0$  — постоянный коэффициент со значением на отрезке [0; 1]; постоянная  $\lambda_0$  равна 1 с/м. На плоскости *ABCD* (см. рис. 1) тепловые потоки отсутствуют

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = 0. \quad (5)$$

На поверхностях буртика и деталей, которые контактируют с внешней средой температуры  $T_c$ , задаются условия конвективного теплообмена

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha(T - T_c) \quad (6)$$

с соответствующим значением коэффициента конвективного теплообмена  $\alpha$ . Кроме того, на поверхностях деталей и буртика, расположенных вблизи зон с высокой температурой, задаются условия излучения тепла согласно закону Стефана–Больцмана

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \varepsilon \sigma_0 (T^4 - T_c^4), \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  — степень черноты поверхности;  $\sigma_0$  — постоянная Стефана–Больцмана.

Учитывая поступательное движение со скоростью  $\vec{v}$  деталей относительно штыря с буртиком, на торцах *AKLB* и *DNMC* расчетной области (см. рис. 1) задается условие переноса тепловой энергии через указанные поверхности

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = c_p \rho v_n (T - T_0), \quad (8)$$

где  $v_n$  — проекция вектора скорости  $\vec{v}$  на нормаль к поверхности. В начальный момент времени температура расчетной области равна комнатной.

Как видно из уравнения (1), в математической постановке задачи теплопроводности учитывается массоперенос. Однако вследствие того, что скорость вращения штыря с буртиком (равная  $\omega R \approx 0,1 \dots 1,0$  м/с) значительно больше их поступательной скорости  $v_{cb}$  вдоль линии сварки ( $v_{cb} = 0,002 \dots 0,004$  м/с), учет этих движений в модели учитывается таким образом. При вращении с большой скоростью вокруг своей оси штыря с буртиком температурное поле в штыре и буртике является практически осесимметричным. Поэтому в уравнении теплопроводности (1) учитывается лишь поступательная скорость движения детали относительно штыря с буртиком, т. е.  $\vec{v} = (-v_{cb}, 0, 0)$ .

Учет вращения штыря с буртиком реализуется в математической модели путем усреднения температуры вдоль каждой линии  $L_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) вращения точек поверхности штыря и буртика, где  $N$  — количество линий вращения. В компьютерной реализации это осуществляется так. После каждого шага по времени вдоль каждой линии вращения вычисляется среднее значение температуры  $T_i$  с помощью соответствующих криволинейных интегралов первого рода:

$$T_i = \frac{1}{L_i} \int_{L_i} T(x, y, z, t) dL, \quad (L_i = \int dL), \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (9)$$

После этого в каждой из узловых точек  $T_{i,k}$ , лежащих на этой линии вращения, принимается температура, равная  $T_i$

$$T_{i,k} = T_i, \quad k = 1, 2, \dots, K_i, \quad (10)$$

где  $K_i$  — количество точек разбиения  $i$ -й линии. На поверхностях контакта детали с массивными телами (подставками) и буртика (с соединительными элементами привода) задаются граничные условия теплообмена путем введения эффективного коэффициента теплообмена  $\alpha_{эф}$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_{эф} (T - T_c). \quad (11)$$

Величина  $\alpha_{эф}$  определяется на основе уравнения баланса тепла с учетом температурной зависимости теплофизических свойств и геометрических параметров контактирующих тел.

Для решения задачи теплопроводности (1)–(11) используем метод конечных элементов совместно с методом Бубнова–Галеркина и конечно-разностной схемой

Кранка–Николсона по времени. Вычисления выполнены с помощью модернизированной версии пакета программ [17] в среде Visual Fortran 6.5 по моделированию трехмерного температурного поля, в которой учитывали поступательное движение инструмента (второй член в левой части уравнения (1)), а также вращение штыря с буртиком (формулы (9), (10)).

Расчетную область (см. рис. 1) выбирали на основании размеров свариваемых деталей и указанных выше условий симметрии задачи. Плоскость *ABCD* — плоскость симметрии. Все части расчетной области в компьютерной реализации являются неподвижными. Однако движение тех частей, которые двигаются в процессе СТП, моделируется с помощью соответствующих разработанных алгоритмов, описанных ниже.

**Моделирование тепловых источников на 1-й стадии СТП.** На стадии погружения штыря в свариваемые детали моделирование действия тепловых источников выполнено таким образом. Полагаем, что во время реального погружения в детали штырь движется равномерно вниз. При этом в каждый момент времени на поверхности погруженной части штыря действуют тепловые источники. При компьютерном моделировании рассматриваем штырь, полностью погруженный в деталь (рис. 2), тепловые источники действуют лишь на поверхности погруженной части 2 штыря в текущий момент времени. Увеличение погруженной части штыря 2 моделируем дискретно с помощью величины шага по времени и шага конечноэлементной разбивки поверхности *EFG* контакта штыря 2 с деталью. В каждый момент времени в зависимости от погружения штыря вычисляем площадь вертикальной проекции погруженной части штыря 2 на плоскость *xOz* (см. рис. 1) и рассчитываем нормальное усилие на каждый элемент поверхности контакта штыря с деталями.

По мере погружения штыря область действия тепловых источников на поверхности контакта штыря с деталями распространяется вверх в направлении буртика, как изображено на рис. 2. Эта стадия завершается в момент полного погружения штыря в деталь.

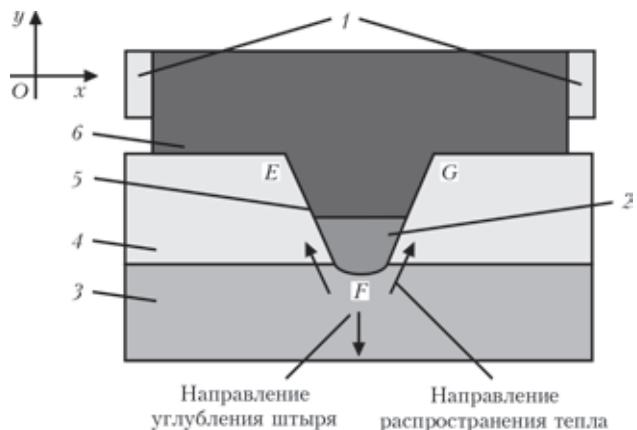


Рис. 2. Фрагмент расчетной области для моделирования тепловых источников на стадии погружения штыря в деталь: 1 — твердосплавная обойма; 2 — часть объема штыря, погруженная в деталь в определенный момент времени; 3, 4 — свариваемые детали; 5, 6 — соответственно штырь и буртик рабочего элемента

**Моделирование температурного поля на 2-й стадии СТП.** На этой стадии СТП происходит поступательное движение штыря с буртиком относительно свариваемых деталей. Для реализации такого относительного движения моделируем движение точек деталей со скоростью  $\vec{v} = (-v_{св}, 0, 0)$ , т. е. движение в отрицательном направлении оси  $Ox$  (см. рис. 1). В этом случае граничное условие (2) реализуется с учетом всей поверхности контакта штыря и буртика с деталью. Как и на стадии погружения штыря, контролируется температура в детали, которая не может превышать температуру ее плавления  $T_{пл}$ . Реализуются условие (8), а также условия осесимметричности температурного поля в штыре и буртике (9), (10). Остальные граничные условия, приведенные в постановке задачи, реализуются на обеих стадиях процесса СТП.

**Результаты численных и экспериментальных исследований СТП.** Разработанное компьютерное обеспечение было использовано для моделирования температурного поля в процессе СТП медных деталей: верхнюю деталь 6 наваривают на нижнюю 5 (см. рис. 1). Исследуемые свариваемые детали были изготовлены из меди; штырь с буртиком — из кубонита; обойма — из твердого сплава ВК8; державка и вал от привода — из стали 40. При расчетах использовали размеры элементов расчетной области: радиус основания штыря составлял 0,0045 м, высота — 0,0065 м; радиус нижней части буртика — 0,0125 м, размеры остальных элементов пропорциональны, указанным на рис. 3. Размеры деталей: толщина верхней (навариваемой) детали составляет 0,005 м, толщина нижней детали — 0,027 м, длина деталей — 0,1 м, ширина — 0,05 м. Поскольку в компьютерной модели все части расчетной пространственной схемы являются неподвижными, то для исследования температурного режима деталей, расчетную область для детали выбрали вдвое длиннее (вдвое больше в направлении оси  $Ox$ ). Скорость вращения штыря  $n_{об} = 1180$  об/мин, средняя скорость сварки  $v_{св} = 0,563$  мм/с. Теплофизические свойства меди, кубонита, твердого сплава и стали 40 выбраны из работ [18–21]. Информацию о температурной зависимости предела текучести меди (рис. 4) взято из [22, 23]. Значение постоянных параметров следующие:  $\mu_0 = 0,4$ ,  $\beta_0 = 0,4$  и  $\lambda_0 = 1$  с/м — принято ана-

логично [10];  $\omega_0 = 2\pi n_{об}$ ,  $R_0 = 0,0125$  м. Коэффициент конвективного теплообмена  $\alpha$  на верхней поверхности верхней детали и боковых поверхностях обеих деталей был выбран равным 20 Вт/(м<sup>2</sup>·град) по методике [24]. На боковой поверхности стальной державки, на внешних поверхностях буртика и твердосплавной обоймы задавали граничные условия конвективного ( $\alpha = 30$  Вт/(м<sup>2</sup>·град) и лучистого ( $\epsilon = 0,6$ ) теплообменов с внешней средой при комнатной температуре. На нижней поверхности нижней детали, верхней поверхности стальной державки, внешней поверхности стержня привода, где есть контакт указанных элементов с массивными телами, задавали граничные условия теплообмена с эффективным коэффициентом теплообмена  $\alpha_{эф}$ , который меняется в зависимости от температуры в пределах 60...80 Вт/(м<sup>2</sup>·град).

Очевидно, что температурное поле в зоне сварки существенно зависит от технологического режима процесса СТП, в частности механических усилий, действующих на штырь с буртиком со стороны привода. Для определения мощности тепловых источников необходимо знать механические напряжения на поверхностях штыря и буртика. В компьютерной модели эти напряжения определяются по механическим усилиям, действующим на штырь с буртиком в процессе СТП. Проведен эксперимент по измерению этих усилий, а также температуры в отдельных точках верхней детали. Как видно из рис. 5, 1-я стадия (погружение штыря) заканчивается в момент 124 с: до этого времени штырь полностью погружается в верхнюю деталь; на штырь действует лишь вертикальное усилие, которое посте-

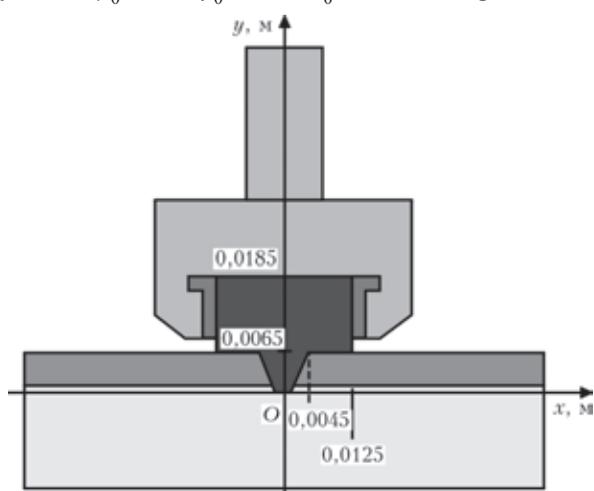


Рис. 3. Размеры элементов расчетной области

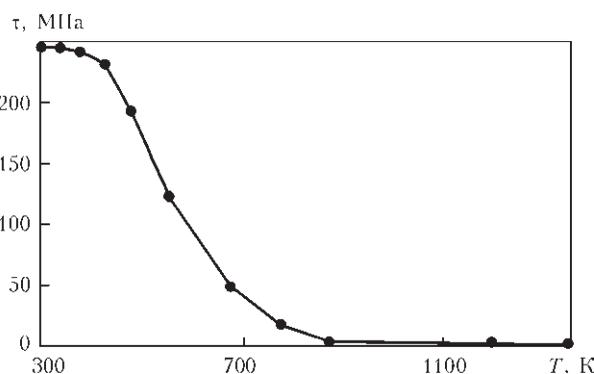


Рис. 4. Температурная зависимость предела текучести меди

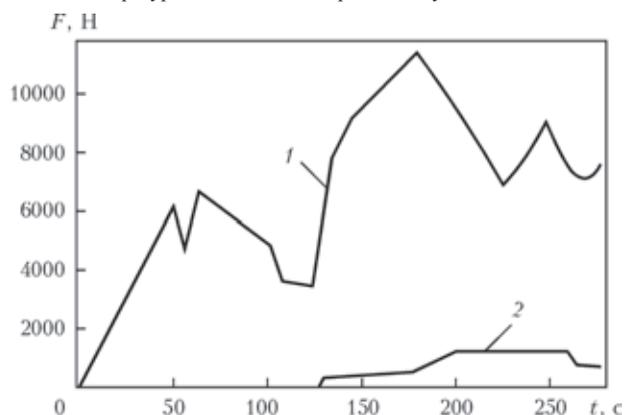


Рис. 5. Механические нагрузки, действующие на штырь и буртик в процессе СТП (эксперимент): 1, 2 — вертикальная и горизонтальная составляющие усилия соответственно

пенно уменьшается и становится почти вдвое меньше своего максимального значения. В момент 124 с начинается процесс сварки. В этот момент времени на систему штырь–буртик действует касательное усилие и резко возрастает вертикальное усилие, которое после достижения своего максимума спадает к завершению процесса сварки. Через 50 с после начала поступательного движения деталей относительно штыря в целях повышения скорости сварки увеличена продольная подача привода станка, что привело к возрастанию усилий (рис. 5), действующих на штырь с буртиком. На 1-й стадии процесса СТП вертикальное усилие приложено лишь к штырю и оно вызывает возникновение тепловых источников на поверхности контакта штыря с деталью. На 2-й стадии вертикальное и горизонтальное усилия приложены как к штырю, так и к буртику; теперь они являются причиной действия тепловых источников на поверхностях контакта штыря с деталью и буртика с деталью. На этой стадии, как видно ниже из результатов вычислений, с самого начала происходит перераспределение тепловых источников на поверхностях контакта штыря и буртика с деталью.

На рис. 6 приведена схема расположения термопар в точках плоскости  $ABCD$  (см. рис. 1), где измеряли температуру при СТП. Результаты компьютерного и лабораторного экспериментов представлены на рис. 7, откуда видно их хорошее согласие между собой, что свидетельствует об адекватности компьютерной модели процесса СТП.

По результатам вычислений можно прогнозировать состояние температурного поля в тех зонах исследуемой области, где очень сложно или невозможно измерить температуру. Кроме того, они дают возможность получить представление об эволюции температурного поля в процессе СТП. Так, на рис. 8 приведены картины распределения температуры в плоскости  $ABCD$  (см. рис. 1) в последовательные дискретные моменты времени на обеих стадиях процесса СТП. Видно, что максимальная температура находится в зоне действия тепловых источников, обусловленных трением и деформированием материала деталей. На 1-й стадии по мере углубления штыря в деталь максимальная температура постепенно смещается от вершины штыря (нижней его точки на оси вращения) (рис. 8, *а*) вдоль его боковой поверхности к плоскости буртика (рис. 8, *б*). В момент окончания углубления штыря (124 с) максимальная тем-

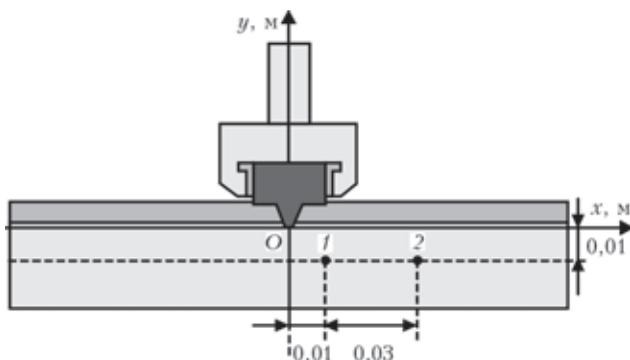


Рис. 6. Схема расположения термопар (1, 2) при измерении температуры в процессе СТП

пература находится в плечевой зоне соединения штыря с буртиком (рис. 8, *б*). С момента полного погружения штыря, т. е. на 2-й стадии процесса СТП, зона максимальных температур уже располагается на поверхности буртика (рис. 8, *в*, *г*; 9), что согласуется с результатами других авторов [25, 26]. На этой стадии основное количество тепла генерируется в зоне контакта буртика с деталью, поэтому в указанной зоне на протяжении 2-й стадии постоянно поддерживается максимальная температура (рис. 9). Эта информация очень важна для обеспечения термостойкости штыря, буртика, а также обоймы (в том числе при необходимости ее охлаждения для недопущения перегрева инструмента). Отсюда следует, что термостойкость буртика должна быть не ниже, чем термостойкость штыря.

При работе инструмента в условиях высоких температур важна информация о температуре в наиболее нагруженных зонах инструмента, которыми является вершина штыря, его боковая поверхность, поверхность буртика, контактирующая со свариваемыми деталями, а также поверхность контакта штыря с твердосплавной обоймой. Это важно и при оценке термостойкости инструмента для СТП. Как видно из рис. 10, на 1-й стадии вершина штыря нагревается сильнее, чем поверхность твердосплавной обоймы. Однако с началом 2-й стадии нагрев обоймы становится более интенсивным, чем нагрев штыря. Температура внутренней поверхности обоймы становится больше, чем в вершине штыря, и достигает уровня 1090...1130 К. Различие между этой и начальной (комнатной) температурой составляет 78 % различия между температурой плавления меди (1356 К) и комнатной, что согласуется с данными работы [2] относительно температуры при СТП.

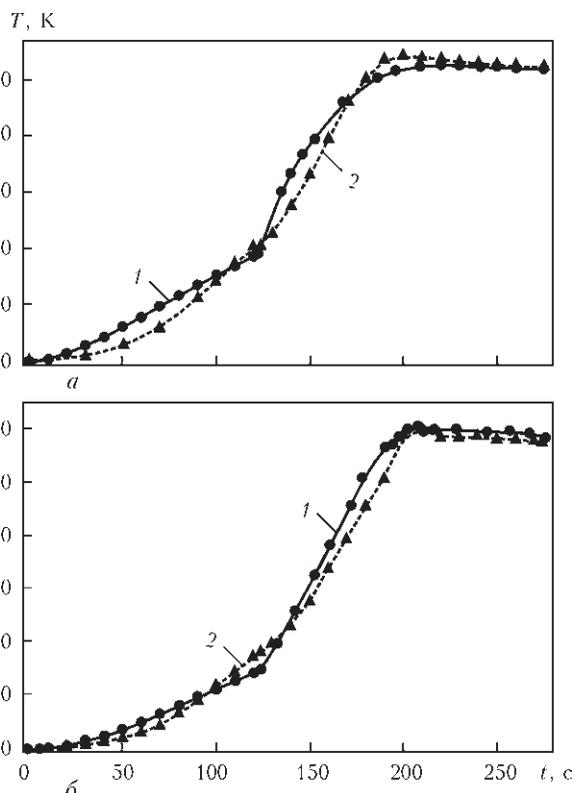


Рис. 7. Результаты вычислений (1) и измерений (2) температуры в процессе СТП: *а, б* — соответственно температура 1-й и 2-й термопар

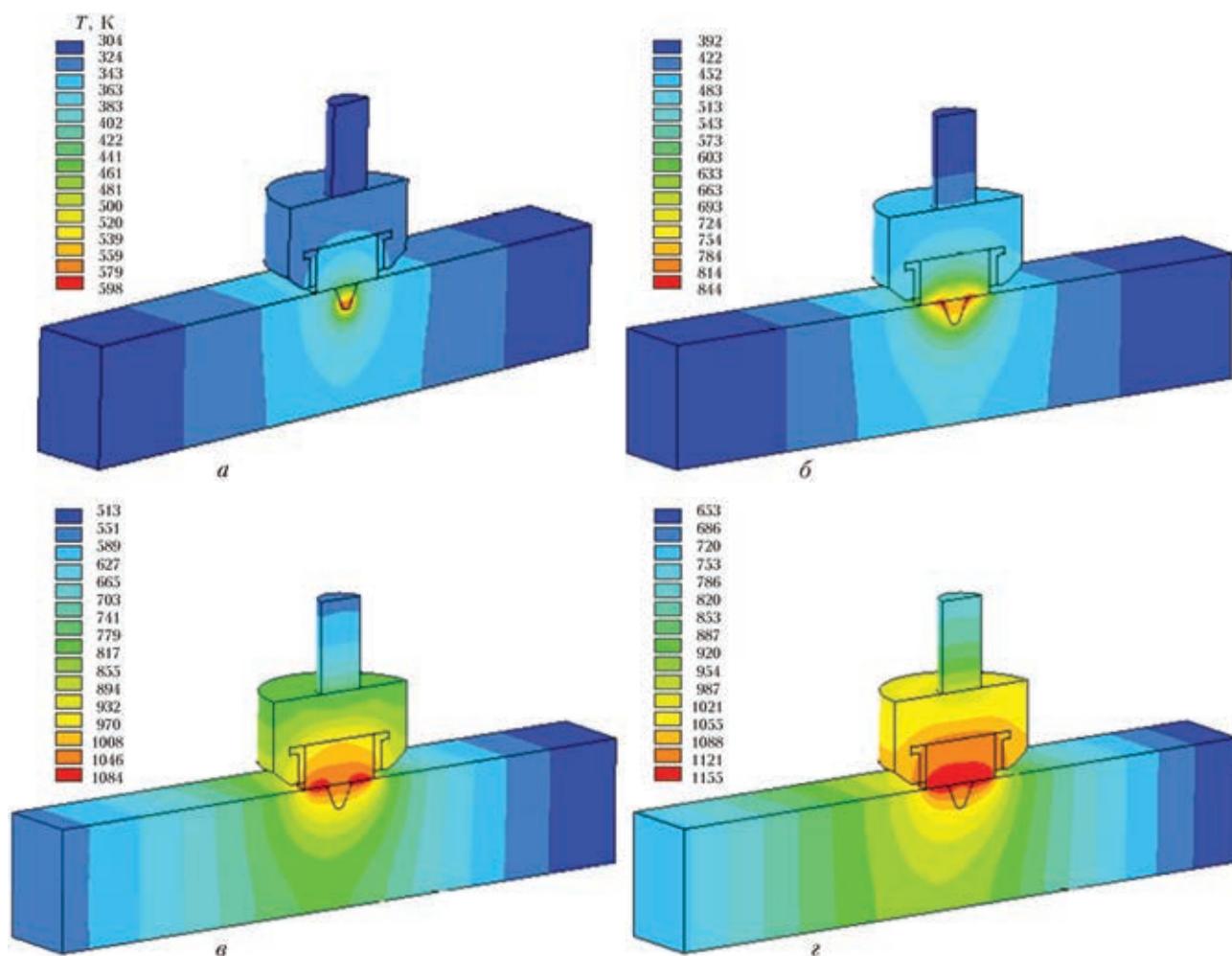


Рис. 8. Температурное поле в разные моменты времени: а —  $t = 60$ ; б — 124 (1-я стадия процесса СТП); в — 180; г — 274 с (2-я стадия)

Как показывают расчеты, суммарный уровень термических (нагрев до температуры 1090...1130 К) и механических нагрузок, вызванных в основном горизонтальной составляющей силы (с максимальным значением 1200 Н), с которой инструмент воздействует на деталь на протяжении процесса сварки (см. рис. 5, кривая 2), является меньше критического уровня для твердого сплава ВК6, из которого изготовлена обойма. Так, в температурном интервале 1000...1100 К предел текучести при сжатии для твердых сплавов ВК6, ВК8 снижается с 13 до 3 МПа [21], а по результатам выполненных расчетов максимальное значение нормального давления на поверхности обоймы между точками 2 и 3 (рис. 10) достигает 2,54 МПа.

Это дает основание сделать вывод об обеспечении механической стойкости инструмента из сверхтвердых материалов для СТП медных деталей при рассмотренном режиме сварки. Очевидно, что значительное увеличение горизонтальной составляющей усилия (а значит, и скорости поступательного движения штыря) может привести к превышению для нормальных усилий предела текучести материала твердосплавной обоймы и в результате к выходу из строя инструмента в целом. Поэтому следует тщательно выбирать параметры режима СТП, соблюдая при этом определенное соотношение между скоростью вращения штыря и скоростью его поступательного движения [2].

При выборе материала для изготовления рабочего элемента инструмента способом СТП важное значение имеет температура в зоне сварки. Для обеспечения надежности инструмента материал рабочего элемента должен иметь необходимую термостойкость. Из рис. 11 видно, что максимальная температура в рабочем элементе стабилизируется в интервале 1050...1080 К (при наваривании меди на медь). Это значение существенно меньше, чем термостойкость нитрида бора, которая находится в интервале 1570...1770 К [27]. Таким образом, использование рабочего элемента из кубического нитрида бора при указанных выше режимах процесса СТП позволяет обеспечить стойкость инструмента.

Полученные технологические возможности также использованы для модифицирования структуры литейного магниевых сплава МЛ10 за счет влияния процесса трения с перемешиванием на изменение структурного состояния поверхностного слоя свариваемых электронно-лучевой сваркой (ЭЛС) деталей из литейного магниевых сплава МЛ10. Модифицирование заключалось в измельчении зерна в 10...12 раз в обрабатываемом слое на глубину 6...8 мм по сравнению с основным металлом. Структура (рис. 12) образцов из сплава МЛ10 с модифицированным поверхностным слоем исследована с помощью растрового электронного микроскопа ZEISS EVO, оснащенного энергодисперсионным анализатором INCA PENTA Fctx3.

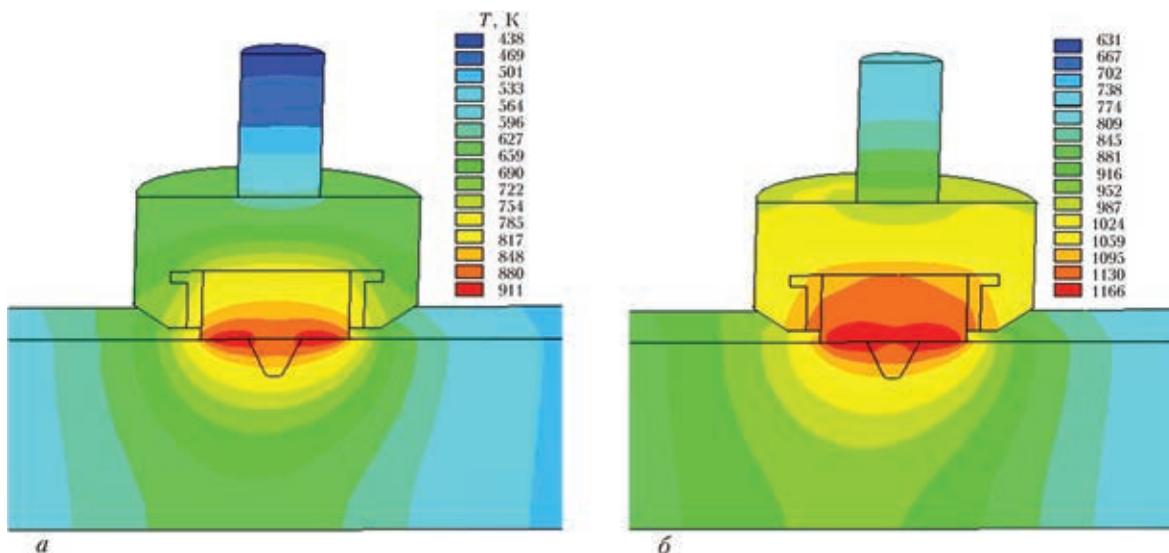


Рис. 9. Фрагменты картин распределения температуры на 2-й стадии процесса СТП через 25 (а) и 125 с (б) после начала горизонтального движения штыря

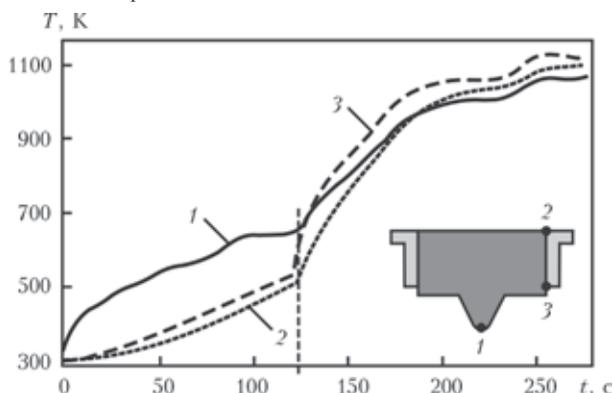


Рис. 10. Изменение температуры в вершине штыря (1) и двух крайних точках поверхности твердосплавной обоймы (2, 3) в процессе СТП (вертикальная штриховая — окончание 1-й стадии и начало 2-й)

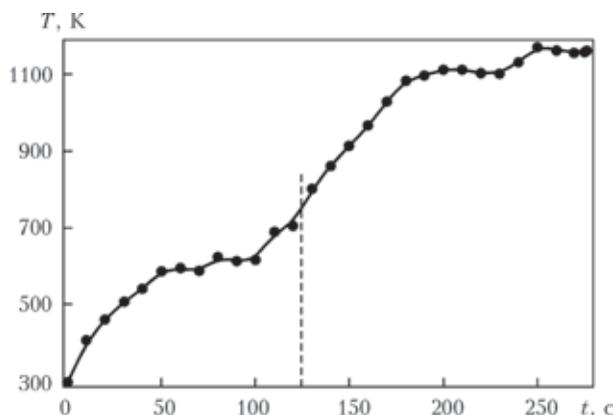


Рис. 11. Изменение во времени максимальной температуры в рабочем элементе в процессе СТП

Изменение параметров структуры модифицированных образцов сплава МЛ10 зависит от параметров движения инструмента (скоростей вращения и подачи). Изображение границ зерен сопряженных слоев модифицированного и основного металла магниевого сплава МЛ10, полученное методом дифракции отраженных электронов с помощью растрового электронного микроскопа и представленное на рис. 12, свидетельствует о высокой степени влияния процесса модифицирования на изменение структурного состояния сплава в виде значительного измельчения зерен в 10...12 раз, т. е. до размера 2...3 мкм. Именно эта особенность изменения структуры магниевого сплава МЛ10, полученная в результате предварительного модифицирования поверхностного слоя структуры сплава (на глубину 6 мм) трением с перемешиванием, была использована

для дальнейшего соединения деталей изделия способом ЭЛС в вакууме в целях повышения прочности сварного шва (рис. 13). Фрактографическое исследование состояния структуры сварного соединения с применением растрового электронного микроскопа показало, что благодаря предварительной обработке поверхностных слоев торцов деталей трением с перемешиванием с последующей ЭЛС, сварка проходит уже по сплаву со сформированной мелкозернистой структурой (размер зерна 2...3 мкм, рис. 13), а в зоне рекристаллизации металла шва через жидкую фазу размер зерен сплава увеличивается только до 5...6 мкм, что в 4...5 раз меньше размеров зерен в основном металле. Однако главное заключается в том, что между зоной рекристаллизации и основным металлом образуется промежуточная структурированная мелкозернистая область, в которой уже

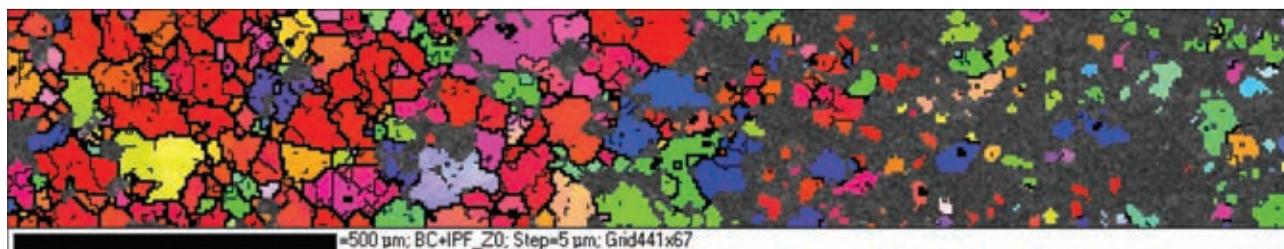


Рис. 12. Структура сплава МЛ10 на границе соединения слоев в исходном и модифицированном состоянии (после обработки трением с перемешиванием на глубину 6 мм)

не наблюдается горячих трещин. На рис. 13 показана структура сплава МЛ10 в модифицированном слое, а также условные границы соединения слоев после обработки трением с перемешиванием.

Испытание сварных соединений магниевых сплавов МЛ10 на разрыв на цилиндрических образцах с диаметром рабочей части  $d_0 = 3$  мм проводили после ЭЛС без применения трения с перемешиванием и после гибридной технологии (СТП+ЭЛС). Как показали испытания, у образцов из магниевого сплава МЛ10 после ЭЛС без применения трения с перемешиванием разрушения происходят по линии сплавления. Противоположная картина наблюдается при разрушении образцов, прошедших обработку по гибридной технологии (СТП+ЭЛС), т. е. разрушение происходит вне зоны термического влияния (рис. 14).

Результаты сравнительных испытаний на растяжение образцов со сварными соединениями, полученные стан-

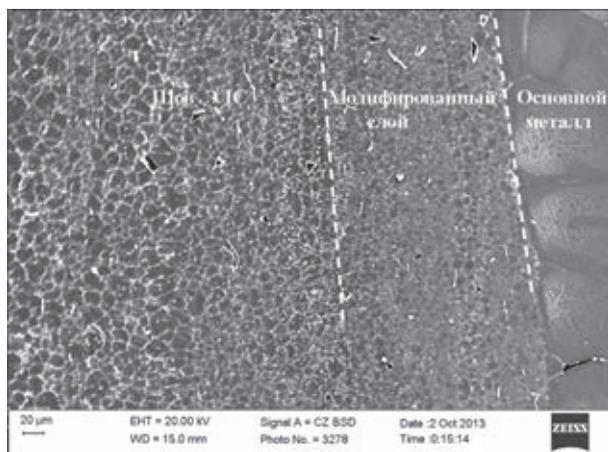


Рис. 13. Общий вид структуры сварного соединения сплава МЛ10 с предварительным модифицированием поверхностного слоя ( $v_{св} = 20$  мм/мин;  $n_{об} = 630$  об/мин) и последующей ЭЛС

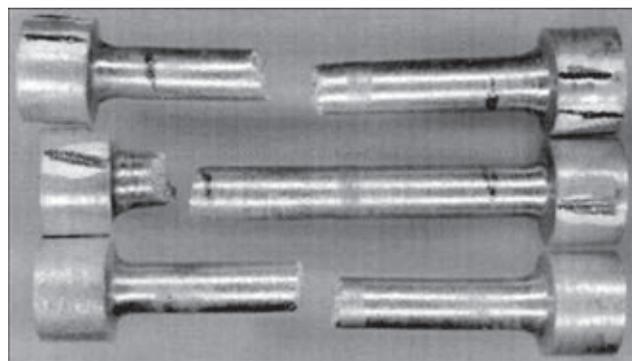


Рис. 14. Общий вид образцов магниевого сплава МЛ10 с модифицированной (СТП) структурой слоев сплава, прилегающих к сварному стыку, а затем сваренных ЭЛС ( $U_{уск} = 60$  кВ;  $I_{п} = 50$  мА;  $v_{ЭЛС} = 20$  мм/с;  $\Delta I_{ф} = 5$  мА;  $l_{раб} = 200$  мм) после механических испытаний на одноосное растяжение

Механические свойства сварных соединений литого магниевое сплава МЛ10

Тип образца	$\sigma_b$ , МПа	$\sigma_{0,2}$ , МПа	$\delta$ , %	$\psi$ , %
Основной металл	230,6	140,0	5,9	11,1
После ЭЛС	197,9	134,3	6,5	12,0
После ЭЛС деталей с модифицированными СТП поверхностными слоями	216,8	153,9	6,6	12,5

дартным способом ЭЛС и по гибридной технологии (СТП+ЭЛС), подтверждают ее эффективность (таблица).

### Заключение

Путем сравнения результатов вычисления и измерения температурного поля в свариваемых деталях установлена адекватность модели на основании ее соответствия экспериментальным данным. Показано, что максимальная температура на стадии сварки находится на поверхности буртика инструмента, что важно при конструировании рабочих элементов инструмента для СТП. Показано также, что использование таких сверхтвердых материалов, как кубический нитрид бора и твердый сплав, для изготовления рабочих элементов инструмента, предназначенных для СТП, обеспечивает термомеханическую стойкость инструмента. Разработанное компьютерное обеспечение дает возможность оперативно прогнозировать тепловое состояние в процессе СТП листовых деталей и модифицирования структуры легких сплавов.

Разработанные инструменты были использованы для предварительной обработки поверхностных слоев литейного магниевого сплава МЛ10 способом СТП в целях их модифицирования, направленного на формирование мелкозернистой структуры сплава (размер зерна 2...3 мкм) для их последующей обработки способом ЭЛС. В результате рекристаллизации металла шва после ЭЛС размер зерен сплава увеличивается только до 5...6 мкм, что в 4...5 раз меньше, чем размеры зерен в основном металле, что и повышает прочность сварного соединения по сравнению с прочностью основного металла.

1. Intern. pat. PCT/GB92/02203; Pat. 9125978.8 GB; Pat. 5,460,317 US. Friction stir butt welding / W. M. Thomas, E. D. Nicholas, J. C. Needham et al. – Publ. Dec., 1991.
2. Штрикман М.М. Состояние и развитие процесса сварки трением линейных соединений (Обзор) // Свароч. пр-во. – 2007. – № 10. – С. 25–32.
3. Восстановление плит медных кристаллизаторов непрерывной разливки стали методом наплавки трением с перемешиванием / В.И. Зеленин, М.А. Полещук, Е.В. Зеленин и др. // Породоразрушающий и металлообрабатывающий инструмент – техника и технология его изготовления и применения. – 2010. – Вып. 13. – С. 476–479.
4. Backer J.D., Bolmsjo G., Christiansson A.K. Temperature control of robotic friction stir welding using the thermoelectric effect // Int. J. Adv. Manuf. Technol. – 2014. – № 70. – P. 375–383.
5. Pat. 005893507A US. Auto-adjustable pin tool for friction stir welding / R.J. Ding, P.A. Oelgoetz. – Publ. Apr. 13, 1999.
6. Friction stir welding and processing: 2007 ASM International / Eds R.S. Mishra, M.W. Mahoney, 2007. – 352 p. //www.asminternational.org.
7. Review: friction stir welding tools / R. Rai, A. De, H.K.D.H. Bhadeshia, T. DebRoy // Sci. and Technol. Welding and Joining. – 2011. – 16, № 4. – P. 325–342.
8. Friction stir welding of 20 mm thickness 1018 steels / R.J. Steel, J. Peterson, S. Sanderson et al. // Proc. of the twenty-second international offshore and polar engineering conf. Rhodes, Greece, June, 17–22, 2012. – 2012. – P. 238–243.
9. Buffa G., Fratini L., Shivpuri R. Finite element studies on friction stir welding process of tailored blanks // Computers and Structures. – 2008. – 86. – P. 181–189.
10. Three-dimensional heat and material flow during friction stir welding of mild steel / R. Nandan, G.G. Roy, T.J. Lienert, T. DebRoy // Acta Materialia. – 2007. – 55. – P. 883–895.

11. *Friction stir welding of aluminium alloys* / P.L. Threadgill, A.J. Leonard, H.R. Shercliff, P.J. Withers // *Int. Mater. Rev.* – 2009. – **54**, № 2. – P. 49–93.
12. *Kumbhar N. T., Bhanumurthy K.* Friction stir welding of Al 6061 alloy // *Asian J. Exp. Sci.* – 2008. – **22**, № 2. – P. 63–74.
13. *Modelling of precipitation during friction stir welding of an Al–Mg–Si alloy* / D. Carron, P. Bastid, Y. Yin, R.G. Faulkner // *Technische Mechanik.* – 2010. – **30**, № 1–3. – P. 29–44.
14. *Steady state thermomechanical modelling of friction stir welding* / A. Bastier, M. H. Maitournam, K. van Dang, F. Roger // *Sci. and Technol. Welding and Joining.* – 2006. – **11**. – P. 278–288.
15. *Якимов А. В., Слободяник П. Т., Усов А. В.* Теплофизика механической обработки. – Киев–Одесса: Либідь, 1991. – 240 с.
16. *Nandan R., DebRoy T., Bhadeshia H.K.D.H.* Recent advances in friction stir welding – process, weldment structure and properties // *Progress in Materials Science.* – 2008. – **53**. – P. 980–1023.
17. *Математичне моделювання теплового стану елементів технологічного вузла в процесі швидкісного електро-спікання алмазовмісних композитних матеріалів* / А. Л. Майстренко, В. А. Дутка, В. П. Переяслов, С. А. Иванов // *Сверхтв. матеріали.* – 1999. – № 4. – С. 26–35.
18. *Синтез, спекание и свойства кубического нитрида бора* / А.А. Шульженко, С.А. Божко, А.Н. Соколов и др. – Киев: Наук. думка, 1993. – 256 с.
19. *Варгафтик Н.Б.* Теплофизические свойства веществ: Справ. – М.; Л.: Техноэнергоиздат, 1956. – 367 с.
20. *Справочник по сталям и методам их испытаний* / Под общ. ред. В.К. Григоровича. – М.: Металлургиздат, 1958. – 920 с.
21. *Туманов В.И.* Свойства сплавов системы карбид вольфрама – кобальт. – М.: Металлургия, 1971. – 95 с.
22. <http://www.cniga.com.ua/index.files/cuprum.htm>.
23. *Таблицы физических величин: Справ.* / Под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
24. *Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справ.* / Под общ. ред. В.А. Григорьева, В.И. Зорина. – М.: Энергоиздат, 1982. – 510 с.
25. *Ууури R.K., Kailas S.V.* Numerical analysis of friction stir welding process // *J. Materials Eng. and Performance.* – 2006. – **15**, № 5. – P. 505–518.
26. *On the choice of tool material in friction stir welding of titanium alloys* / G. Buffa, L. Fratini, F. Micari, L. Settineri // *Proc. of NAMRI/SME.* – 2012. – **40**. – P. 1–10.
27. *Лавриненко В. И., Смоквина В. В., Солод В. Ю.* Особенности морфологии порошков из кубического нитрида бора и их направленное использование в шлифовальном инструменте // *Сучасні технології в машинобудуванні.* – 2013. – Вип. 8. – С. 56–65.

# СТРУКТУРА И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СЛОЖНОЛЕГИРОВАННЫХ СПЛАВОВ

*Л. И. Маркашова, А. Г. Покляцкий, О. С. Кушнарева, Т. А. Алексеенко*

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

На примере сварных соединений сложнолегированных алюминий-литиевых и жаропрочных титановых сплавов показана актуальность комплексной экспериментально-аналитической оценки взаимосвязи структуры и свойств сварных соединений с целью выбора оптимальных режимов их сварки. С учетом структурно-фазового состояния (химического состава, размеров фаз, зеренной, субзеренной и дислокационной структуры), формирующихся в сварных соединениях при различных исследуемых условиях сварки, выполнены оценки конкретного вклада определенного типа структур в изменение основных эксплуатационных свойств (прочности, пластичности, трещиностойкости) сварных соединений при изменении режимов сварки, термообработки и внешних нагрузений, а также установлено влияние структурного состояния сварных соединений на характер распределения, уровень нарастающих внутренних напряжений и механизмы их релаксации.

Для сварных соединений сложнолегированных сплавов, широко используемых в авиационной и аэрокосмической технике, судостроении, а также в химической промышленности, необходимо обеспечение в соответствующих конструкциях механических свойств, востребованных в различного типа эксплуатационных условиях, что в основном определяется оптимальным структурно-фазовым состоянием, формирующимся в процессе используемых технологических операций (легирования, условий сварки, последующей термической обработки) [1]. Поэтому представляется особо актуальной разработка подходов к оценкам влияния конкретных структурно-фазовых состояний металла зоны сварки на изменение наиболее значимых для эксплуатационных условий механических характеристик сварных соединений, а именно показателей прочности, пластичности и трещиностойкости [2–4]. Представляет также интерес исследование влияния структурных и фазовых составляющих сварных соединений на протекание процессов накопления внутренних напряжений, возможности их пластической релаксации, что и является показателем трещиностойкости материала в эксплуатационных условиях [5, 6].

В настоящей работе объектом исследования являются сварные соединения сложнолегированных Al-Li сплавов 1460 (Al-3 % Cu-2 % Li-0,08 % Sc), выполненные как аргонодуговой сваркой неплавящимся электродом (АДСНЭ) при использовании присадок Св1201 и Св1201+0,5 % Sc, так и сваркой трением с перемешиванием (СТП) без присадки. Кроме того аналогичные исследования выполнены на сварных соединениях электронно-лучевой сварка (ЭЛС) двух опытных жаропрочных многокомпонентных титановых сплавов, относящихся к псевдо- $\alpha$  (Ti-5,2 % Al-3,3 % Sn-4,2 % Zr-0,1 % Mo-0,6 % V-0,8 % Nb-0,6 % Si) и  $\alpha+\beta$  (Ti-4,3 % Al-4,4 % Sn-6,0 % Zr-1,6 % Mo-0,7 % V-4,3 % Nb-0,4 % Si) титановым сплавам.

Полная экспериментальная информация о структурно-фазовом состоянии металла сварных соединений

была получена с помощью методов световой, аналитической растровой (SEM-515, фирмы «PHILIPS», Голландия), а также микродифракционной просвечивающей электронной микроскопии (JEM-200CX, фирмы «JEOL», Япония) с ускоряющим напряжением 200 кВ.

Данный комплекс исследований на всех структурных уровнях позволяет провести аналитические оценки конкретного (дифференцированного) вклада различных структурных факторов и их параметров (химического состава, объемной доли и размеров фазовых образований, зеренной, субзеренной, дислокационной структуры) в изменение эксплуатационных характеристик сварных соединений.

Так, аналитические оценки общего (интегрального) значения предела текучести  $\Sigma\sigma_T$  выполняли, используя известную зависимость [7–10]:

$$\Sigma\sigma_T = \Delta\sigma_0 + \Delta\sigma_{тр.} + \Delta\sigma_3 + \Delta\sigma_c + \Delta\sigma_d + \Delta\sigma_{д.у.},$$

где  $\Delta\sigma_0$  – сопротивление решетки металла движению свободных дислокаций (напряжение трения решетки или напряжение Пайерлса-Набарро);  $\Delta\sigma_{тр.}$  – упрочнение твердого раствора легирующими элементами и примесями (твердорастворное упрочнение);  $\Delta\sigma_3$ ,  $\Delta\sigma_c$  – упрочнение за счет изменения величины зерна и субзерна (зависимости Холла-Петча – зернограничное и субзеренное упрочнение);  $\Delta\sigma_d$  – дислокационное упрочнение, обусловленное междислокационным взаимодействием;  $\Delta\sigma_{д.у.}$  – упрочнение за счет частиц фазовых образований по Оровану (дисперсионное упрочнение).

Особенности формирования локальных внутренних напряжений  $\tau_{л.вн}$  – концентраторов внутренних напряжений (их уровень, протяженность, взаимосвязь со структурными особенностями металла сварных соединений) определялись по зависимости [6]:

$$\tau_{л.вн} = Gbh\rho/[\pi(1-\nu)],$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – вектор Бюргерса;  $h$  – толщина фольги, равная  $2 \cdot 10^{-5}$  см;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\rho$  – плотность дислокаций.

Исследованиями сварных соединений алюминийевых сплавов, отличающихся легированием, выполненными различными способами сварки, установлено, что металл шва сварных соединений Al-Li сплава 1460 при

использовании присадки Св1201 (без скандия) после аргонодуговой сварки неплавящимся электродом (АД-СНЭ), прежде всего характеризуется: крупнозернистой структурой (рис. 1, а), формированием достаточно крупных глобулярных внутризеренных фазовых выделений ( $d \sim 3,5$  мкм), протяженных массивных межзерен-

ных эвтектик толщиной ( $h_{\text{эвт}} \sim 5$  мкм, а также наличием вдоль границ зерен зон свободных от выделений (ЗСВ), с чем, как известно, связывают падение механических характеристик сварных соединений. Следует отметить и некоторую неравномерность в распределении дислокаций в металле шва такого типа соединений, особенно

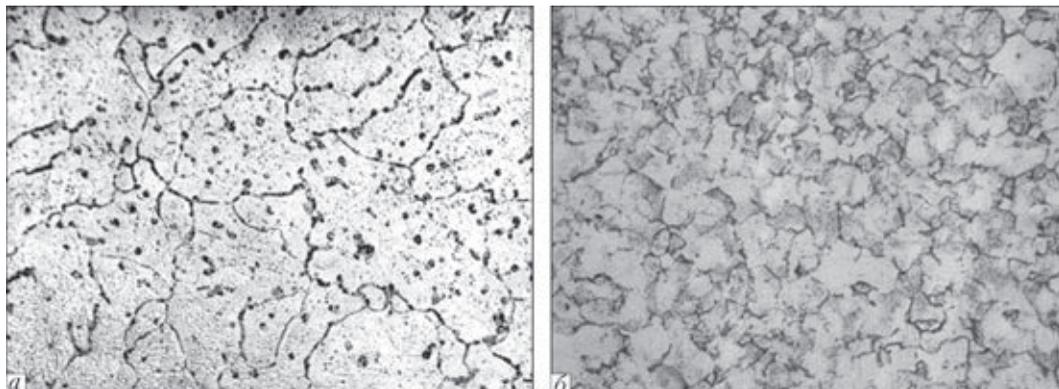


Рис. 1. Микроструктура металла шва сварного соединения алюминий-литиевого сплава 1460 при использовании различных типов присадочной проволоки ( $\times 500$ ): Св1201 (а) и Св1201+0,5%Sc (б)

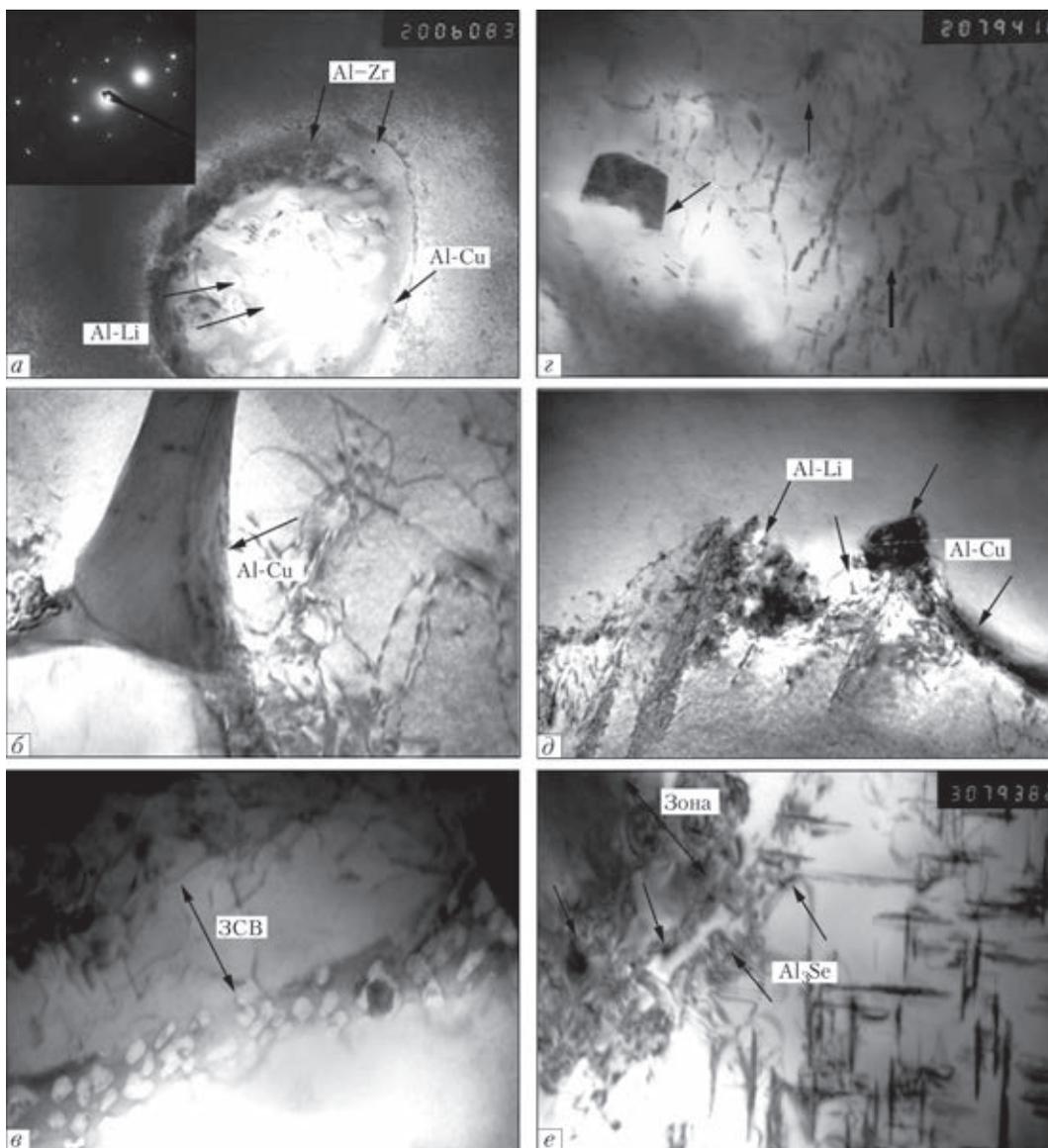


Рис. 2. Микроструктура металла шва алюминий-литиевого сплава 1460 при использовании различного типа присадочной проволоки Св1201 (а-в) и Св1201+0,5%Sc (г-е) после термообработки при  $T = 350^\circ\text{C}$ , 1 ч: а, г – выделения во внутренних объемах зерен ( $\times 20000$ ); б, д – зернограничные эвтектические образования ( $\times 30000$ ); в, е – приграничные зоны свободные от выделений ( $\times 30000$ )

вдоль протяженных приграничных ЗСВ, где плотность дислокаций ( $\rho$ ) уменьшается практически на порядок (до значений  $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ) по сравнению с внутризеренной дислокационной плотностью, где  $\rho \sim 2 \dots 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ .

В условиях легирования металла шва скандием (до 0,5 %), который является модификатором структуры после сварки, наблюдаются некоторые (хотя и не столь значительные) изменения структуры металла зоны сварки по сравнению с соответствующими структурами в сварных соединениях без легирования скандием. К таким изменениям в основном относятся: измельчение зеренной структуры (рис. 1, б), зернограничных эвтектик, стадии диспергирования фазовых выделений в объемах зерен в сочетании с некоторым повышением плотности дислокаций (до  $4 \dots 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ).

А наибольший эффект воздействия скандия на структуру наблюдается при последующем (после сварки) отжиге –  $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$ , 1 час, в условиях которого металл шва со скандием характеризуется не только существенным измельчением зеренной структуры ( $\sim$  в 3 раза), но и формированием внутризеренной субструктуры при увеличении плотности дислокаций до  $\sim 8 \cdot 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  в сочетании со значительным возрастанием объемной доли дисперсных внутризеренных фазовых выделений (рис. 2, а, г). Кроме того, скандий также способствует дроблению и соответственно – уменьшению количества и размеров зернограничных эвтектик (рис. 2, б, д), а также заполнению дисперсными фазами таких проблемных зон, как ЗСВ (рис. 2, в, е).

Далее были проведены исследования структурно-фазовых изменений в металле сварных соединений (без скандия и с ним) в таких сложных условиях внешних

воздействий, какими являются динамические нагружения, что позволило бы прояснить роль используемого легирования в такого типа экстремальных внешних воздействий. Прежде всего, было установлено существенное различие в характере распределения дислокационной структуры после интенсивного деформационного воздействия при изменении легирования металла зоны сварки. Так, деформируемый металл шва без скандия в сложных эксплуатационных условиях (динамического нагружения) приобретает неустойчивое (метастабильное) структурное состояние. Об этом свидетельствуют формирующиеся в металле шва мощные протяженные полосы сдвига (ПС), для которых характерно неравномерное, резко градиентное распределение плотности дислокаций ( $\rho$ ) вдоль полос сдвига: от  $\sim 10^8 \dots 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  (внутри полос) и до  $\sim 8 \cdot 10^{10} \dots 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (вдоль полосовых границ) (рис. 3, а).

В случае легирования скандием в металле шва при аналогичных условиях динамического нагружения формируется другой тип структуры, для которой более характерно равномерное по всему объему металла шва распределение дислокаций ( $\rho \sim 8 \cdot 10^9 \dots 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), а также диспергирование и фрагментация внутрислойной структуры (рис. 3, б). При этом наблюдается устойчивое блокирование возникающих в ПС фрагментов скандийсодержащими фазами. Формирование структур подобного типа способствует также увеличению возможностей пластической релаксации нарастающих внутренних напряжений в металле шва (особенно в экстремальных условиях) за счет подключения дополнительных ротационных механизмов их пластической релаксации.

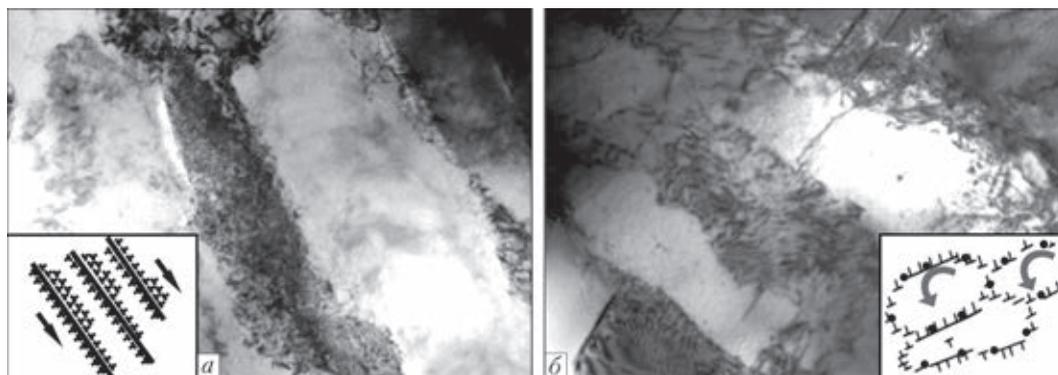


Рис. 3. Тонкая структура ( $\times 30000$ ) отожженного металла шва сварного соединения сплава 1460, формирующаяся в условиях динамического нагружения: а – шов без скандия; б – шов со скандием

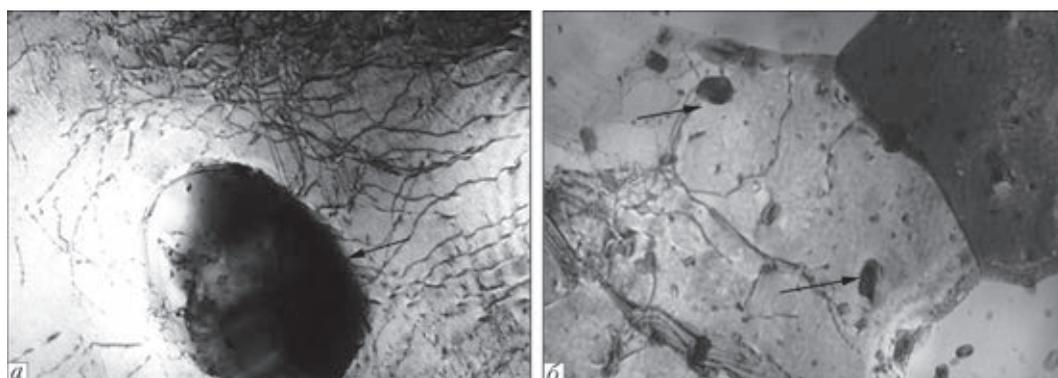


Рис. 4. Распределение фаз в объемах зерен металла шва сплава 1460 после различных способов сварки: а – аргодуговой сварки ( $\times 20000$ ); б – трением с перемешиванием ( $\times 20000$ )

С целью разработки других (кроме легирования) технологических подходов к формированию оптимального (с точки зрения эксплуатационных свойств) структурного состояния металла в зоне сварки алюминиевых сплавов, исследованы также особенности структурных изменений и при использовании других способов сварки алюминиевых сплавов, среди которых сварка трением с перемешиванием (СТП). Проведенными в этом плане исследованиями показано, что структура металла шва уже непосредственно после сварки отличается весьма значительным измельчением зеренной и субзеренной структуры (что связано с активацией процессов зародышеобразования), повышением общей плотности дислокаций ( $\rho \sim 3 \dots 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), при сравнительно равномерном их распределении, а также существенным диспергированием (в 2...5 раз) упрочняющих фазовых выделений и увеличении их количества (рис. 4) во внутривзеренных объемах зерен. Кроме того, происходит дробление таких проблемных для алюминиевых сплавов образований, которыми являются зернограницные эвтектики. Все

это обеспечивается превалированием при СТП термодеформационных условий при формировании структурно-фазового состояния металла шва.

Имея полный комплекс исследований на всех структурных уровнях, который дает информацию о всех структурных факторах и их параметрах: размере зерен, субзерен, химическом составе, размерах, распределении и объемной доле упрочняющих фаз, а также дислокационной структуре появляется возможность провести аналитические оценки конкретного вклада различных структур в исследуемой зоне в изменение наиболее значимых эксплуатационных свойств сварных соединений.

*Вклад структур в прочностные характеристики сварных соединений алюминиево-литиевых сплавов.* В результате выполненных оценок прочностных характеристик в исследуемых соединениях со скандием и без него после сварки и термообработки наиболее высокие показатели прочностных свойств характерны для условий с легированием скандием (рис. 5). Наибольший вклад в общее (интегральное) значение предела текучести металла шва со скандием после сварки вносят зеренное ( $\Delta\sigma_z \sim 29\%$ ) и твердорастворное ( $\Delta\sigma_{тр} \sim 25\%$ ) упрочнение (рис. 6). А в случае без легирования скандием наибольший вклад в общее значение предела текучести обеспечивает в основном твердорастворное упрочнение ( $\Delta\sigma_{тр} \sim 28\%$ ). После использования термообработки ( $T = 350^\circ\text{C}$ , 1 ч) в случае легирования металла шва скандием увеличиваются общие показатели прочностных характеристик, а максимальный вклад при этом вносят дисперсионное ( $\Delta\sigma_{д\text{у}} \sim 32\%$ ), а также субструктурное ( $\Delta\sigma_c \sim 30\%$ ) упрочнение (рис. 6). В противоположность этому без легирования скандием наибольший вклад вносит субструктурное упрочнение, что не превышает 20% от интегрального показателя прочностных свойств такого типа соединений.

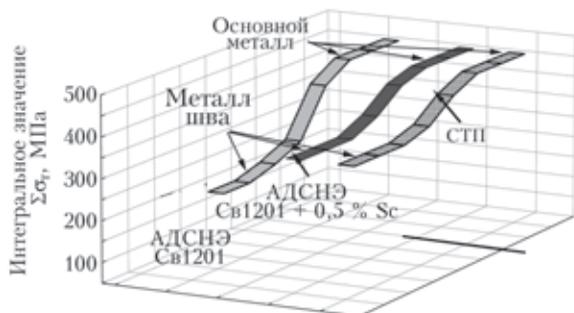


Рис. 5. Изменение интегрального значения предела текучести ( $\Sigma\sigma_t$ ) сварных соединений алюминиевого сплава 1460 при переходе от основного металла к металлу шва, полученных АДСНЭ при использовании присадки Св1201 и Св1201+0,5%Sc и СТП

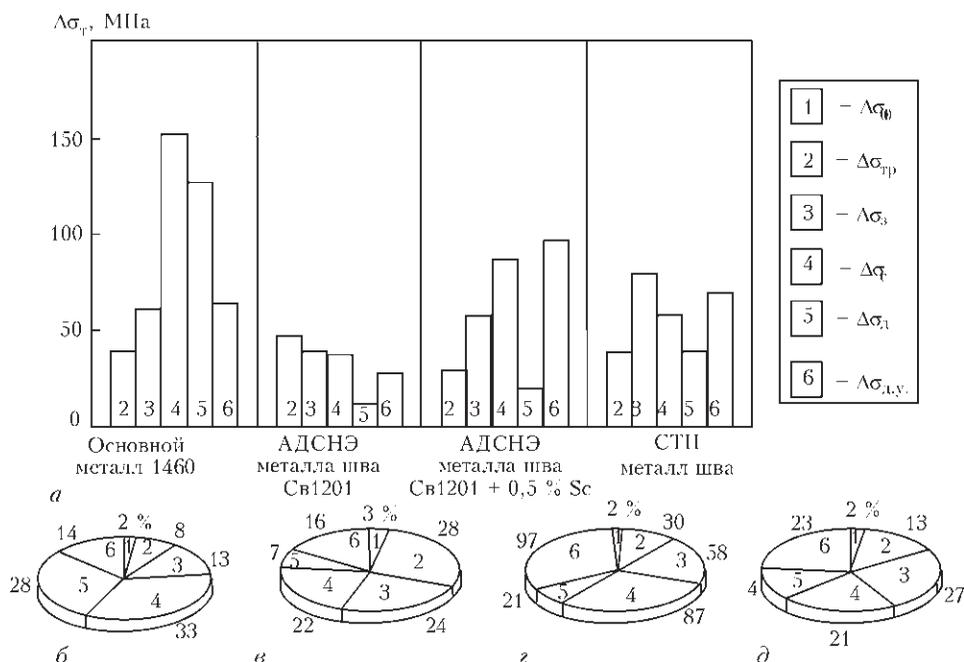


Рис. 6. Гистограмма (а) дифференцированного вклада структурных составляющих ( $\Delta\sigma$ ) в расчетную величину предела текучести; б-д – секторные диаграммы, отражающие процентное соотношение структурного вклада (зеренного, субзеренного, дислокационного, дисперсионного) в общее (интегральное) изменение предела текучести ( $\Sigma\sigma_t$ ) в различных зонах исследования: в основном металле (б), в металлах шва после аргодуговой сварки: в – с Св1201; г – с Св1201+0,5%Sc; д – СТП

В условиях СТП оценки общего (интегрального) значения предела текучести ( $\Sigma\sigma_T$ ) показали повышение этих значений на 40 % по сравнению с таковыми для условий сварки при АДСНЭ без скандия (см. рис. 5), что обеспечивается в основном измельчением зеренной (до 27 %), субзеренной (до 21 %) структур и диспергированием ФВ (до 23 %), рис. 6.

*Оценки трещиностойкости сварных соединений.* Комплексные структурные исследования в сочетании с аналитическими оценками позволили также прояснить характер влияния структурных факторов на процессы трещинообразования в зоне сварки исследуемых соединений, обусловленных особенностями развития зон локализации деформации, локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л.вн}$ ). Такого рода исследования прежде всего позволяют классифицировать структуры, определяющие тот или иной характер развития этих процессов в сложных условиях формирования внутренних напряжений.

Конкретные результаты исследований и прежде всего – характера распределения дислокационной структуры в исследуемых образцах (которые могут быть связаны с теми или иными особенностями формирования зеренной, субзеренной структуры, фазовых распределений, строением межзеренных границ и прочими факторами) позволили сделать оценки локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л.вн}$ ), их уровень и протяженность. Кроме того, исследования в этом плане позволяют определить структурные факторы, провоцирующие возрастание концентраторов  $\tau_{л.вн}$  (т. е. процессов зарождения и распространения трещин), либо выявить структурные факторы, блокирующие такие негативные для свойств металла процессы, какими являются трещинообразования.

Так, на основании оценок установлено, что в металле без скандия формируются протяженные концентраторы локальных внутренних напряжений с уровнем  $\tau_{л.вн}$  до 1500 МПа (от 0,34 до 0,85  $\tau_{теор}$ ), которые и явля-

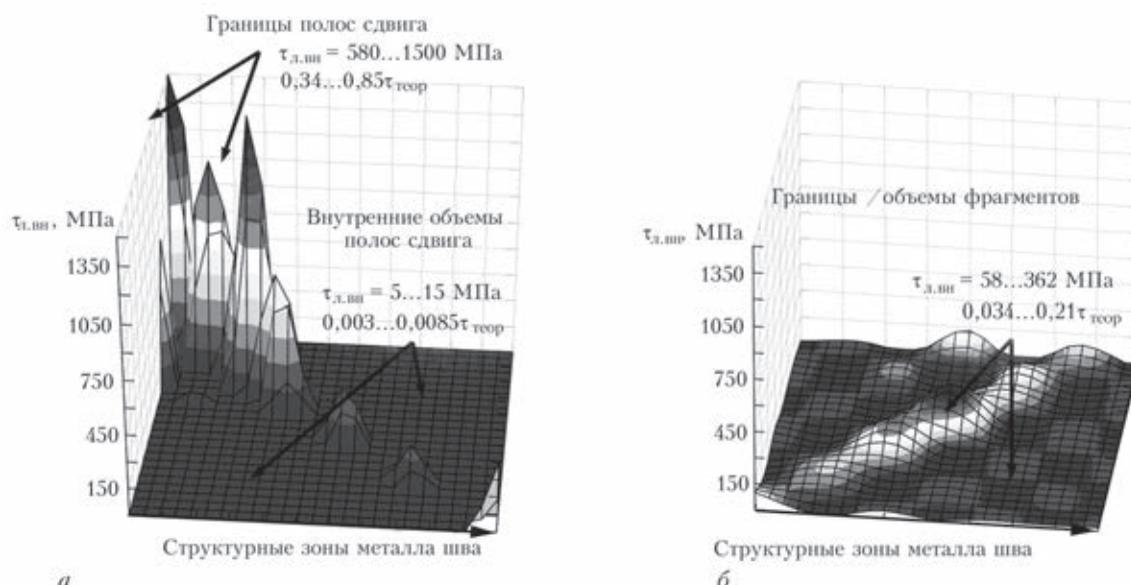


Рис. 7. Распределение локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л.вн}$ ) в металле шва (сварка с последующей термообработкой ( $T = 350^\circ$ )) для условий различного легирования: (а – металл шва без скандия; б – со скандием) после внешнего динамического нагружения

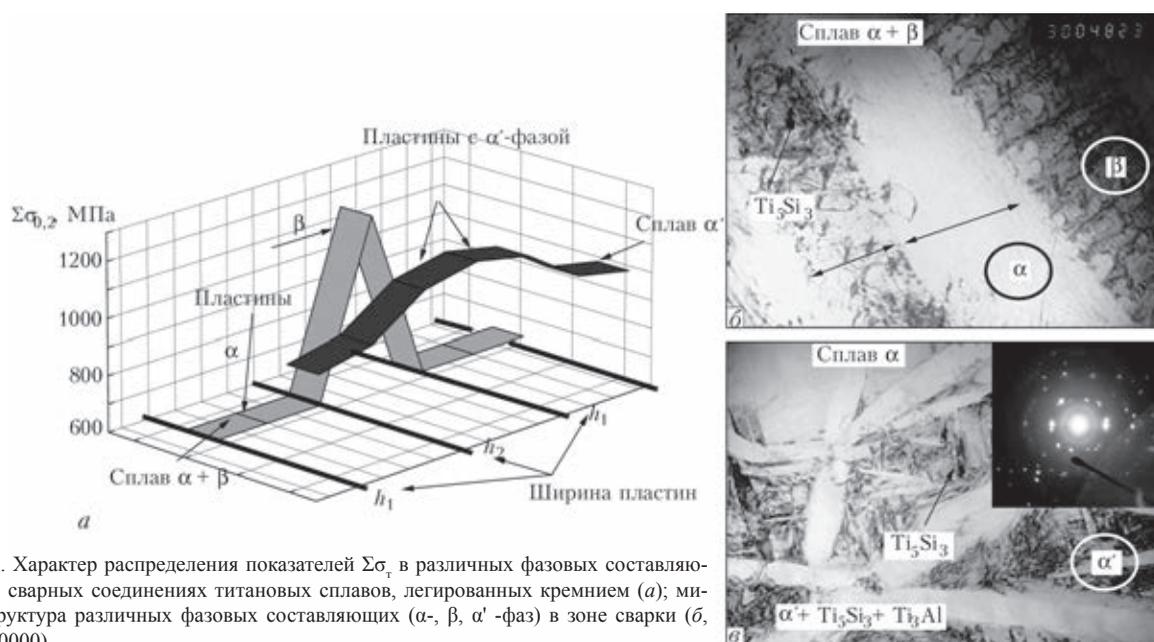


Рис. 8. Характер распределения показателей  $\Sigma\sigma_T$  в различных фазовых составляющих в сварных соединениях титановых сплавов, легированных кремнием (а); микроструктура различных фазовых составляющих ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\alpha'$ -фаз) в зоне сварки (б,  $\epsilon - \times 30000$ )

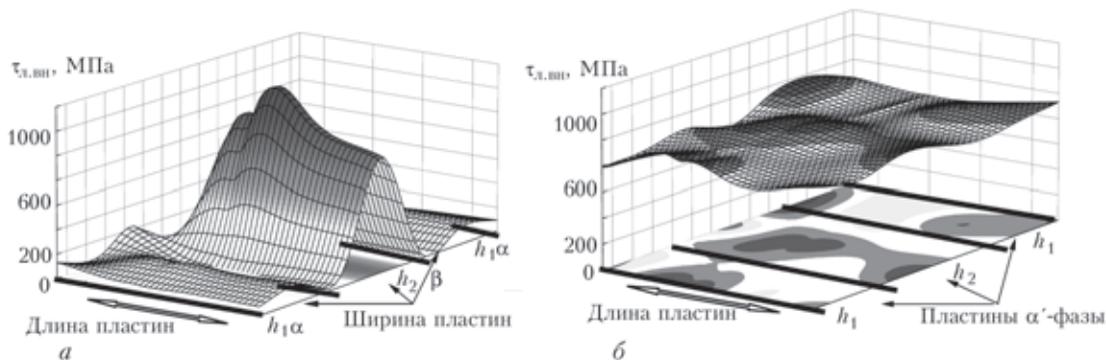


Рис. 9. Распределение и уровень локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л.вн}$ ), формирующихся в пластинчатых структурах различного типа в сварных соединениях  $\alpha+\beta$  (а) и  $\alpha'$  (б) титановых сплавов.

ются зонами зарождения и распространения трещин. И к таким зонам относятся границы мощных полос сдвига (рис. 7, а). В противоположность этому во внутренних объемах ПС значения  $\tau_{л.вн}$  резко снижаются (практически на два порядка) до величины  $\sim 5 \dots 15$  МПа ( $0,0016 \dots 0,0055 \tau_{теор}$ ), что в итоге создает резкий протяженный градиент ( $\Delta \tau_{л.вн}$ ) локальных внутренних напряжений – зону зарождения и распространения трещин вдоль границ полос сдвига (рис. 7, а).

В условиях термообработки после сварки ( $T=350^\circ\text{C}$ ) в металле шва при легировании скандием наблюдается существенное снижение (в  $\sim 4$  раза) уровня локальных внутренних напряжений (до  $\sim 58 \dots 360$  МПа) при их равномерном распределении по всему объему металла шва (рис. 7 б), что и является основным условием повышения трещиностойкости такого типа соединений.

Как видно, одной из наиболее значимых причин, способствующих трещинообразованию, является формирование протяженных полосовых структур. И это относится не только к алюминиевым сплавам, склонным, как правило, к формированию мощных полос сдвига – особенно под воздействием внешних нагрузжений. Аналогичную роль в процессах трещинообразования играют полосовые структуры и в металлах другого типа. Например, в титановых жаропрочных сплавах легированных кремнием [10], где наличие полосовых структур зависит от типа формирующихся в металле сварных соединений фазовых образований, отличающихся типом кристаллической решетки (ОЦК –  $\beta$ -фаза; ГПУ –  $\alpha$ -фаза, и мартенситная  $\alpha'$ -фаза соответственно – с максимальным и минимальным количеством систем скольжения), рис 8. Как следствие, именно в зависимости от формирующихся фаз в металле сварных соединений титановых сплавов и происходит резко градиентное распределение плотности дислокаций и, соответственно, снижение их механических характеристик, в том числе и трещиностойкости сварных соединений. Последнее отражено на рис. 8, а, 9, где показано формирование градиентов по  $\Sigma \sigma_t$  от 57 МПа (для  $\alpha$ -фаз с низкой  $\gamma$ ) до 1010 МПа (для  $\beta$  пластин с высокой  $\gamma$ ), а также изменения величины  $\tau_{л.вн}$  в сварных соединениях в соответствующих фазовых составляющих ( $\tau_{л.вн}$  изменятся от  $10 \dots 100$  до  $750 \dots 860$  МПа при переходе от  $\alpha$ - к  $\beta$ -фазам), что и является причиной трещинообразования. В металле сварных соединений, в зоне формирования  $\alpha'$ -фазовых

образований локальные внутренние напряжения и показатели прочностных характеристик распределены более равномерно, что обеспечивает улучшение механических свойств и трещиностойкости (рис. 8, а, 9, б).

Таким образом, для улучшения прочностных характеристик и трещиностойкости сварных соединений сложнолегированных сплавов необходимо стремиться к формированию оптимальной структуры за счет применения способа сварки, термообработки, а также легирования как присадочной проволоки, так и самого свариваемого материала.

1. Фридляндер И. Н. Алюминиевые сплавы в летательных аппаратах в периоды 1970–1999 гг. и 2000–2015 гг. // Тр. V сессии Науч. совета по новым материалам МААН «Проблемы современного материаловедения». Киев: – Наук.думка, 2000. – С.15–19.
2. Гольдштейн М. И., Литвинов В. С., Бронфин Б. М. Металлофизика высокопрочных сплавов. – М.: Металлургия, 1986. – 307с.
3. Аналитическая оценка вклада структурных параметров в изменение механических свойств инструментов и деталей машин после импульсно-плазменной обработки / Маркашова Л.И., Тюрин Ю.Н., Валиевич М.Л. и др. // Сб. тр. Пятой международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 25–28 мая 2010 г., пос. Кацивели, Крым, ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. – С. 111–114.
4. Роль структуры в оптимизации свойств прочности, пластичности, трещиностойкости сварных соединений / Маркашова Л. И., Алексеенко Т. А., Кушнарева О.С. и др. // Строительство, материаловедение, машиностроение. Сб. научн. трудов. – Днепропетровск, ГВУЗ «ПГА-СА». – 2011. – Вып. 58. – С.446-452.
5. Эббс И. Ф. О напряжении Орована // Физика прочности и пластичности. – М.: Металлургия, 1972. – С. 88–107.
6. Структурные условия обеспечения прочности и пластичности соединений алюминий-литиевых сплавов / Л.И. Маркашова, А.Я. Ищенко, О. С. Кушнарева и др. // Автомат. сварка. – 2012. – № 5. – С. 23–31.
7. 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.
8. Petch N. J. The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. – 1953. – 173, № 1. – P. 25 – 28.
9. Orowan E. Dislocation in Metals. – New York: AIME, 1954. – 103 p.
10. Сварные соединения жаропрочных титановых сплавов, легированных кремнием. Структура, прочность, трещиностойкость / Л. И. Маркашова, С. В. Ахонин, Г. М. Григоренко и др. // Автомат. сварка. – 2012. – №11. – С.7–17.

# СТРУКТУРНО–ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗНОСОСТОЙКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ СИСТЕМЫ $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{–NiCr}$ , НАНЕСЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОКАМЕРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ

Л. И. Маркашова, Ю. Н. Тюрин, О. В. Колисниченко, М. Л. Валевич, Д. Г. Богачев,  
И. М. Дуда, Е. П. Титков

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

Проблема повышения надежности и долговечности изделий, эксплуатационные характеристики которых определяются свойствами их рабочих поверхностей и приповерхностных слоев и позволяют использовать такие изделия для работы в экстремальных условиях (высокие температура и давление, интенсивный износ трением, знакопеременные нагрузки и т.д.) является актуальной задачей. Существует множество различных технологических решений (термическая и термохимическая обработка, нанесение покрытий, упрочняющая поверхностная обработка и др.), которые обеспечивают необходимые свойства функциональных поверхностных слоев в зависимости от требований, предъявляемым к конечным изделиям в различных условиях эксплуатации [1]. Эти методы инженерии поверхности в значительной степени отличаются как по своей природе, так и по воздействию на изделия и на их структурно-чувствительные свойства. Прежде чем отдавать предпочтение одному из направлений, одному из технологических решений для модифицирования рабочих поверхностей конкретных материалов и изделий необходимо понимать, какие структурные изменения происходят в материалах, какое влияние эти структурные преобразования оказывают на конечные эксплуатационные свойства и, наконец, какие технологические параметры процесса следует обеспечить для получения наиболее оптимальных свойств.

Для решения таких задач существуют различные подходы, в том числе и математическое прогнозирование, при всех преимуществах которого, существует недостаточно четкое понимание, какие именно структурные факторы и параметры структурно-фазового состояния имеют наиболее существенное влияние на конечные эксплуатационные характеристики материалов и изделий из них [2].

Как известно, высокие значения эксплуатационных свойств различных материалов достигаются благодаря изменениям широкого ряда структурных характеристик материалов: типа, количества и размеров фаз; плотности, характера и распределения дефектов кристаллического строения и многих других факторов. Поэтому необходимость установления зависимости между свойствами любого материала и его структурой не вызывает сомнения.

В тоже время для полноты понимания того, как влияет изменение различных технологических параметров любого из процессов модифицирования поверхностных слоев изделий на структуру и соответственно эксплуатационные характеристики, необходим комплексный исследовательский подход, который позволил бы получить всю полноту данных о структурно-фазовом состоянии исследуемых материалов. Это в дальнейшем дает возможность, применяя классические зависимости, оценить уровень важнейших механических характеристик материалов (прочность, пластичность, трещиностойкость и др.), а также структурные факторы, дающие максимальный вклад в эти свойства. Полученные результаты, в свою очередь, позволяют давать рекомендации по усовершенствованию технологий инженерии поверхности [3–4].

Примером такого подхода по установлению корреляции «технология–структура–свойства» является представленная работа. В ней проведены исследования структурно-фазовых изменений в металлокерамических покрытиях

системы  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{–NiCr}$ , нанесенных с использованием многокамерной детонационной установки на различных режимах. Оценивалось влияние параметров формирующихся структур на эксплуатационные свойства покрытий.

Предложенная технология создания поверхностных слоев с использованием детонационного ускорителя оригинальной конструкции, разработанного в ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, позволяет удовлетворить возрастающие требования по качеству получаемых покрытий, энергосбережению, коэффициенту полезного использования материалов и др. [5].

**Материалы и методики исследований.** В качестве материала для детонационного напыления применялся композиционный порошок Amperit 584.054 ( $75\%\text{Cr}_3\text{C}_2+25\%\text{NiCr}$ ) фракционного состава ( $d_4$ )  $\approx 45/10$  мкм. Такого типа порошки применяются для нанесения коррозионно- и эрозионностойких, тепло- и износостойких покрытий на изделия, к которым предъявляются повышенные требования [4].

Применяемый для напыления порошок получен методом агломерирования и спекания (рис. 1). Изменяемые параметры технологических режимов многокамерного детонационного напыления представлены в табл. 1. Следует отметить, что изменение указанных параметров процесса приводит к изменению тепловложения, подводимого к единице массы порошка, а значит и «жесткости» процесса.

Для исследования образцов использовался комплексный методический подход, включающий оптическую микроскопию (Versamet-2, Япония), растровую электронную микроскопию (РЭМ) (Philips SEM-515, Голландия) и просвечивающую микрофракционную электронную микроскопию (JEOL JEM-200 CX с ускорением напряжением 200 кВ, Япония).

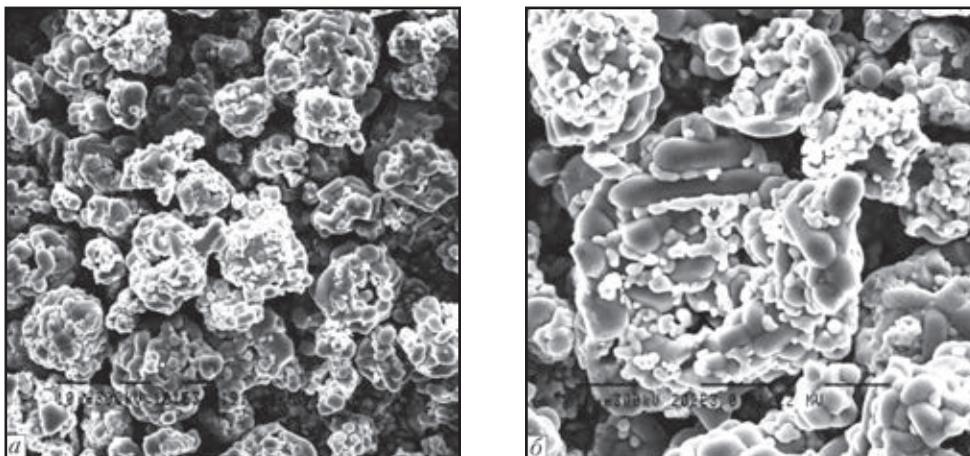


Рис. 1. Исходный порошок Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>+NiCr марки Amperit 584.054 (РЭМ): а – ×1010, б – ×2020

Таблица 1. Изменяемые технологические параметры режимов детонационного напыления (I–III) порошка Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>+NiCr марки Amperit 584.054

Режим напыления	Технологические параметры		Тепловложение
	расход воздуха V <sub>в</sub> , м <sup>3</sup> /ч	соотношение расхода горючего газа к окислителю β	
I	1,24...1,5	4,85...4,96	Среднее
II	2,32...1,95	4,95...4,97	Минимальное
III	0,84...1,09	4,94...5,07	Максимальное

Полученные экспериментальные данные позволили получить достоверную информацию о структурно-фазовом состоянии напыленных покрытий на различных структурных уровнях (от зернового до дислокационного). На основании полученных данных были выполнены аналитические оценки дифференцированного вклада отдельных структурных параметров (фазового состава, величины зерна, субзерна, плотности дислокаций и т.п.) в изменение общих (интегральных) значений механических характеристик – свойств прочности ( $\sigma_{0,2}$ ) и уровня локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л.вн}$ ) – потенциальных источников зарождения и распространения трещин [6–12].

Для расчета  $\sigma_{0,2}$  использовали уравнение Арчарда:

$$\Sigma \sigma_{\tau} = \sigma_0 + \sigma_z + \sigma_c + \sigma_d + \sigma_{д.у}$$

где  $\sigma_0$  – сопротивление решетки металла движению свободных дислокаций;  $\sigma_z$ ,  $\sigma_c$  – влияние размеров зерна и субзерна соответственно на уровень прочности;  $\sigma_d$  – влияние повышения плотности дислокаций на прирост предела текучести;  $\sigma_{д.у}$  – упрочнение материала за счет частиц первичных и вторичных карбидов.

Расчетные значения локальных внутренних напряжений оценивали по следующей зависимости:

$$\tau_{л.вн} = Gbh\rho/\pi(1 - \nu),$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – вектор Бюргерса;  $h$  – толщина фольги ( $2 \cdot 10^5$  см);  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\rho$  – плотность дислокаций.

**Результаты исследований.** Были получены 3 группы покрытий толщиной до 350...400 мкм, микроструктура которых представлена на рис. 2. Следует отметить, что наиболее высокой пористостью обладают покрытия, напыленные с применением режима II, наиболее низкой – покрытие I ( $\approx 1\%$ ) (табл. 2). Покрытия также отличаются между собой степенью ламелизации: I группа покрытий

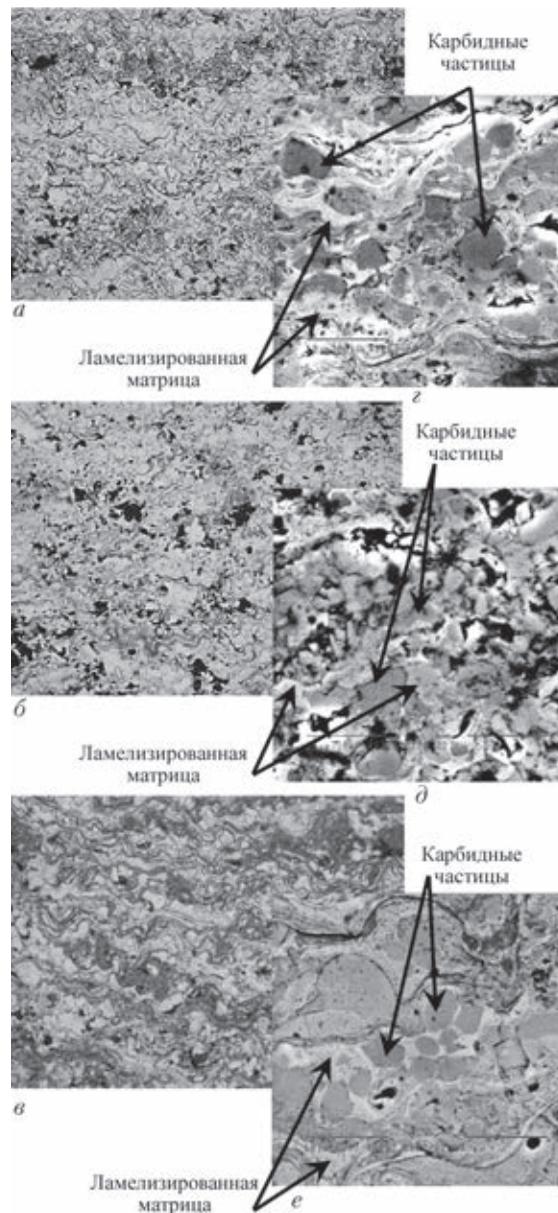


Рис. 2. Микроструктура покрытий, напыленных с применением режимов I (а, с), II (б, д), III (в, е) детонационного напыления: а–в – световая оптика (×500), с–е – РЭМ (×4020)

обладает средней объемной долей ламелей в матрице – 18...22 %, II – минимальным содержанием – 15...18 %, III – максимальным – 22...24 %. Необходимо учесть, что

качество покрытия тем лучше, чем выше в нем объемная доля ламелей, сформированных расплавленными и/или пластифицированными частицами порошка, по отношению к нерасплавленным частицам, которые в процессе напыления обычно находятся на периферии двухфазного потока «порошок–газ». Высокое содержание расплавленных и деформированных частиц предопределяет хорошую когезионную прочность получаемого покрытия. Повышение же объемной доли нерасплавленных частиц приводит к нарушению контактных процессов взаимодействия частиц между собой и с напыляемой поверхностью основы, существенно ухудшая качество получаемого покрытия.

Результаты исследований интегральной микротвердости полученных покрытий, а также фазового состава исходного порошка и покрытий представлены на рис. 3 и 4 соответственно. Микротвердость покрытий, напыленных с применением режима I, максимальна и составляет 7100...13240 МПа; режима II – 5610...10520 МПа, III – минимальна 7360...9270 МПа.

Следует отметить, что специфика газотермических методов напыления металлокерамических материалов на карбидной основе заключается в том, что под действием высокой температуры (несколько тысяч градусов) и атмосферы газообразных продуктов горения (детонации) горючей смеси происходит обеднение высших карбидов по углероду до низших карбидов, окисление карбидных частиц, а также миграция продуктов диссоциации карбидных частиц в металлическую матрицу [13–14]. Поскольку высший карбид  $Cr_3C_2$  обладает наиболее высокими эксплуатационными характеристиками, то протекание процессов значительной декарбонизации карбидных частиц явление нежелательное.

Проведенные исследования напыленных покрытий показали, что наиболее сильно процессы декарбонизации карбидных частиц прошли в покрытиях, напыленных с применением режима III ( $V_d Cr_7C_3 + Cr_2O_3 \approx 40\%$ ), наименьшее разложение частиц карбида  $Cr_3C_2$  произо-

Таблица 2. Значения пористости покрытий I – III

Режим напыления	I	II	III
Пористость полученных покрытий, %	0,7...1,3	9...13	1...4

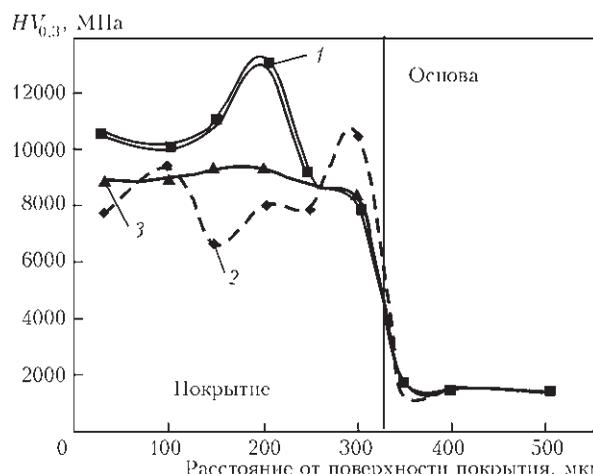


Рис. 3. Изменение интегральной микротвердости (HV<sub>0,3</sub>, МПа) по толщине покрытий 1 – I; 2 – II; 3 – III

шло при реализации режима II ( $V_d Cr_7C_3 + Cr_2O_3 \approx 13\%$ ). Исследования покрытий, напыленных на режиме I, показали среднюю степень обезуглероживания карбидных частиц ( $V_d Cr_7C_3 + Cr_2O_3 \approx 26\%$ ).

Таким образом, полученные данные показали, что применение режима I при детонационном напылении металлокерамики  $Cr_3C_2$ -NiCr является наиболее оптимальным. Такие покрытия отличаются средним содержанием ламелей, средней степенью диссоциации карбидных частиц и минимальной пористостью по сравнению с режимами II и III. В свою очередь исследования покрытий, напыленных на режиме II, показывают низкую степень разложения высших карбидов, но

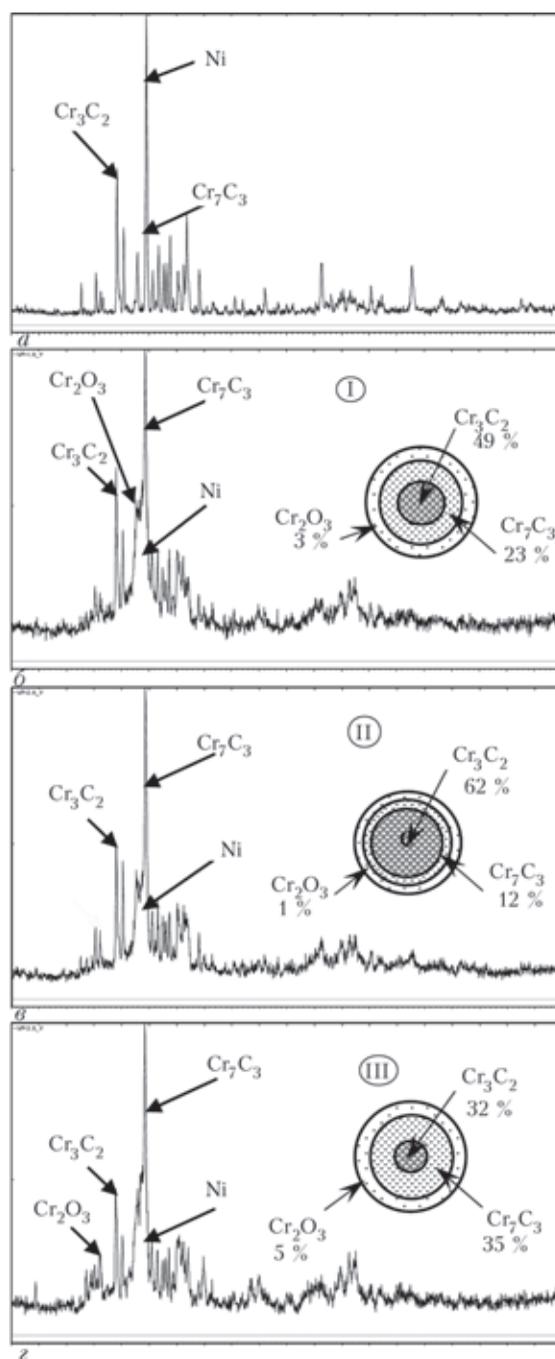


Рис. 4. Рентгенограммы покрытий и схематические изображения объемных долей продуктов распада карбидных частиц: а – исходный порошок; б–в – покрытия, напыленные на режимах I–III

в тоже время недостаточную степень ламелизации. В покрытиях же, напыленных с применением режима III, отмечается высокая объемная доля ламелей, но и более высокий уровень декарбонизации карбидных частиц.

Для раскрытия важности процессов разложения первичных карбидов и степени влияния этих процессов на преобразование структуры образцы покрытий, напыленных на режимах I и III (среднее и высокое тепловложение), были исследованы с применением методик просвечивающей электронной микроскопии. В обоих случаях была четко обнаружена слоистая структура областей карбидных частиц и матричного металла в непосредственной близости от границы «карбид–матрица». В центре карбидной частицы находится высший карбид  $\text{Cr}_3\text{C}_2$ , вокруг которого сформированы прослойки карбида  $\text{Cr}_7\text{C}_3$  и оксида  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ; отмечается миграция углерода от карбидных частиц в Ni–Cr матрицу с образованием в ней дисперсных частиц вторичных карбидов.

В покрытиях, напыленных на режиме I (рис. 5), в Ni–Cr матрице было обнаружено повышение концентрации углерода и образование вторичных карбидных частиц со средним размером около 0,0475 мкм (47,5 нм). Расстояние между границами вторичных карбидов не более 190 нм. Плотность дислокаций в объеме ламелей Ni–Cr матрицы составила  $2 \cdot 10^{10}$ , на границе «ламель–ламель»  $4 \cdot 10^{10}$ , на границе «карбид–ламель»  $5 \dots 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Установлено, что толщина ламелей в этом случае  $D_3 = 1,5 \text{ мкм}$ , а средний размер субструктуры Ni–Cr матрицы 247 нм.

В образцах покрытия, напыленного на режиме II (рис. 6), в Ni–Cr матрице было обнаружено более значительное повышение концентрации углерода и, как следствие, более крупные частицы вторичных карбидов со средним диаметром 0,0765 мкм (76,5 нм). Расстояние между границами вторичных карбидов составило не более 90 нм. Отмечено образование значительных

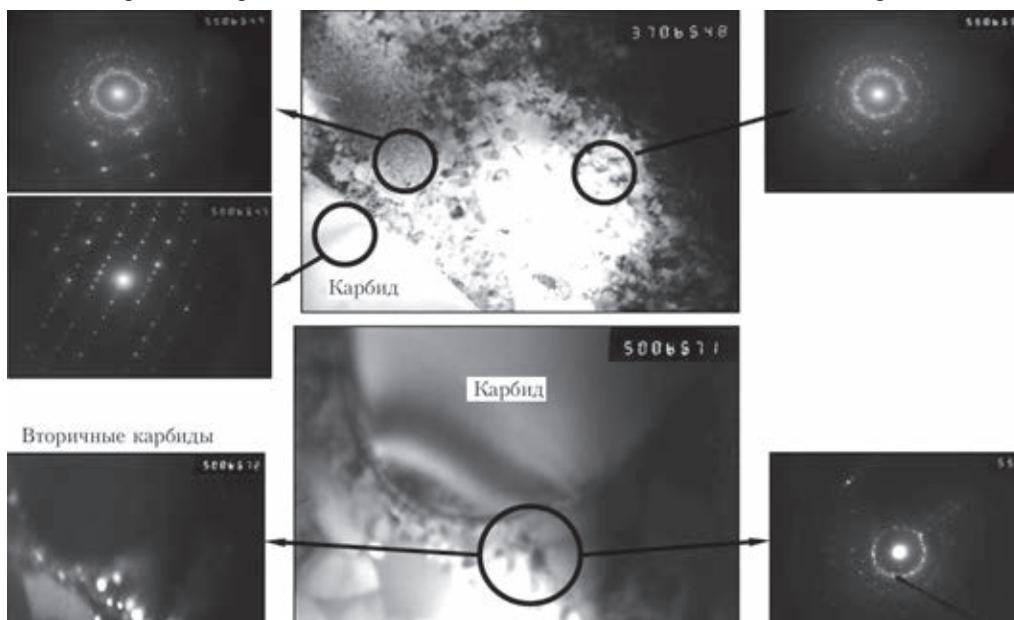


Рис. 5. Тонкая структура покрытия  $\text{Cr}_3\text{C}_2$ -NiCr, напыленного с применением режима I детонационного напыления

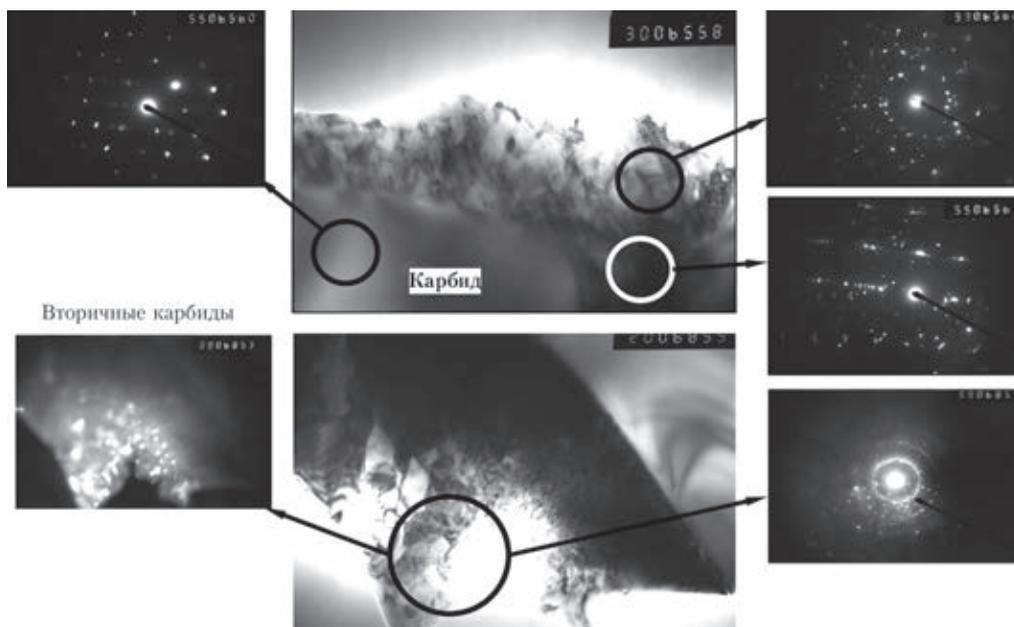


Рис. 6. Тонкая структура покрытия  $\text{Cr}_3\text{C}_2$ -NiCr, напыленного с применением режима III детонационного напыления

градиентов по дислокационной плотности. Если плотность дислокаций в объеме Ni–Cr ламелей составила  $8 \dots 9 \cdot 10^9$ , а на границе «ламель–ламель»  $8 \cdot 10^{10}$ , то на границах «карбид–ламель» за счет образования более массивных прослоек из  $Cr_7C_3$  и  $Cr_2O_3$  плотность дислокации достигла значений вплоть до  $9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Помимо повышения скалярной дислокационной плотности в данном образце было отмечено формирование протяженных дислокационных скоплений – потенциальных источников трещинообразования. Кроме того, в случае покрытия, напыленного на режиме II, отмечается измельчение структуры и субструктуры. Толщина ламелей  $D_3 = 1,25 \text{ мкм}$ , а средний размер субструктуры Ni–Cr матрицы не более  $200 \text{ нм}$ .

Полученные при помощи комплекса исследований данные позволили оценить дифференцированный вклад каждого из структурных параметров в интегральное значение предела текучести по классическим зависимостям Арчарда, Холла–Петча, Орована и др. Результаты расчетов представлены на рис. 7. Установлено, что суммарное значение предела текучести для образцов покрытий, напыленных с применением режима I, составляет  $1745 \text{ МПа}$ . Наибольший вклад в суммарное значение вносит упрочнение матрицы за счет частиц первичных и вторичных карбидов – до  $35 \%$ . В случае применения режима III суммарное значение

предела текучести составляет  $2105 \text{ МПа}$ . Как и в первом случае, максимальный вклад в интегральное значение привносит упрочнение матрицы за счет частиц первичных и вторичных карбидов – до  $40 \%$ .

Таким образом, расчетно-аналитическим методом установлено, что при увеличении тепловложения на единицу объема напыленного порошка (режимы I–III) происходит увеличение интегральных значений предела текучести за счет измельчения структуры и субструктуры, повышения плотности дислокаций, а также увеличения объемной доли вторичных карбидных частиц в матрице.

Помимо уровня предела текучести была осуществлена расчетно-аналитическая оценка уровня локальных внутренних напряжений (рис. 8), обусловленных повышением плотности дислокаций и образованием дислокационных скоплений на границах «ламель–ламель» и «ламель–карбидная частица». Было установлено, что максимальный уровень локальных внутренних напряжений для первого образца не превышает  $1020 \text{ МПа}$  или  $0,082$  от уровня теоретической прочности материала на сдвиг. В то же время уровень локальных внутренних напряжений второго образца практически сравнялся с теоретической прочностью данного материала на сдвиг ( $0,97$  от теоретической прочности) и достиг  $12100 \text{ МПа}$ .

Таким образом, образование протяженных дислокационных скоплений вокруг частиц карбидов, су-

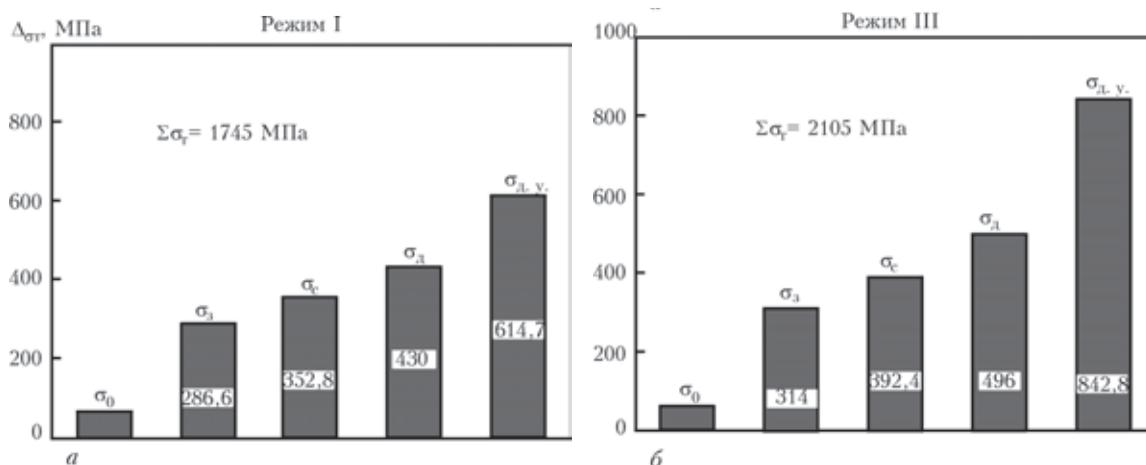


Рис. 7. Дифференцированный вклад ( $\Delta\sigma_t$ ) структурных параметров в интегральное значение предела текучести ( $\Sigma\sigma_t$ ): а – покрытия, напыленные на режиме I ( $\sigma_0$  – 4 %,  $\sigma_s$  – 16 %,  $\sigma_c$  – 20 %,  $\sigma_d$  – 25 %,  $\sigma_{dy}$  – 35 %); б – покрытия, напыленные на режиме III ( $\sigma_0$  – 3 %,  $\sigma_s$  – 15 %,  $\sigma_c$  – 19 %,  $\sigma_d$  – 23 %,  $\sigma_{dy}$  – 40 %)

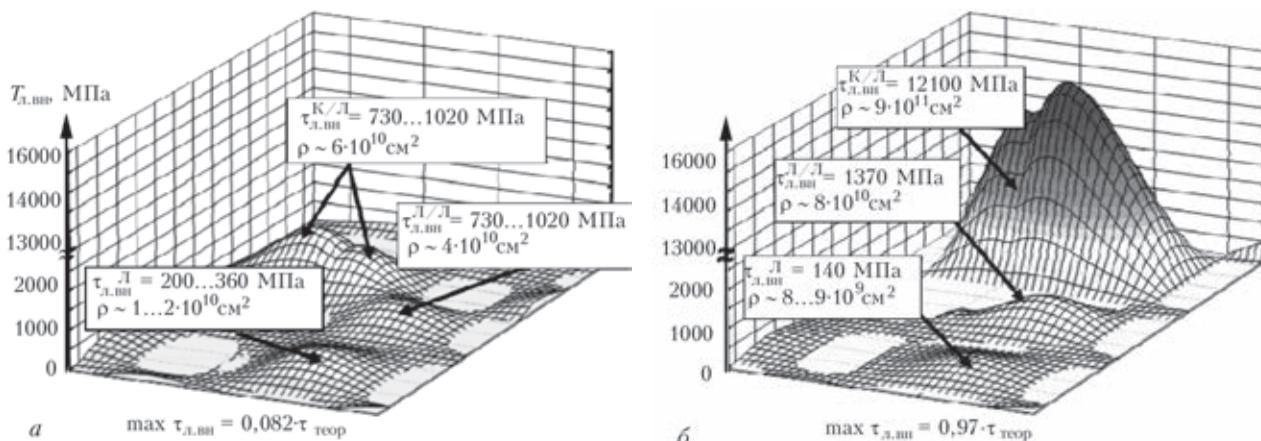


Рис. 8. Расчётные значения локальных внутренних напряжений в покрытиях, напыленных с применением режимов I (а) и III (б). Где: К/Л – граница карбидная частица–ламель матрицы; Л/Л – граница между соседними ламелями в матрице; Л – объём Ni–Cr ламелей

щественно деградировавших в процессе напыления, приводит к катастрофическому повышению уровня локальных внутренних напряжений. Такая локализация по всей видимости приведет к появлению микротрещин и выкрашиванию частиц первичных карбидов из матрицы в ходе практической эксплуатации. Т. е. режимы напыления, которые приводят к сравнительно более высокому упрочнению матрицы за счет названных выше механизмов и одновременно к появлению значительных локализованных внутренних напряжений недопустимы. В то же время умеренное повышение прочностных свойств и твердости матрицы без существенной деградации первичных карбидных частиц и образования высоких значений локальных внутренних напряжений должно приводить к повышению эксплуатационных свойств конечных изделий.

Данные исследования позволили дать рекомендации технологам по корректировке режимов многокамерного детонационного напыления металлокерамического порошка  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$  с целью продления ресурса работы конкретных изделий.

### Выводы

Применение многокамерной установки детонационного напыления на оптимальных режимах обеспечивает получение качественных покрытий из металлокерамического материала системы  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$ .

В процессе напыления порошка  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$  под действием высоких температур и атмосферы продуктов детонации происходит изменение его фазового состава с образованием в покрытиях сложного гетерогенного структурно-фазового состояния. Обнаруживается слоистая структура областей карбидных частиц и матричного металла в непосредственной близости от границы «карбид–матрица» с выделениями в матрице дисперсных вторичных карбидов.

Показано, что изменение «жесткости» процесса детонационного напыления оказывает существенное влияние на конечное структурно-фазовое состояние полученных покрытий. Увеличение тепловложения на единицу массы порошка (режимы I–III), с одной стороны, приводит к увеличению объемной доли ламелей Ni–Cr матрицы (положительный фактор), измельчению структуры и уменьшению пористости покрытий, а с другой стороны, способствует значительной интенсификации процессов деградации первичных карбидных частиц.

Расчетно-аналитическим методом установлено, что изменение технологических параметров детонационного напыления имеет существенное влияние на изменение таких структурно-зависимых свойств конечных покрытий, как предел текучести и уровень локальных внутренних напряжений. В связи с этим показано, что увеличение «жесткости» напыления порошка металлокерамики  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$  способствует упрочнению материала покрытия за счет измельчения структуры и субструктуры, повышения плотности дислокаций, а также увеличения объемной доли вторичных карбидных частиц в матрице. Однако в то же время ведет к образованию протяженных дислокационных скоплений вокруг частиц карбидов,

деградировавших в процессе напыления в более существенной степени, и, как следствие, к катастрофическому повышению уровня локальных внутренних напряжений вплоть до уровня теоретической прочности матрицы.

Таким образом, технологические режимы напыления, способствующие умеренному повышению прочностных свойств и твердости матрицы без существенной деградации первичных карбидных частиц и образования высоких значений локальных внутренних напряжений должны приводить к повышению эксплуатационных свойств конечных изделий. А режимы напыления, способствующие существенному упрочнению матрицы и появлению значительных локализованных внутренних напряжений, недопустимы.

1. *Burakowski T., Wierzchon T.* Surface Engineering of Metals: Principles, Equipment, Technologies. – CRC Press LLC, 1999. – 592 p.
2. *Тепловое и термонапряженное состояние железнодорожных колес при локальной поверхностной закалке / Б. С. Карпинос., В. Г. Барило, С. В. Петров и др. // Пробл. прочности. – 2004. – № 3. – С. 112–123.*
3. *Маркашова Л. И., Тюрин Ю. Н., Колисниченко О. В., Валевич М. Л., Богачев Д. Г.* Структура и механические свойства инструментов из быстрорежущей стали при импульсно-плазменной поверхностной обработке // Строительство, материаловедение, машиностроение. Сб. науч. трудов. – Днепропетровск, ГВУЗ «ПГАСА». – 2012. – Вып. 64. – С. 211–220.
4. *Маркашова Л. И., Тюрин Ю. Н., Колисниченко О. В., Валевич М. Л., Богачев Д. Г.* Оптимизация структуры и эксплуатационных свойств рабочих поверхностей изделий из высокопрочного чугуна после импульсной плазменной поверхностной обработки // Лазерные технологии в сварке и обработке материалов: Сб. труд. VI Межд. конф. – Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2013. – С. 56–59.
5. *Сравнительный анализ эффективности кумулятивно-детонационного и HVOF устройств для газотермического напыления покрытий / Ю. Н. Тюрин, А. Д. Погребняк, О. В. Колисниченко // Физическая инженерия поверхности. – 2009. – 7, № 1–2. – С. 39–45.*
6. *Сузуки Х.* О пределе текучести поликристаллических металлов и сплавов // Структура и механические свойства металлов. – М.: Металлургия, 1967. – С. 255–260.
7. *Эйби 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 // Сверхмелкое зерно в металлах. – М.: Металлургия, 1973. – С. 11–40.
11. *Petch N. J.* The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. – 1953. – 173, № 1. – P. 25–28.
12. *Ashby M. F.* Mechanisms of deformation and fracture // Adv. Appl. Mech. – 1983. – 23. – P. 118–177.
13. *Microstructural characterization and abrasive wear performance of HVOF sprayed  $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{-NiCr}$  coating / Gang-Chang Ji, Chang-Jiu Li, Yu-Yue Wang, Wen-Ya Li // Surface and Coatings Technology. – 2006. – № 200. – P. 6749–6757.*
14. *Characterisation and Corrosion-Erosion Behaviour of Carbidebased Thermal Spray Coatings / Sukhpal Singh Chatha, Hazaar S. Sidhu, Buta S. Sidhu // J. of Minerals & Materials Characterization & Engineering. – 2012. – 11, № 6, P. 569–586.*

# СТРУКТУРНО-ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛИ 38ХНЗМФА, ФОРМИРУЮЩИХСЯ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНОГО И ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

*Л. И. Маркашова, В. Д. Шелягин, О. С. Кушнарёва, Е. Н. Бердникова,  
А. В. Бернацкий*

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

Представлены результаты исследований структурно-фазовых состояний формирующихся в поверхностных слоях конструкционной стали 38ХНЗМФА в различных условиях упрочняющей обработки лазерным и лазерно-плазменным легированием. На базе экспериментальных исследований выполнены аналитические оценки дифференцированного вклада всех образующихся при упрочнении структур и их параметров (химического состава, размеров зерен, субзерен, плотности дислокаций, размера и объемной доли фазовых выделений и т.п.) в изменение механических характеристик поверхностных слоев, условий трещинообразования, обусловленных формированием локальных концентраторов внутренних напряжений – зон зарождения и распространения трещин, а также механизмов релаксации такого типа напряжений.

Одной из главных задач при изготовлении деталей машин и механизмов является обеспечение их служебных характеристик, что, как правило, зависит от условий их эксплуатации и от соответствующих свойств материалов, из которых эти детали изготовлены [1, 2]. Что же касается конструкций с особыми свойствами их поверхностей, то гарантированная работоспособность и увеличение срока службы такого типа конструкций может быть обеспечена, прежде всего, за счет соответствующих технологий упрочнения поверхностных слоев, к которым к настоящему времени относятся лазерные и лазерно-плазменные способы обработки поверхностей [3].

Однако при использовании отмеченных технологий возникают и проблемы, в значительной степени связанные с накоплением внутренних напряжений в обработанных поверхностях, что является основной причиной снижения трещиностойкости и, соответственно, служебных свойств конструкций.

Учитывая тот факт, что практически все свойства, включая и трещиностойкость материалов, определяются их структурно-фазовым состоянием, исследования характера структур и их изменений в поверхностных слоях металла при различных технологических условиях обработки в сочетании с последующей оценкой влияния формирующихся при различных обработках структур на их эксплуатационные свойства является актуальной задачей, поскольку такого типа экспериментально-аналитический подход дает возможность обеспечить за счет оптимизации поверхностных структур необходимые эксплуатационные свойства упрочняемых поверхностей [4, 5].

Экспериментальная информация о структурно-фазовом состоянии поверхностей конструкционной стали 38ХНЗМФА (торцевая поверхность кольцевых образцов  $\varnothing 187 \times \varnothing 125 \times 30$  мм) и ее изменениях была получена для условий лазерного и лазерно-плазменного легиро-

вания [6] с использованием механической смеси порошков фракции 0...40 мкм следующего состава (масс. %): 46 % (WC–W<sub>2</sub>C) + 46 % Cr + 4 % Al + 4 % Si (лазерное легирование) и состава – 48 % (WC–W<sub>2</sub>C) + 48 % Cr + 4 % Al (лазерно-плазменное легирование). При этом использовались следующие режимы обработки поверхности: при лазерном методе легирования мощности (P) составляли 3,5 и 4,4 кВт; а скорость легирования (V) от 400 до 750 мм/мин при величине расфокусировки излучения  $\Delta F = +30...+45$  мм. Лазерно-плазменное легирование выполнялось при постоянной мощности (P = 3 кВт), но разной скоростью легирования (V от 500 до 750 мм/мин) с наложением различного количества дорожек.

Комплексными исследованиями на всех структурных уровнях от макро (зеренного) до микро (дислокационного) [7, 8] с использованием световой (Versamet-2), аналитической растровой (СЭМ-515, фирмы PHILIPS, Голландия), а также просвечивающей микродифракционной электронной микроскопии (JEM-200СХ, фирма JEOL, Япония) установлено следующее.

При всех обработках поверхностный легированный слой имеет четко выраженную кристаллическую структуру. Однако для режимов лазерно-плазменной обработки характерно уменьшение размеров и преобладание более глобулярного (ячеистого) характера формирующихся в поверхностных слоях структур, рис. 1. При этом проблемными дефектными зонами для всех исследуемых поверхностей (как при лазерном, так и при лазерно-плазменном легировании), являются области микротрещин, в которых наблюдается резкое увеличение концентрации Cr (до 25 %). Однако, если в условиях лазерной обработки трещины наблюдаются не только в легированном слое, но и в зоне сплавления, а также в основном металле, то при лазерно-плазменном легировании области распространения трещин заметно сужаются: трещины не обнаруживаются ни в

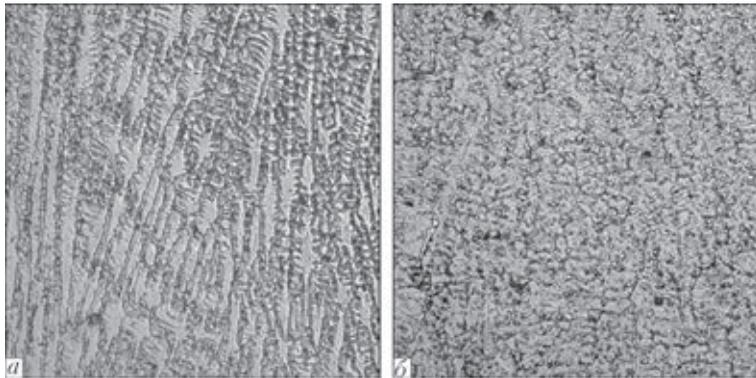


Рис. 1. Микроструктура поверхности конструкционной стали 38ХНЗМФА в условиях лазерного (а) и лазерно-плазменного легирования (б),  $\times 500$ .

зоне сплавления, ни тем более в основном металле [6]. Для выявления причин трещинообразования, проявляющегося при определенных технологических режимах поверхностной обработки, были выполнены более детальные исследования параллельно на образцах, полученных при оптимальных технологических режимах (отсутствие трещин или минимальное их количество) и при отклонениях от оптимального режима (в условиях которых формируется значительное количество трещин).

1. При лазерном легировании  $P = 4,4$  кВт,  $V = 400$  мм/мин (отклонение от оптимального режима) формирующаяся структура в обработанных поверхностных слоях отличается повышенными показателями микротвердости ( $HV_{\text{пов}} = 4830 \dots 5720$  МПа), значения которых превышают соответствующие показатели ( $HV$ ) основного металла ( $HV_{\text{Омет}} = 3760 \dots 3820$  МПа), т.е. градиент микротвердости ( $\Delta HV$ ) от поверхности до основного металла составляет порядка  $1070 \dots 1850$  МПа. Кроме того, для обработанных поверхностей характерна незначительная микропористость ( $V_d$  до  $\sim 1\%$ ). Что же касается типа формирующихся структур и их размеров, то исследованиями установлено, что при указанных режимах обработки в легированных поверхностных слоях формируются структуры преимущественно игольчатого типа, в том числе – мартенсит, а также нижнего и верхнего бейнита, насыщенные протяженными ( $h \times l = 0,06 \times 1,0$  мкм... $0,5 \times 1,6$  мкм) карбидами зернограничного типа, рис. 2 а. При этом следует отметить крупнозернистость игольчатых образований ( $h \times l$  до  $\sim 15 \times 150$  мкм) с коэффициентом формы зерен ( $\alpha$  до  $\sim 10$ ), что свидетельствует о протяженности образующихся в поверхностных слоях структур.

Исследования концентрационных изменений, а также наличия и распределения частиц различного состава, вносимых при обработке с порошковой смесью, показали, что при указанных обработках во внутренних объемах зерен поверхностных слоев наблюдается сравнительно равномерное распределение включений (размером  $d_{\text{ФВ}}$  до  $\sim 25$  мкм), состоящих преимущественно из карбидов воль-

фрама ( $WC+W_2C$ ), объемная доля ( $V_d, \%$ ) которых составляет порядка  $1\%$ . Наблюдается также формирование локальных зон повышенной концентрации (до  $\sim 20 \dots 25\%$ ) хрома, распределение которых проявляется, как правило, вдоль межзеренных границ. Такого типа области четко фиксируются на картах распределения химических элементов при соответствующих исследованиях.

Что касается тонкой (дислокационной) структуры, то в случае неоптимальных режимов лазерного легирования для металла поверхностных слоев характерно крайне неравномерное распределение дислокационной плотности, отличающееся резким повышением плотности дислокаций (до значений,  $\rho \sim 9 \times 10^{11} \dots 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) в основном – вдоль межзеренных границ, что значительно выше значений внутризеренной дислокационной плотности, где  $\rho \sim 8 \times 10^8 \dots 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Такого типа протяженные плотные дислокационные скопления, как правило, связаны с весьма высоким приграничным концентрационным распределением хрома и формированием в этой зоне (вдоль межзеренных границ) хромосодержащих (типа  $Cr_{23}C_6$ ) карбидных фаз (рис. 2 б).

В случае оптимального режима лазерного легирования ( $P = 3,5$  кВт,  $V = 500$  мм/мин) (по сравнению с режимом, с отклонением от оптимального) наблюдаются кардинальные изменения структурно-фазового состояния обработанных поверхностей, для которых характерно формирование более мелкозернистой мартенсито-аустенитной структуры, рис. 2 в, г (размер зерна  $h \times l$  снижается до  $40 \times 125$  мкм) при существенном уменьшении коэффициента формы ( $\alpha \sim 3$ ) зерен,

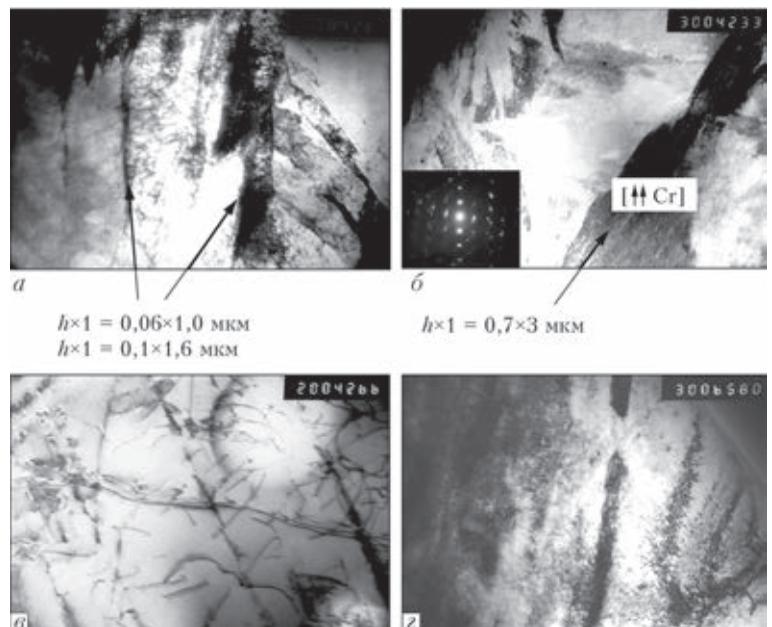


Рис. 2. Тонкая структура легированного слоя, полученная с использованием лазерного легирования:  $P = 4,4$  кВт,  $V = 400$  мм/мин (а, б), где а – градиент распределения дислокаций вдоль фазовых выделений во внутренних объемах кристаллитов ( $\times 37000$ ); б – внутренняя структура фазовых выделений ( $\times 30000$ );  $P = 3,5$  кВт,  $V = 500$  мм/мин (в, г), где в – равномерное распределение плотности дислокаций в аустенитной структуре ( $\times 20000$ ); г – мартенситная структура ( $\times 30000$ ).

что свидетельствует не только о мелкозернистости, но и равноосности структуры поверхностей, формирующейся в условиях оптимальных режимов обработки.

Сравнительно равномерным оказывается и распределение химических элементов, вносимых при оптимальной обработке: так, если содержание Cr и W в объемах зерен фиксируется на уровне ~ 6 и 7 % соответственно, то в приграничных областях возрастание концентраций незначительно (до ~ 8...9 %). Последнее свидетельствует об отсутствии существенного градиента по распределению в поверхностных слоях металла вносимых обработкой химических элементов. Кроме того, следует отметить, что в поверхностных слоях отмечается минимальное количество пор, а также резкое (до ~ 1%) уменьшение количества трещин, незначительное изменение микротвердости в контактной зоне поверхность/основной металл.

Показательны для оптимальных режимов поверхностной лазерной обработки и особенности в формировании дислокационной структуры в поверхностных слоях: для данных случаев легирования характерно более равномерное распределение дислокаций при общем снижении их плотности ( $\rho$  порядка от  $2 \times 10^9$  до  $4 \times 10^9$  см<sup>-2</sup>), рис. 2 в. Сравнительную равномерность следует отметить и в отношении размеров и распределения частиц фаз: фазовые выделения в поверхностных слоях в условиях оптимальной лазерной обработки более дисперсны (их размеры  $d_{фв} \sim 0,04...1,2$  мкм) при сравнительно равномерном их распределении во внутренних объемах зерен. Причем практически отсутствуют внесенные крупные частицы карбидов вольфрама (WC+W<sub>2</sub>C).

2. В условиях лазерно-плазменного легирования – в случае отклонения от оптимального режима ( $P = 3$  кВт,  $V = 500$  мм/мин - наложение четырех дорожек) для обработанных поверхностных слоев металла характерно: формирование структуры игольчатого типа, но с укрупнением величины зерна ( $h \times l$  до  $20 \times 150$  мкм) и коэффициента их формы ( $\alpha \sim 8$ ); увеличение количества (до ~10%) крупных включений (WC+W<sub>2</sub>C) размером до 50...230 мкм; возрастание поверхностной микротвердости (HV) и пористости (до ~20 %), а также весьма значительное увеличение в поверхностных слоях количества трещин (до 30 %).

Установлено также и весьма значительные локальные изменения концентрации Cr в определенных структурных зонах: повышение (до 17 % и более) хрома наблюдается преимущественно вдоль зон межзеренных границ и линии сплавления. Характерным для условий указанных режимов является также четкая локализация процессов трещинообразования вдоль области линии сплавления, где и отмечается наибольший градиент по концентрации хрома ( $\Delta Cr \sim 15$  %). Показательно, что трещинообразование в данных технологических условиях имеет заметную привязку к зонам резкого локального по-

вышения концентрации Cr, где и происходит формирование протяженных дислокационных скоплений с высокой плотностью дислокаций ( $\rho$  до  $\sim 8 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>), рис. 3 а, б.

При оптимальном режиме лазерно-плазменного легирования ( $P=3$ кВт,  $V = 500$  м/ч – один проход) для металла поверхностных слоев характерно: некоторое увеличение твердости поверхностного слоя, но без градиента по сравнению с основным металлом; существенное диспергирование мартенситной структуры, карбидных фаз и включений (WC+W<sub>2</sub>C); однородное распределение (как в объемах, так и вдоль границ зерен) таких химических элементов как Cr и W, а также полное отсутствие пористости и трещин. Характерным также для случая оптимального режима лазерно-плазменной обработки является общее снижение плотности дислокаций (до  $\sim 8 \times 10^8...1 \times 10^9$  см<sup>-2</sup>) при равномерном их распределении по всему объему поверхностного слоя, рис.3 в, г.

Выполненный комплекс экспериментальных исследований позволил провести аналитические оценки дифференцированного вклада различных структурно-фазовых составляющих и их параметров, формирующихся в исследуемых поверхностных слоях при различных режимах легирования в изменение наиболее значимых эксплуатационных характеристик обработанных поверхностей - прочности, пластичности, трещиностойкости. Аналитическими оценками таких механических характеристик, как общее (интегральное) значение предела текучести ( $\Sigma\sigma_T$ ) [9-13] с учетом конкретного (дифференцированного) вклада таких составляющих как напряжения трения решетки ( $\Delta\sigma_0$ ), твердорастворного упрочнения ( $\Delta\sigma_{ТР}$ ), зеренного и субструктурного упрочнения ( $\Delta\sigma_3, \Delta\sigma_C$ ), дислокационного ( $\Delta\sigma_D$ ) и дисперсионного упрочнения ( $\Delta\sigma_{Д.У}$ ) показано следующее. Наиболее высокие общие значения предела текучести ( $\Sigma\sigma_T$ ) в обработанных поверхностях

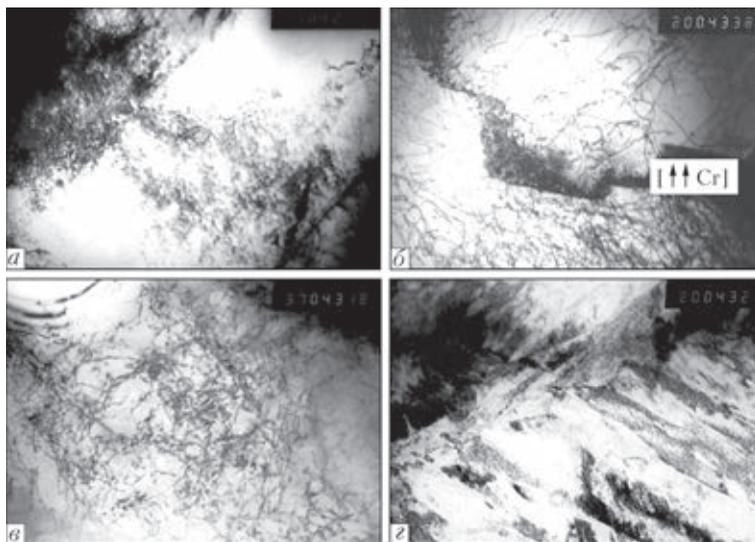


Рис. 3. Тонкая структура легированного слоя метод лазерно-плазменного легирования при  $P = 3$  кВт,  $V = 500$  мм/мин (наложение четырех дорожек): резкий градиент по распределению плотности дислокаций, как в объеме кристаллитов (а –  $\times 30000$ ), так и вдоль границ (б –  $\times 20000$ ); и при  $P = 3$  кВт,  $V = 500$  мм/мин (наложение одной дорожки) где наблюдается равномерное распределение плотности дислокаций и фазовых выделений в металле легированного слоя (в –  $\times 30000$ , г –  $\times 30000$ ).

обеспечиваются в условиях оптимальных режимов как для лазерного легирования ( $\Sigma\sigma_T = 406$  МПа), рис. 4, так и лазерно-плазменного легирования ( $\Sigma\sigma_T = 591$  МПа), рис. 5. Причем, наибольший вклад в увеличение значения предела текучести при лазерном легировании (оптимальный режим) обеспечивается за счет измельчения субструктуры ( $\Delta\sigma_c = 115$  МПа), рис. 6, что в этих условиях составляет порядка 28% от  $\Sigma\sigma_T$ . При лазерно-плазменном легировании (оптимальный режим) максимальный вклад в повышение общего значения предела текучести обеспечивается измельчением субструктуры ( $\Delta\sigma_c = 176$  МПа, т. е. 30% от  $\Sigma\sigma_T$ ) и влиянием фазовых выделений (как дисперсных, так и крупных частиц) ( $\Delta\sigma_{д.ч.} = 196$  МПа, т. е. 33 % от  $\Sigma\sigma_T$ ), рис. 5. Следует отметить, что возрастание уровня дисперсионного упрочнения ( $\Delta\sigma_{д.ч.}$ ) в последнем случае происхо-

дит в большей степени за счет вклада дисперсных фаз (~63 %) и менее значимый вклад - от крупных включений на основе карбида вольфрама (~37 %).

Используя результаты структурных исследований выполнены также и оценки таких весьма значимых показателей механических характеристик, какими являются показатели трещиностойкости поверхностей, обрабатываемых при различных режимах. Анализ показателей трещиностойкости выполнялся не только с учетом распределения, но и уровня локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л/вн}$ ), оцениваемого согласно зависимости [8]  $\tau_{л/вн} = Gbh\rho/\pi(1 - \nu)$ , где  $G$  – модуль сдвига;  $h$  – толщина фольги;  $\rho$  – плотность дислокаций;  $\nu$  – коэффициент Пуассона. И в условиях, когда значения  $\tau_{л/вн}$  в определенной области приближается к значению теоретической прочности ( $\tau_{теор.}$ ) материала, эта область (с определенным структурно-фазовым состоянием) и является зоной зарождения и распространения трещин.

Показано, что для поверхностных слоев, формирующихся в условиях лазерного легирования (отклонение от оптимального режима) характерны резкие изменения плотности дислокаций в определенных зонах металла, где  $\rho$  изменяется от  $9 \times 10^{11} \dots 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  до  $8 \times 10^8 \dots 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Наличие такого типа зон является основанием для формирования в этих участках поверхностных слоев резких градиентов ( $\Delta\tau_{л/вн}$ ) по величине локальных внутренних напряжений, являющихся концентраторами внутренних напряжений и соответственно - факторами, способствующими трещинообразованию и резкому ухудшению качества поверхности. В данном случае значения  $\Delta\tau_{л/вн}$  изменяется от  $18500 (G/4,5 \times 10^3 - 2,2\tau_{теор.})$  до  $14,9 \text{ МПа} (G/5,7 \times 10^3 - 0,0018\tau_{теор.})$ , рис. 6.

А основной причиной, способствующей неравномерности в распределении плотности дислокаций, а значит – и локальных внутренних напряжений ( $\Delta\tau_{л/вн}$ ), является значительное локальное повышение (преимущественно вдоль межзеренных границ) концентрации

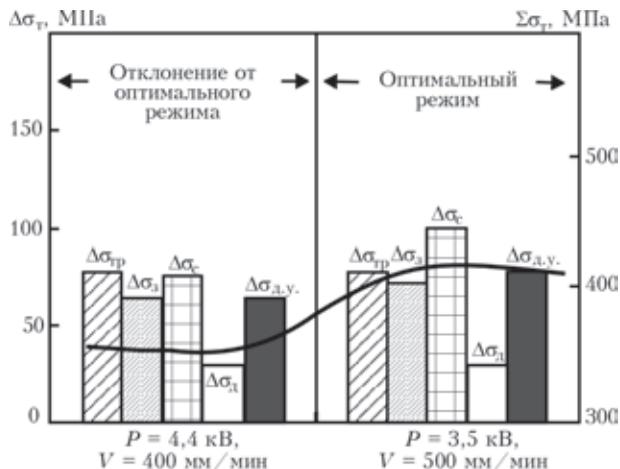


Рис. 4. Гистограмма дифференцированного вклада структурных составляющих ( $\Delta\sigma_i$ ) в общую ( $\Sigma\sigma_T$ ) расчетную величину предела текучести легированной поверхности полученной методом лазерного легирования.

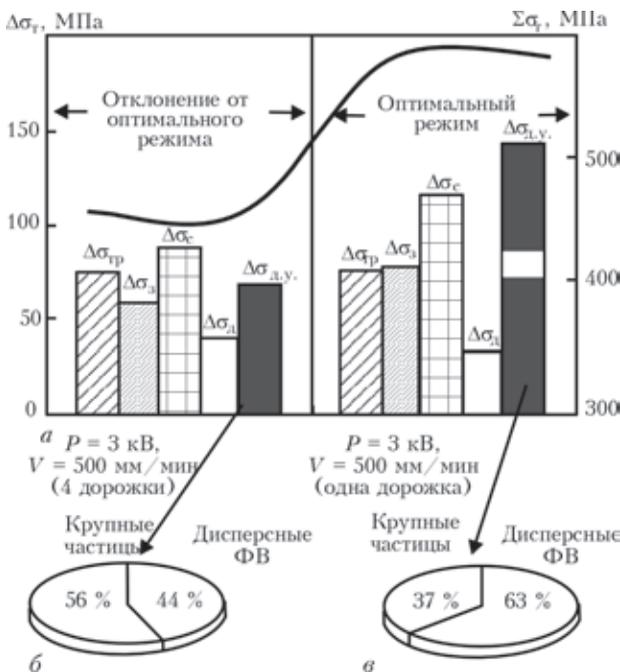


Рис. 5. Гистограмма (а) дифференцированного вклада структурных составляющих ( $\Delta\sigma_i$ ) в общую (интегральную  $\Sigma\sigma_T$ ) расчетную величину предела текучести легированной поверхности полученной методом лазерно-микроплазменного легирования.

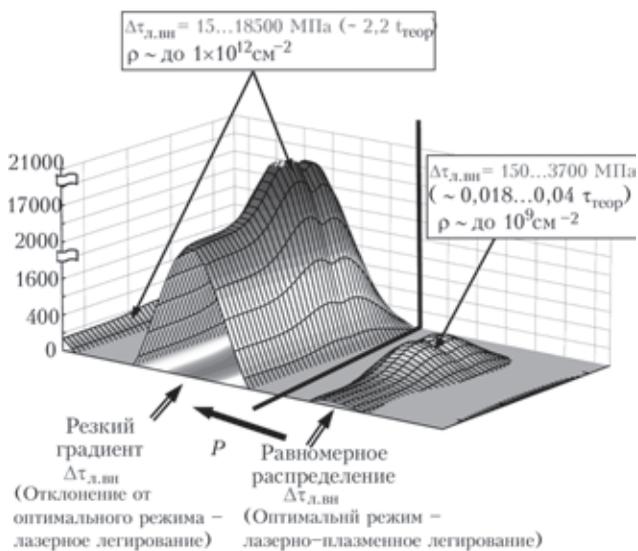


Рис. 6. Диаграмма распределения локальных внутренних напряжений ( $\tau_{л/вн}$ ) в легированном слое в зависимости от характера формирующихся структур и плотности дислокаций.

таких химических элементов как хром и формирование в этой зоне протяженных хромсодержащих фаз ( $Cr_{23}C_6$ ).

В случае лазерного легирования при уменьшении мощности обработки до  $P = 3,5$  кВт и увеличении скорости до  $V = 500$  мм/мин (оптимальный режим) наблюдается в обработанных поверхностях снижение плотности дислокаций (до  $\sim 4 \times 10^9$  см $^{-2}$ ) и равномерное их распределение, что, соответственно, приводит не только к снижению, но и к оптимальному (равномерному) распределению локальных внутренних напряжений (до  $\tau_{л/вн} \sim 55,4$  МПа  $- G/9,0 \times 10^2$ ,  $0,007\tau_{теор}$ ) в легированном слое, что в итоге не создает условий для формирования зон зарождения и распространения трещин. Характерно, что в случае отмеченной обработки не наблюдается в поверхностных слоях и существенных перепадов в распределении концентрации таких химических элементов как хром, провоцирующих формирование плотных дислокационных скоплений.

При лазерно-плазменном легировании в образце при  $P = 3$  кВт  $V = 500$  мм/мин - наложение четырех дорожек (отклонение от оптимального режима) наблюдается резкий градиент по распределению плотности дислокаций в объемах кристаллитов, где четко проявляется повышение (до 17 %) концентрации хрома, что, в основном, и является причиной формирования протяженных концентраторов внутренних напряжений – очагов зарождения трещин, где  $\tau_{л/вн}$  составляет от  $\sim 370$  МПа ( $G/2,3 \times 10^2 - 0,04\tau_{теор}$ ) до 14000 МПа ( $G/6 - 1,8\tau_{теор}$ ). В случае же однопроходного лазерно-плазменного легирования при  $P = 3$  кВт  $V = 500$  мм/мин (оптимальный режим) наличие дискретных по размеру и равномерно распределенных по объему зерен фазовых выделений при сопутствующей низкой плотности дислокаций (без резких градиентов в ее распределении) свидетельствует об отсутствии структурных условий для формирования концентраторов внутренних напряжений. При этом значения  $\tau_{л/вн}$  снижаются и составляют  $\sim 148 \dots 370$  МПа ( $G/5,7 \times 10^2 \dots G/2,3 \times 10^2 - 0,018 \dots 0,04\tau_{теор}$ ), рис. 6. Последнее характеризует структурное состояние поверхности как оптимальное и подтверждается практическим отсутствием трещин.

Таким образом, экспериментально-аналитическими исследованиями влияния структурно-фазового состояния металла поверхностных слоев, формирующихся при различных режимах упрочняющей обработки и на изменение основных эксплуатационных характеристик поверхностных слоев установлено. Режимы лазерно-плазменного легирования способствуют увеличению прочностных характеристик (в среднем на 20 %)

по сравнению с лазерным легированием, а наибольший вклад в упрочнение при оптимальном режиме обработки вносят фазовые выделения (27 %) и субструктура (25 %). Максимальная трещиностойкость обработанных поверхностей наиболее полно обеспечивается режимами лазерно-плазменного легирования ( $P = 3$  кВт,  $V = 500$  мм/мин с наложением одной дорожки), чему способствует отсутствие зон зарождения и распространения трещин, что связано с равномерным распределением дислокационной плотности без резких их градиентов. Трещинообразование и при лазерной и лазерно-плазменной упрочняющей обработке поверхностей конструкционной стали, как правило, обусловлено формированием плотных и протяженных дислокационных скоплений (преимущественно вдоль межзеренных границ), связанных с неравномерностью в распределении таких химических элементов, как хром.

1. Курдюмов В. Я., Рязанов В. П. Ремонт строительных машин методами сварки и наплавки. – М.: Стройиздат, 1973. – 231 с.
2. Доценко Н. И. Восстановление автомобильных деталей сваркой и наплавкой. – М.: Транспорт, 1972. – 352 с.
3. Тергулов Н. Г., Соколов Б. К., Варбанов Г., Мальшиев Б. С., Неганов М. И., Ерофеев Е. Ю. Лазерные технологии на машиностроительном заводе. – Уфа, 1993. – 264 с.
4. Структурные условия обеспечения прочности и пластичности соединений алюминий-литиевых сплавов / Л.И. Маркашова, А.Я. Ищенко, О.С. Кушнарева и др. // Автоматическая сварка. – 2012. – № 5. – С. 23–31.
5. Estimation of the strength and crack resistance of the metal of railway wheels after long-term operation / L.I. Markashova, V.D. Poznyakov, A.A. Gaivoronskii, E.N. Berdnikova, T.A. Alekseenko // Materials Science. – 2012. – Vol. 47, № 6. – pp.799–806.
6. Лазерное и лазерно-микроплазменное легирование поверхности образцов из стали 38ХНЗМФА / В. Д. Шелягин, Л. И. Маркашова, В. Ю. Хаскин, А. В. Бернацкий, О. С. Кушнарева // Автоматическая сварка. – 2014. – № 2. – С. 26–32.
7. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. – М.: 1972. – 408 с.
8. Роль дислокаций в упрочнении и разрушении металлов. Иванова В.С., Гордиенко Л.К., Геминев В.Н. и др. – М.: Наука, 1965. – 180 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. Petch N. J. The cleavage strength of polycrystalline // J. Iron and Steel Inst. – 1953. – 173. – № 1. – P. 25–28.
11. Orowan E. Dislocation in metals. – New York: AIME, 1954. – 103 p.
12. Ashby M. F. Mechanisms of deformation and fracture // Adv. Appl. Mech. – 1983. – № 23. – P. 118–177.
13. Келли А., Николсон Р. Дисперсное твердение. – М.: Металлургия, 1966. – 187 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ПРИ СВАРКЕ КОЛЬЦЕВЫХ РАЗНОРОДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТРУБ ИЗ 12 % ХРОМИСТОЙ СТАЛИ МАРТЕНСИТНОГО КЛАССА

О. В. Махненко, Е. А. Великоиваненко, Г. Ф. Розынка, А. Ф. Мужиченко

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

В настоящее время различными исследовательскими организациями ведутся разработки новых хромистых нержавеющей сталей с повышенными характеристиками длительной прочности применительно к элементам оборудования перспективных теплоэлектростанций, которые будут работать на сверхкритических режимах теплоносителя до 650 °С. Элементы оборудования, изготовленные из новой стали, должны соединяться по технологии сварки, образуя надежные неразъемные соединения. Одним из таких элементов оборудования теплоэлектростанций являются пароперегреватели.

Планируется проведение эксплуатационных испытаний вставок из нового материала в пароперегреватели на ТЭС 5 и ТЭС 6 (г. Киев, Украина), которые будут содержать разнородные соединения труб размером 42x7 мм с V-разделкой кромок из новой 12 % хромистой нержавеющей стали со сталью 12X18Н10Т аустенитного класса или со сталью 12X1МФ перлитного класса. Технология сварки таких соединений при монтажной вставке опытных образцов труб из нового материала в действующий пароперегреватель не предусматривает предварительный подогрев и послесварочную термообработку. Поэтому существует опасность холодного растрескивания в зоне сварных соединений в связи с образованием в ЗТВ труб из 12 % хромистой нержавеющей стали неотпущенных  $V(x)$  закалочных микроструктур (мартенсита) и высоких остаточных растягивающих напряжений. С целью анализа влияния технологии сварки на склонность к образованию холодных трещин проведено исследование напряженно-деформированного состояния в зоне разнородных сварных соединений труб паронагревателя с помощью методов математического моделирования.

Для прогнозирования температурных циклов, объемной доли мартенсита, временных и остаточных напряжений в многопроходном сварном соединении были использованы конечно-элементная модель объемного источника нагрева и методы неизотермического деформирования материала, ассоциированные с условием текучести Мизеса. Моделирование основано на отслеживании кинетики формирования и развития пластических деформаций и напряжений в сварном соединении при нагреве и охлаждении каждого прохода шва. Учитыва-

лись микроструктурные преобразования в зоне сварки, которые вызывают объемные эффекты и влияют на физико-механические свойства материала. Допущение о быстро движущимся источнике сварочного нагрева позволило развить 2D модель для многопроходной сварки кольцевого соединения труб, использование которой не требует длительного времени на расчет варианта сварки. Сравнение результатов 2D и 3D моделей для случая стыковой кольцевой четырех проходной сварки разнородного соединения труб размера 42x7 мм с одной V-разделкой кромок продемонстрировало достаточно хорошее согласование. Использование 2D модели для многопроходной сварки кольцевого соединения труб не требует длительного времени расчета, позволяет за короткое время просчитать достаточное количество вариантов технологии сварки с целью определения чувствительности сварного металла к образованию холодных и горячих трещин при сварке.

**Геометрия сварного соединения, материалы и режимы сварки.** Вварка образцов труб в пароперегревателе должна выполняться в монтажных условиях в вертикальном положении. После предварительных сварочных проб был выбран вариант сварки с V-образной разделкой кромок и заполнением 4 сварочными проходами (рис. 1). Для разнородного сварного соединения (экспериментальная 12 % хромистая сталь мартенситного класса + аустенитная сталь 0,12C-Cr18Ni10T) планируется использовать электроды типа E-0.11C-Cr16Ni25Mo6Mn2N диаметром 3,0 мм и следующие режимы сварки: 1-й проход  $I = 75-85$  А,  $U = 24$  В,  $V \approx 1,8$  мм/с, эффективный коэффициент  $\eta \approx 0,5$ , погонная энергия  $Q_{II} = 500$  Дж/мм; 2-4 проходы  $I = 85-90$  А,  $U = 24$  В,  $V \approx 2,6$  мм/с,  $\eta \approx 0,5$ ,  $Q_{II} = 400$  Дж/мм.

Таблица 1. Химический состав (%) основных и присадочных материалов

Материал	C	Si	Mn	Cr	Mo	Ni	V	W	Co	N	Nb	B	Cu	КЭ
12 % хромистая сталь	0,06	0,31	0,21	12,1	-	0,19	-	2,47	3,5	0,08-0,2	-	0,007	-	Bal.
0,12C-Cr18Ni10T	0,12	0,8	2,0	17,0-19,0	-	9,0-11,0	-	-	-	0,05	-	-	0,3	Bal.
Электроды типа E-0.11Cr16Ni25Mo6Mn2N	0,08-0,12	0,35-0,7	1,2-2,3	13,5-17,0	-	23,0-27,0	-	-	-	0,05	-	-	-	Bal.

Таблица 2. Механические и теплофизические свойства материалов

$T, ^\circ\text{C}$	$E, \text{МПа}$	$\alpha, 10^{-6} 1/\text{K}$	$\lambda, \text{Дж}/\text{см}\cdot\text{с}\cdot\text{K}$	$c, \text{Дж}/\text{см}^3\cdot\text{K}$
Основной материал 12 % хромистая сталь				
20	215404	12,1	0,18	3,53
100	211697	12,1	0,19	3,75
200	205591	12,4	0,20	4,02
300	197750	12,8	0,22	4,32
400	188169	13,1	0,23	4,68
500	177028	13,5	0,24	5,15
600	164580	13,9	0,25	6,09
700	154030	13,0	0,27	6,00
800	131900	12,1	0,29	5,20
900	120604	11,1	0,31	4,64
1000	111687	12,5	0,32	4,75
1100	102607	13,6	0,33	4,90
1400	34172	17,5	0,36	9,50
1500	0	24,1	0,35	5,64
Основной материал 0,12C–Cr18Ni10T				
20	196531	19	0,146	3,54
100	191369	19	0,156	3,70
200	184280	19	0,168	3,86
300	176922	20	0,180	3,99
400	169296	20	0,193	4,11
500	161416	20	0,205	4,24
600	153303	20	0,218	8,32
700	141463	21	0,236	4,73
800	133320	21	0,249	4,56
900	125217	21	0,262	4,77
1000	116988	22	0,275	4,80
1100	108545	22	0,288	4,96
1200	99881	22	0,301	5,13
1300	88793	23	0,316	5,87
1400	2102	26	0,319	27,00
1500	0	30	0,319	5,64
Присадочный материал E-0.11C–Cr16Ni25Mo6Mn2N				
20	203437	18	0,119	3,58
100	198385	18	0,130	3,73
200	191493	18	0,145	3,87
300	184422	18	0,160	3,99
400	177172	19	0,175	4,10
500	169742	19	0,190	4,21
600	162130	19	0,205	4,41
700	153178	19	0,220	4,57
800	144799	20	0,235	4,84
900	135985	20	0,249	5,05
1000	126625	21	0,263	5,32
1100	117816	21	0,277	4,88
1200	109326	21	0,292	4,99
1300	100669	21	0,307	5,10
1400	74695	22	0,320	11,56
1500	0	28	0,319	5,74

Химический состав, механические и термические свойства для основных материалов и присадочного материала представлены в табл.1 и табл. 2.

**Разработка математической модели.** Для прогнозирования температурных циклов, кинетики микроструктурных превращений, остаточных сварочных деформаций и напряжений в многопроходном кольцевом сварном соединении использовались численные методы и конечноэлементный анализ. В качестве модели объемного источника тепла использовался двойной эллипсоид Голдака. Моделирование основано на прослеживании кинетики формирования и развития пластических деформаций и напряжений в сварной конструкции при нагреве и охлаждении каждого сварочного прохода. Неизотермические деформации материала ассоциированы условием текучести Мизеса. Также применялась модель кинематического упрочнения материала. Учитывались также микроструктурные преобразования, которые вызывают объемные эффекты и изменение физико-механических свойств материала в зоне сварного соединения.

Согласно объемной модели источника тепла в цилиндрической системе координат  $(r, \beta, z)$  во время движения сварочного источника тепла  $z^*(t), r^*(t), \beta^*(t)$  выделение тепла в точке  $(r, \beta, z)$  в момент времени  $t$ , описывается уравнением

$$W(r, \beta, z, t) = W_0(t) \exp[-K_r(r - r^*)^2 - K_\beta(\beta - \beta^*)^2 - K_z(z - z^*)^2], \quad (1)$$

где  $W_0(t)$  – тепловая мощность в точке  $r = r^*, \beta = \beta^*, z = z^*$ ;  $K_r, K_\beta, K_z$  – коэффициенты концентрации тепла в направлениях  $r, \beta, z$ .

Между  $K_r, K_\beta, K_z$  и соответственно размерами  $dr, d\beta, dz$  эффективного пятна нагрева существует связь [4]:

$$K_j (d_j^2 / 4) = 3,0, \text{ т.е. } d_j = 3,46 / \sqrt{K_j}.$$

$W_0(t)$  может быть описан в терминах эффективного источника теплоты  $q_{ef}(t) = \eta IU$ , интегрируя (1) по координатам  $r, z, \beta$  в зоне нагрева. Например, если источник движется по поверхности цилиндра (трубы), то получим:

$$W_0(t) = \frac{2q_{ef}(t)}{\sqrt{K_z} \cdot \sqrt{K_\beta} \cdot \sqrt{K_r}}. \quad (2)$$

Изменения объема, вызванные изменением температурного поля, условно делят на зависящие от температурного расширения, и вызванные микроструктурными преобразованиями [5]. Изменения объема, зависящие от температуры в любой точке  $(r, \beta, z)$ :

$$\varphi = \alpha(T)(T - T_0), \quad (3)$$

где  $\varphi$  – коэффициент теплового расширения,  $\alpha$  – коэффициент относительного теплового удлинения.

Объемные изменения в любой точке  $(r, \beta, z)$  вызванные микроструктурными преобразованиями в диапазоне температур  $(T_0 - T)$  [5]:

$$3\varphi = \frac{\sum V_j(T, t) \gamma_j(T) - \sum V_j(T_0) \gamma_j(T_0)}{\sum V_j(T_0) \gamma_j(T_0)}, \quad (4)$$

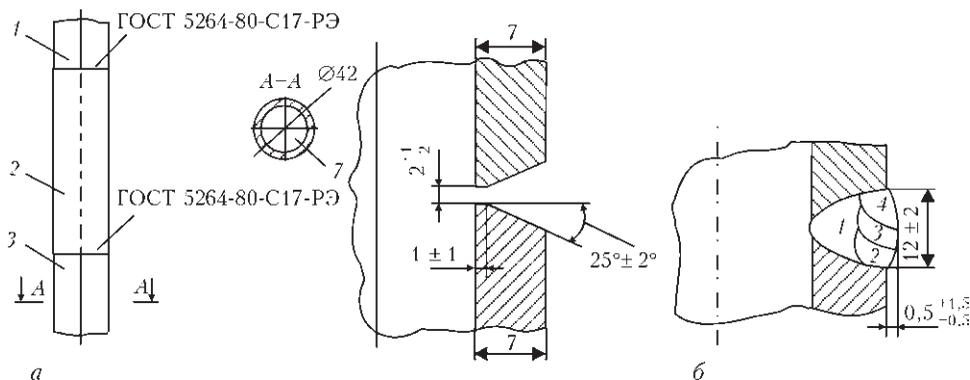


Рис. 1. Вставка в пароперегреватель образца трубы из новой 12 % хромистой нержавеющей стали: а — схема вставки; б — V-образная разделка сварных соединений труб (сварочный процесс SMAW) и предполагаемая конфигурации сварных проходов; 1, 3 — труба пароперегревателя (0,12С–Cr1MoV или 0,12С–Cr18Ni10Ti); 2 — образец трубы из 12 % хромистой нержавеющей стали

где  $V_j(T, t)$  — относительная доля  $j$ -той фазы;  $\gamma_j(T)$  — объем единицы массы  $j$ -той фазы при температуре  $T$ .

Высокие значения температурного градиента во время сварки и сильные неравномерности в распределении функции объемных эффектов  $\varphi(r, \beta, z, t)$  являются причинами возникновения деформаций, как упругих так и пластических.

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^p + \epsilon_{ij}^c, \quad (5)$$

где «e» — индекс, соответствующий упругой деформации;  $p$  — мгновенная деформация пластичности;  $c$  — диффузионная пластичность или ползучесть.

Конечные приращение тензора деформаций  $\Delta\epsilon_{ij}$  в диапазоне времени от  $(t - \Delta t)$  до  $t$ , где  $\Delta t$  это шаг отсечения, который достаточно мал:

$$\Delta\epsilon_{ij} = \psi \left( \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma \right) + \delta_{ij} (K\sigma + \varphi) - b_{ij}, \quad (6)$$

$$(i, j = r, \beta, z)$$

$$\psi = \frac{1}{2G} + \Delta\lambda + \Delta t \Omega(T, \sigma_{eq}),$$

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

где  $\sigma_{ij}$  — тензор напряжений;  $\sigma$  — среднее давление;  $\sigma_{eq}$  — эквивалентное напряжение;  $\delta_{ij}$  — единичный тензор;  $K = \frac{1-2\nu}{E}$ ;  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ;  $E$  — Модуль Юнга;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $\Delta\lambda$  — скалярная функция;  $\Omega(T, \sigma_{eq})$  — функция ползучести.

Структура уравнения непрерывности (6) формально соответствует уравнению непрерывности теории упругости с переменными параметрами упругости ( $\psi$  вместо  $1/2G$ ), и дополнительные деформации  $b_{ij}$ , значения которых известно по решению на предыдущем шаге  $(t - \Delta t)$  и температурное поле в момент времени  $t$  и  $(t - \Delta t)$ .

Хотя сварка кольцевого соединения представляет собой трехмерный процесс, на практике часто достаточно исследовать сварку труб с использованием осесимметричной модели. Использование допущения «быстродвижущегося источника» сварочного нагрева и условия «плоской деформаций» позволяет применить 2D модель для многопроходной сварки. Результаты

расчета справедливы для средней части сварного шва без учета концевых эффектов.

На основе математического описания физических моделей были разработаны соответствующие 2D и 3D математические модели и вычислительные алгоритмы для КЭ моделирования многопроходной стыковой сварки труб. Модели были дополнены теплофизическими и механическими свойствами двух основных материалов — новой 12 % хромистой стали и распространённой жаропрочной аустенитной стали 0,12С–Cr18Ni10Т; и присадочного материала — электроды типа E-0.11С–Cr16Ni25Мо6Mn2N (табл. 2 и рис.1, рис.2).

Сетка КЭ для 2D модели состоит из прямоугольных элементов с минимальным размером 0,25 мм в зоне сварного шва (рис. 3, а). Для уменьшения количества элементов в 3D модели КЭ разбивка осуществляется на элементы размером 0,25 мм в зоне сварного шва и в ЗТВ 12 % хромистой стали (нижняя часть трубы), а также на более крупные элементы в ЗТВ аустенитного основного материала (рис. 3, б).

Поскольку 3D КЭ модель требует слишком много времени на расчет, то использование 2D осесимметричную КЭ модели для проведения численное исследование технологии сварки является более целесообразным. Для проверки разработанной 2D модели выполнено сравнение результатов расчета, полученных с помощью 2D с 3D моделей.

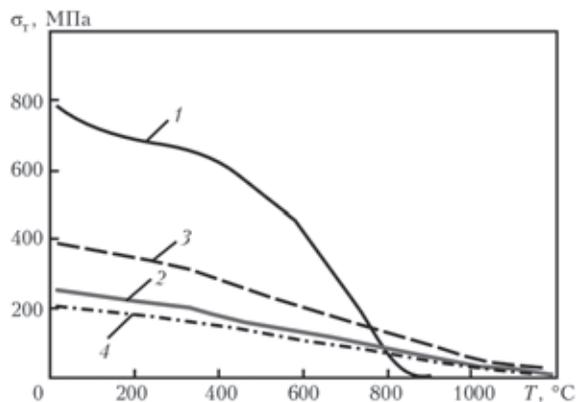


Рис. 2. Зависимость предела текучести от температуры и микроструктурного состояния: 1 —  $V_m = 1,0$  мартенсит основного материала 12% Cr стали; 2 —  $V_a = 1,0$  аустенит основного материала 12 % хромистой стали; 3 — аустенитный присадочный материал E-0.11С–Cr16Ni25Мо6Mn2N; 4 — аустенитный основной материал 0,12С–Cr18Ni10Т

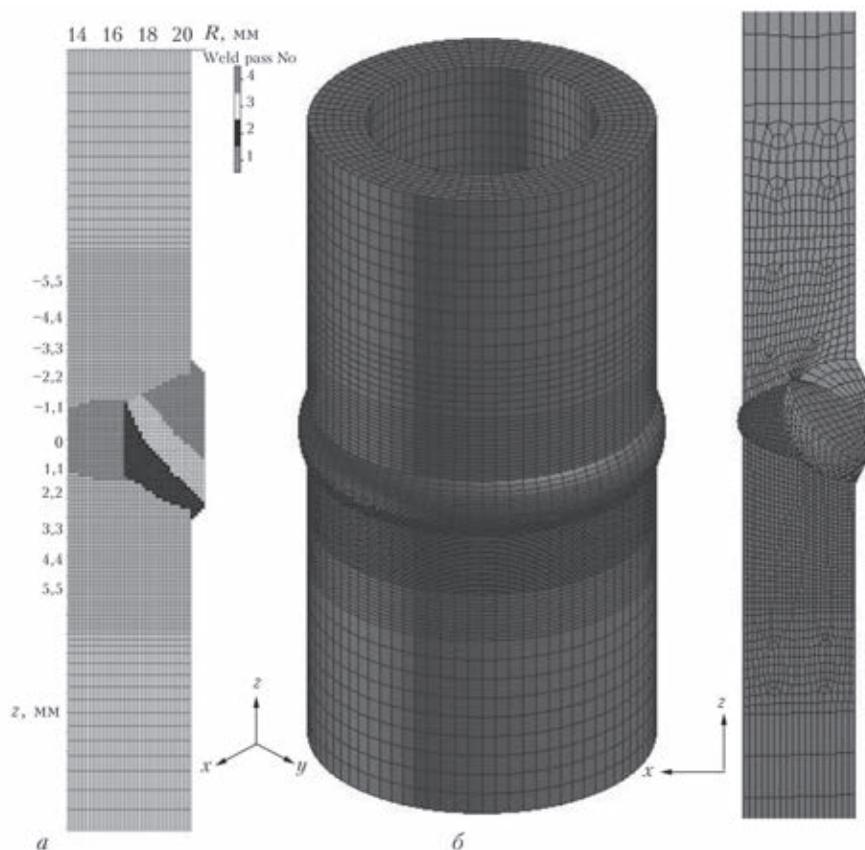


Рис. 3. КЭ сетка для 2D (а) и 3D (б, изометрия и разрез) моделей сварки встык трубы с V-образной разделкой кромок

**Анализ расчетных результатов.** Сравнение результатов численных расчетов полученных на 2D и 3D КЭ моделях для случая четырехпроходной сварки встык труб с V-образной разделкой кромок из разнородных материалов (12 % хромистой стали ZL3 + аустенитная сталь 0,12C–Cr18Ni10T) показывает хорошее совпадение результатов, причем в 3D модели концевые эффекты от начала и конца сварного шва становятся малозаметными при повышении многопроходности сварки.

Результаты моделирования с помощью 2D и 3D моделей (рис. 4) показывают достаточно близкие распределения максимальных температур за все четыре сварочных прохода. На диаграммах красный цвет соответствует форме зон плавления (изотермы  $>1450\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), зеленый ограничивает ЗТВ (изотермы  $800\text{--}850\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), ширина которой достигает примерно  $1,5\text{--}2,5\text{ мм}$ , зона оплавления основного материала составляет примерно  $1\text{ мм}$ . В целом размеры зоны расплавленного металла, зоны оплавления и ЗТВ соответствуют данным сварочных проб.

На рис. 5 представлено распределение расчетных окружных остаточных напряжений. В зоне плавления, где сварочный материал имеет аустенитную микроструктуру, появляются растягивающие напряжения до  $450\text{ МПа}$ . В ЗТВ в нижнюю часть трубы из 12 % хромистой стали в связи с мартенситными преобразованиями появляется локальный максимум сжимающих напряжений (до  $-350\text{ МПа}$ ), а за пределами ЗТВ также местные растягивающие напряжения (до  $180\text{--}300\text{ МПа}$  для 2D анализа и до  $50\text{ МПа}$  для 3D анализа), которые уравнивают сжимающие напряжения. Ширина зоны

растягивающих окружных остаточных напряжений в трубе из 12 % хромистой стали материала довольно мала (примерно  $2,0\text{ мм}$ ). Далее на периферии трубы из 12 % хромистой ZL3 материала сжимающие напряжения доходят до  $-640\text{ МПа}$  на внутренней поверхности и растягивающие напряжения до  $180\text{ МПа}$  на наружной поверхности

Результаты распределения осевой компоненты остаточных сварочных напряжений на рис. 6 для 2D и 3D моделей также имеют хорошее согласование. Мартенситные преобразования в 12 % хромистой стали на стадии охлаждения меняют обычно возникающие растягивающие напряжения на внутренние поверхности трубы на сжимающие до  $-400\text{ МПа}$  и соответственно сжимающие напряжения на наружной поверхности – на растягивающие до  $400\text{ МПа}$ . Такой эффект может быть полезным для труб, взаимодействующих с коррозионной средой с внутренней стороны.

На рис. 7 представлены расчетные значения радиальной составляющей (по толщине стенки трубы) остаточных напряжений, при этом растягивающие напряжения доходят до  $370\text{ МПа}$  в зоне сварки, где присадочный материал имеет аустенитную микроструктуру, и в ЗТВ 12 % хромистой стали (нижняя часть трубы) сжимающие напряжения (до  $-300\text{ МПа}$ ) и уравнивающие растягивающие напряжения до  $180\text{ МПа}$  на периферии. Зона растягивающих радиальных остаточных напряжений в трубе из ZL3 материала довольно мала и находится за пределами ЗТВ.

Несмотря на наличие небольшой разницы распределений остаточных напряжений, определяемых в 3D

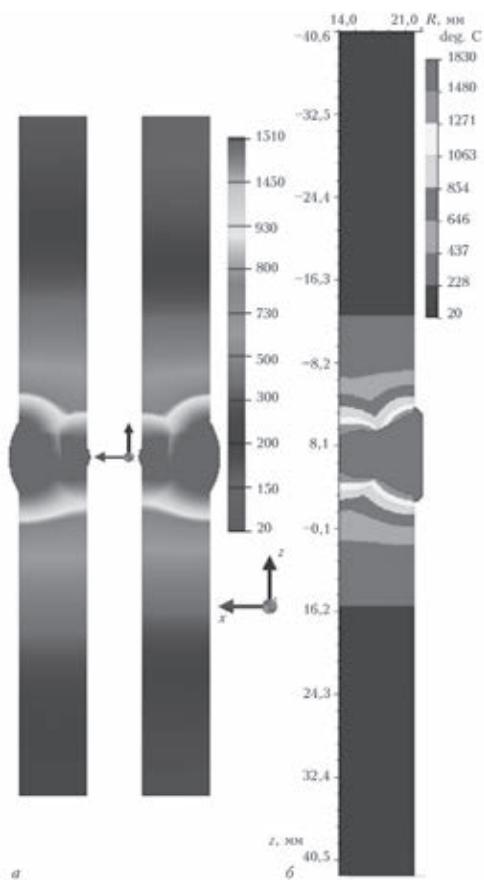


Рис. 4. Результаты численных расчетов распределений максимальной температуры в зоне плавления (красный цвет) в поперечном сечении сварных труб: а – 3D модель; б – 2D модель

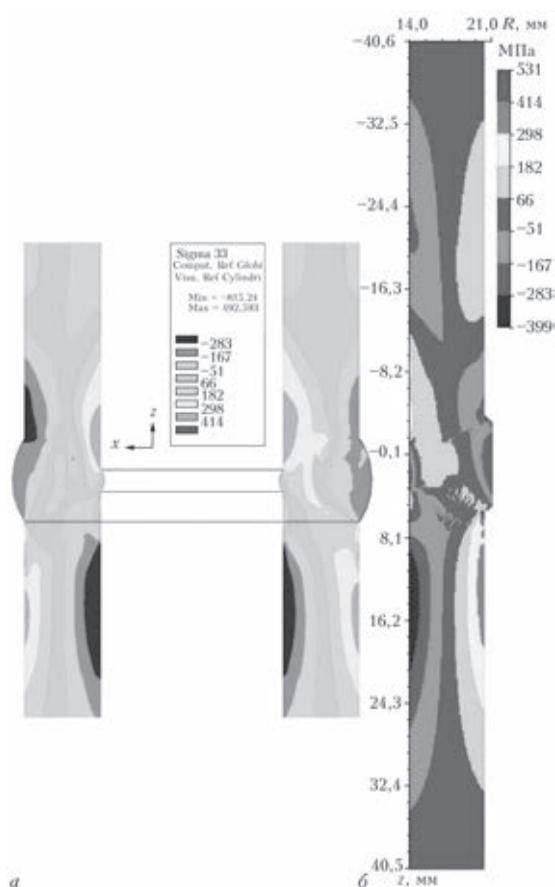


Рис. 6. Сравнение результатов численных расчетов распределений сварочных остаточных напряжений (осевая компонента): а – 3D модель сечение; б – 2D модель

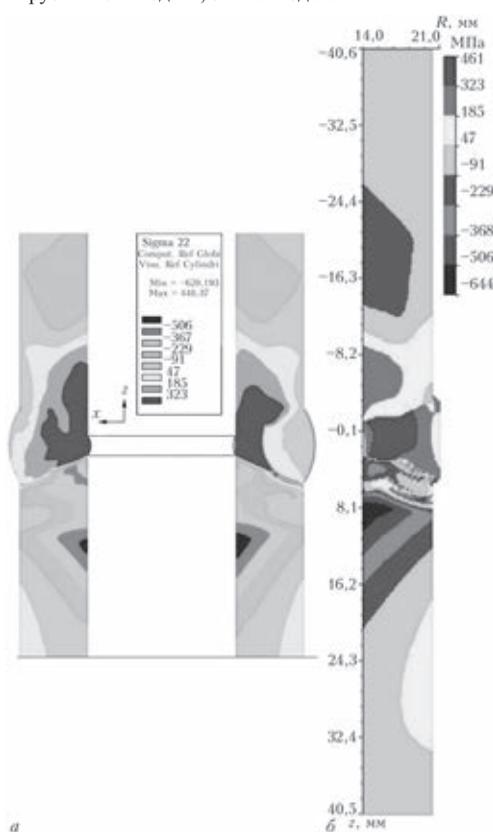


Рис. 5. Сравнение результатов численных расчетов распределений сварочных остаточных напряжений (окружная компонента): а – 3D модель; б – 2D модель

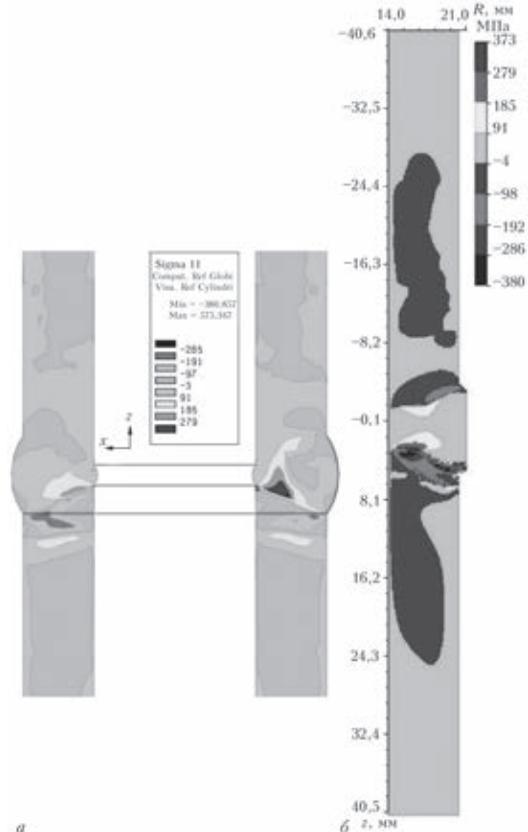


Рис. 7. Сравнение результатов численных расчетов распределений сварочных остаточных напряжений (радиальная составляющая): а – 3D модель сечение; б – 2D модель

модели для различных сечений трубы (угловых координат), мы наблюдаем хорошее совпадение результатов с 2D моделью. Поэтому 2D модель может быть использована для моделирования многопроходного процесса дуговой сварки плавящимся электродом стыкового кольцевого соединения трубы из новой 12 % хромистой стали.

### Выводы

1. Для многопроходной дуговой сварки кольцевого сварного соединения труб с внешним диаметром 42 мм и толщиной стенки 7 мм из разнородных материалов (12 % хромистой стали и аустенитной стали) разработаны математические модели (2D и 3D) численного моделирования методом КЭ остаточных напряжений.

2. Получено хорошее совпадение результатов по распределению остаточных напряжений, полученных с помощью 2D и 3D моделями. Учитывая, что 3D модель требует значительных временных и вычислительных ресурсов, поэтому для проведения численного исследования влияния технологии сварки стыкового кольцевого соединения труб из новой 12 % хромистой стали на распределение и значение остаточных напряжений более целесообразным является применение осесимметричной 2D модели.

3. Предварительные численные расчеты для многопроходной сварки (SMAW) за 4 прохода кольцевого стыка трубы из разнородных материалов (12 % хромистой стали и аустенитной стали 0,12C–Cr18Ni10T, присадка E-0.11C–Cr16Ni25Mo6Mn2N) показали, что предложенная технология сварки без предварительного подогрева и послесварочной термической обработки вызывает появление в 12 % хромистой стали за счет мартенситного превращения на стадии охлаждения

локального максимума сжимающих остаточных окружных напряжений в ЗТВ и соответственно растягивающих окружных напряжений за пределами ЗТВ в зоне отпущенного мартенсита. Также мартенситные преобразования в 12% Cr стали меняют обычно возникающие растягивающие напряжения на внутренней поверхности трубы на сжимающие и соответственно сжимающие напряжения на наружной поверхности – на растягивающие. Такой эффект может быть полезным для труб, взаимодействующих с внутренней стороны с коррозионной средой.

*Работа выполнялась в рамках Европейской рамочной программы FP7 THEME [NMP.2012.2.2-3] «Advanced materials for high-temperature power generation», Project title: «Z phase strengthened steels for ultra-supercritical power plants», Grant agreement No: 309916.*

1. Makhnenko V. I., Velikoivanenko E. A., Rozynka G. Ph., Pivtorak N. I., Makhnenko V. O. Study of phase transformation effects on residual stresses at butt-welding of pipes // J. Automatic Welding. – 2000. – № 5. – P. 3–8 (in Russian).
2. Yaghi A.H., Hyde T.H., Becker A.A., Williams J.A., Sun W. Residual stress simulation in welded sections of P91 pipes // Journal of Material Processing Technology. – 2005. – 167. – P. 480–487.
3. Deng D., Murakawa H. Prediction of welding residual stress in multi-pass butt-welded modified 9Cr–1Mo steel pipe considering phase transformation effects // Computational Material Science. – 2006. – 37. – P. 209–219.
4. Rykalin N. N. Thermal bases of welding. P.1. The propagation of heat at arc welding. Moscow, Publishing of Academy of Science of USSR, 1947, 271 p. (in Russian)
5. Makhnenko V. I., Velikoivanenko E. A., Pochinok V. E., Makhnenko V. O., Rozynka G. Ph., Pivtorak N. I. Numerical Methods for the Prediction of Welding Stress and Distortions // Welding and Surfacing Reviews. – 1999. – V. 13, Part 1. – 146 p.

# РАСЧЕТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТРУБОПРОВОДА ИЗ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА АМГ3 ПЕРВОГО КОНТУРА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО РЕАКТОРА С ОБНАРУЖЕННЫМИ В ЗОНЕ СВАРНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ СОЕДИНЕНИЙ НЕСПЛОШНОСТЯМИ

О. В. Махненко, А. С. Миленин, Г. Ю. Сапрыкина

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

При выполнении радиографического контроля сварных кольцевых соединений после монтажа трубопровода первого контура исследовательского реактора ВВР-М были выявлены несплошности металла в виде пор и включений оксидных пленок. Размеры отдельных несплошностей превышают допустимые пределы по действующим правилам и нормам [1]. В нормативных документах [1 и 2] предусмотрены возможные отступления от требований. Эти отступления оформляются совместным решением проектной организации, предприятия-изготовителя и т. п. Затем они согласуются с головной материаловедческой организацией, заказчиком либо эксплуатирующей организацией. С целью обоснования работоспособности без проведения ремонта прямолинейных участков трубопровода с обнаруженными в зоне сварных кольцевых соединений несплошностями было проведено расчетное исследование поведения указанных несплошностей при рабочем эксплуатационном давлении и при гидротестированиях.

**Расчетное определение напряженно-деформированного состояния в зоне сварных соединений.** Была проведена оценка номинальной толщины стенок линейной части трубопровода ( $D_a = 370$  мм,  $\delta = 10$  мм) из алюминиевого сплава АМГ3 при эксплуатации и при гидротестированиях в соответствии с нормативным документом [3].

Номинальная толщина стенок линейной части при эксплуатации ( $p \leq 0,15$  МПа,  $T = 55$  °С) составляет  $S_R = 0,60$  мм, а при гидротестированиях ( $p = 0,32$  МПа,  $T = 20$  °С)  $-S_R = 1,26$  мм.

Приняв во внимание то, что трубопровод предназначен для работы с дистиллированной водой при  $T = 55$  °С, а сплав АМГ3 – коррозионностойкий, можно принять  $c = 0,5$  мм ( $c$  – прибавка к толщине стенки, учитывающая ее утонение за счет коррозии) за 50 лет эксплуатации.

Фактическая толщина стенок трубопровода более чем в 7 раз превышает номинальную толщину, удовлетворяющую условию статической прочности для диапазона рабочего и испытательного давлений (0,15 – 0,32 МПа), а также прибавку к толщине стенки, которая учитывает ее утонение за 50 лет эксплуатации в результате коррозии.

Напряженно-деформированное состояние в зоне сварного стыкового соединения трубопровода определяется с учетом следующих основных составляющих:

- рабочие напряжения от эксплуатационного или испытательного внутреннего давления;
- остаточные напряжения, связанные с технологией изготовления или последующего ремонта (многопроходная сварка, возможная локальная термообработка по режиму высокого отпуска).

Расчет напряжений в стенках линейной части трубопровода от рабочего давления на стационарном температурном режиме при нормальных условиях эксплуатации и от давления при гидротестированиях проводился с учетом допущения о геометрической и структурной

однородности трубопровода [3]:  $\sigma_{\beta\beta} = pD_a/2S$  – окружные и  $\sigma_{zz} = pD_a/4S$  – осевые напряжения.

Окружная и осевая компоненты напряжений от рабочего давления равномерно распределены по толщине стенки трубопровода в линейной части. При рабочем давлении  $p = 0,15$  МПа напряжения в стенке составляют:  $\sigma_{\beta\beta} = 2,8$  МПа и  $\sigma_{zz} = 1,4$  МПа, а при испытательном давлении  $-p = 0,32$  МПа напряжения в стенке составляют  $\sigma_{\beta\beta} = 5,9$  МПа и  $\sigma_{zz} = 3,0$  МПа.

Каждое из двух колен трубопровода (рис.1) выполнено сваркой и состоит из двух секторов, соединенных между собой и линейными частями трубопровода тремя кольцевыми сварными соединениями. Для того чтобы определить особенности распределения напряжений от внутреннего давления в зоне сварных соединений колена трубопровода были выполнены расчеты с помощью конечно-элементной модели колена в случае приложения внутреннего давления.

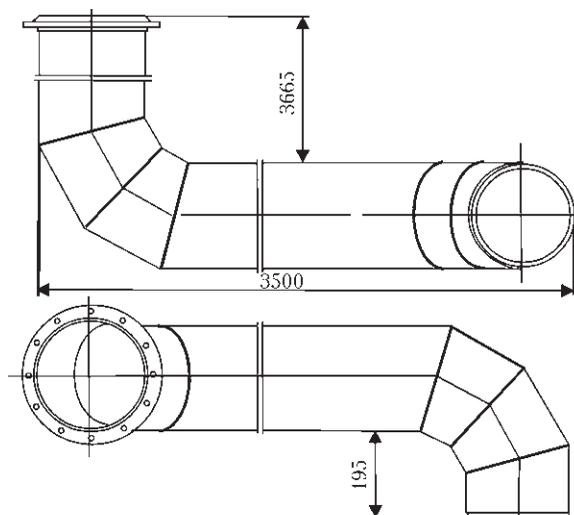


Рис. 1. Схема трубопровода из алюминиевого сплава АМГ3 первого контура исследовательского реактора ВВР-М

Результаты расчета распределения окружной и осевой компонент напряжений в зоне колена трубопровода от внутреннего давления показали, что при рабочем давлении  $p = 0,15$  МПа максимальные растягивающие окружные и осевые напряжения в стенке определены на наружной поверхности внутренней части (радиусе) колена, их величина достигает 4,5 МПа.

На внутренней поверхности максимальные растягивающие окружные напряжения  $\sigma_{\theta\theta}$  ниже, до 3,0 МПа, а осевые напряжения  $\sigma_{zz}$  – до 2,1 МПа.

При испытательном давлении  $p = 0,32$  МПа максимальные растягивающие окружные и осевые напряжения в стенке на наружной поверхности внутренней части (радиусе) колена достигают 9,6 МПа. На внутренней поверхности максимальные растягивающие окружные напряжения  $\sigma_{\theta\theta}$  достигают до 6,4 МПа и осевые напряжения  $\sigma_{zz}$  – до 4,5 МПа.

Таким образом, увеличение напряжений (максимум на 60 %) в стенке колена трубопровода от внутреннего давления имеет локальный характер, при этом на внутренней поверхности колена максимальные напряжения превышают напряжения в линейной части трубопровода на 10 %.

Для определения распределения остаточных сварочных напряжений использовалась численная методика МКЭ и компьютерная программа, входящая в систему «Weldpredictions», разработанная в ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины [4, 5] и апробированная при выполнении различных исследований [6]. Расчет показал, что при используемой технологии многопроходной сварки стыковых соединений трубопровода остаточное напряженное состояние характеризуется достаточно высокими (на уровне предела текучести материала АМг3) окружными  $\sigma_{\theta\theta}$  и осевыми  $\sigma_{zz}$  напряжениями на внутренней поверхности стенки (рис. 2).

В дальнейших расчетах распределение остаточных напряжений и напряжений от внутреннего давления для кольцевых сварных соединений в коленной части трубопровода было принято таким как для сварных соединений в линейной части, поскольку сварка выполнялась по той же технологии, а угол  $30^\circ$  сектора (изгиба в зоне сварного соединения) относительно невелик, а локальное увеличение напряжений от внутреннего давления в коленной части на 1,7 – 3,7 МПа (на внутренней поверхности на 0,3 – 0,5 МПа) по сравнению с остаточными напряжениями (до 80 МПа) можно не учитывать.

**Численная оценка несущей способности сварного алюминиевого трубопровода под внутренним давлением с учетом известной степени поврежденности сварного шва (поры, образовавшиеся при сварке).** Предельное состояние конструкции при статическом нагружении внутренним давлением описывалось предельным гидростатическим давлением вплоть до начала и развития процессов вязкого разрушения в области геометрических и физических концентраторов. Считалось, что состояние конструкции недопустимо (достигнуто предельное давление), в случае появления микропор вязкого разрушения, обусловленных пластическим течением металла.

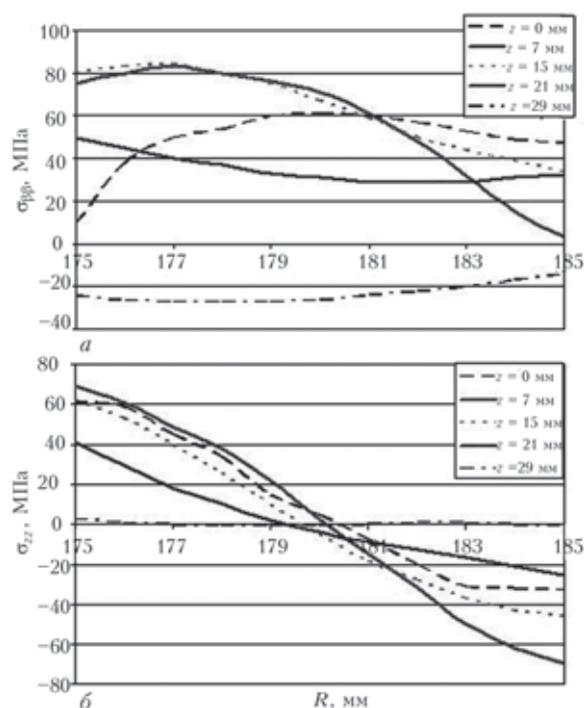


Рис. 2. Распределение остаточных напряжений по толщине стенки в зоне сварного стыкового соединения трубопровода (диаметр  $D_s = 370$  мм, толщина стенки  $s = 10$  мм) из алюминиевого сплава АМг3 на разном расстоянии в осевом направлении  $z$  от центра сварного соединения: а) окружная компонента  $\sigma_{\theta\theta}$  б) осевая компонента  $\sigma_{zz}$

Анализ напряженно-деформированного состояния сварной конструкции с позиций вязкого разрушения в данной работе проводился на основе численного решения задачи нестационарной термопластичности путем прослеживания упруго-пластических деформаций с момента начала многопроходной сварки вплоть до полного остывания конструкции и при последующем нагружении до предельного состояния в рамках конечно-элементной модели. Связь напряжений и деформаций определялась законом Гука и ассоциированным законом пластического течения с учетом положений полной модели Гурсона-Твергаарда-Нидлмана, исходя из следующих соотношений [7]:

$$\Delta \epsilon_{ij} = \Psi (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_m) + \delta_{ij} (K \sigma_m + \Delta \epsilon_m + \Delta f / 3) - \frac{1}{2G} (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_m)^* + (K \sigma_m)^* \quad (1)$$

где  $f$  – объемная концентрация микропор вязкого разрушения,  $K = \frac{1-2\nu}{E}$ ,  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\Psi$  – функция состояния материала, определяемая условием пластического течения согласно критерию Мизеса с дополнительным учетом уменьшения несущего нетто-сечения конечного элемента в результате формирования несплошности в рамках модели Гурсона-Твергаарда:

$$\Psi = \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i < \sigma_s = \sigma_T \sqrt{1 + (q_3 f^*)^2 - 2q_1 f^* \cosh\left(q_2 \frac{3\sigma_m}{2\sigma_T}\right)}, \quad (2)$$

$$\Psi > \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i = \sigma_s,$$

где  $q_1 = 1,5$ ;  $q_2 = 1$ ;  $q_3 = 1,5$  – константы;  $\sigma_m$  – мембранные напряжения;  $f^*$  – эквивалентная объемная концентрация пор, учитывающая их взаимодействие в конечном элементе.

Величина эквивалентной концентрации пор, определяется из следующего соотношения [8]:

$$f^* = \begin{cases} f, & \text{если } f \leq f_c = 0,15 \\ f_c + \frac{f_u - f_c}{f_f - f_c} (f - f_c), & \text{если } f > f_c, \end{cases} \quad (3)$$

где  $f_c$  – критическое значение концентрации несплошностей, до которой отдельные поры не взаимодействуют;  $f_f$  – концентрация пор, при которой происходит разрушение конечного элемента;  $f_u^* = 1/q_1$ .

Принято считать, что зарождение пор в области структурных дефектов и неоднородностей, так называемые, *первичные поры*, связано с существенным развитием пластических деформаций, которое может быть описано с помощью параметра Одквиста [8]:

$$\kappa = \int d\varepsilon_i^p, \quad (4)$$

где  $d\varepsilon_i^p = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p}$ ,  $d\varepsilon_{ij}^p$  – компоненты тензора приращений пластических деформаций.

Соответственно, условием зарождения пор в изотермическом случае является превышение текущего значения параметра Одквиста критической величины  $\kappa_c$ .

Рост зародившихся пор зависит от жесткости напряженного состояния и интенсивности пластического деформирования металла и описывается законом Райса-Трейси, а именно [8]:

$$dR = R_0 K_1 \exp\left(K_2 \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right) d\varepsilon_i^p \quad (5)$$

где  $R$ ,  $R_0$  – текущий и начальный радиус пор;

$\sigma_m = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$  – мембранное напряжение;

$\sigma_i = \sqrt{\frac{\sigma_{ij} \sigma_{ij}}{2}}$  – интенсивность напряжений;  $\sigma_m/\sigma_i$  – параметр жесткости напряженного состояния;  $K_1 = 0,28$ ,  $K_2 = 1,5$  – константы.

На рис. 3 приведено три примера расчета влияния отдельных групп газовых пор, обнаруженных при технической диагностике сварных швов, на предельное давление в рассматриваемом трубопроводе.

Для бездефектного трубопровода предельное давление составляет около 4,9 МПа. Следует подчеркнуть, что расчетное предельное давление в этом случае не учитывает систему коэффициентов запаса, предписанную для данной конструкции, а является характеристикой ее предельного состояния в случае статического силового воздействия от внутреннего давления.

Как видно из результатов расчетов, указанные газовые поры в сварном шве снижают несущую способность трубопровода на 15 – 23 % и допустимы для статических условий трубопровода лишь в случае соответствующего избыточного коэффициента запаса прочности конструкции, заложенного при проектиро-

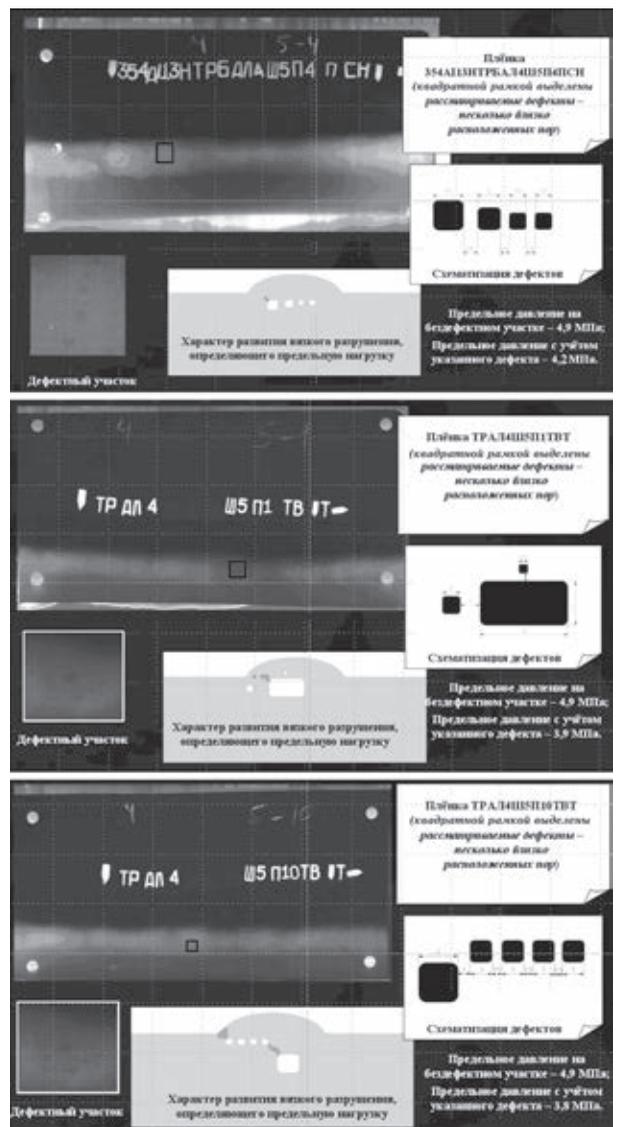


Рис. 3. Расчет влияния отдельных групп газовых пор; пленка 354A113HTPBA4Ш5П4ПСН; пленка TP AЛ 4 Ш5 П1 ТВ ПТ; пленка TP AЛ 4 Ш5 П10ТВ ПТ (квадратной рамкой выделены рассматриваемые дефекты – несколько близко расположенных пор)

вания, а также гарантированном отсутствии сквозных групп пор (течей, микротечей).

**Определение допустимости несплошностей в виде крупных включений в зоне кольцевого сварного соединения.** Обнаруженные несплошности в виде крупных включений в зоне кольцевого сварного соединения данного трубопровода, при расчетной оценке их допустимости во время эксплуатации и при гидротестированиях, с консервативных позиций можно классифицировать как трещинообразные дефекты. Наиболее опасный случай такого дефекта – полуэллиптическая трещина, выходящая на внутреннюю поверхность, где в результате сварки образуются самые высокие остаточные растягивающие напряжения.

Для полуэллиптической трещины, имитирующей рассматриваемую несплошность, характерными являются следующие размеры:  $a$  – по глубине и  $2c$  – вдоль поверхности (рис. 4). Коэффициенты интенсивности напряжений  $K_I$  в точках  $D$  и  $G$  рассматриваемой полуэллиптической трещины могут быть рассчитаны в соот-

ветствии с рекомендациями [9, 10, 14, 15] и с учетом информации относительно распределения напряжений по толщине сварного стыкового соединения трубопровода.

Условие спонтанного роста (нарушение равновесия) такой трещины можно определить на основе широко используемого в атомной энергетике подхода R6 [12, 13]. Согласно этому подходу равновесие трещины не нарушается, если соблюдается условие (рис. 5):

$$K_r \leq f_1(L_r), \quad (6)$$

где  $K_r = K_1 / K_{IC}$  – отношение интенсивности напряжений  $K_1$  в вершине трещины к критическому значению этой величины  $K_{IC}$ ,  $L_r = \sigma_{ref} / \sigma_T$  – отношение критического значения напряжения  $\sigma_{ref}$  соответствующее наступлению пластической неустойчивости для рассматриваемого дефекта, к пределу текучести материала  $\sigma_T$ . Вид функции  $f_1(L_r)$  определяется экспериментально.

Критерий спонтанного хрупко-вязкого разрушения принимаем по [12, 13] в виде:

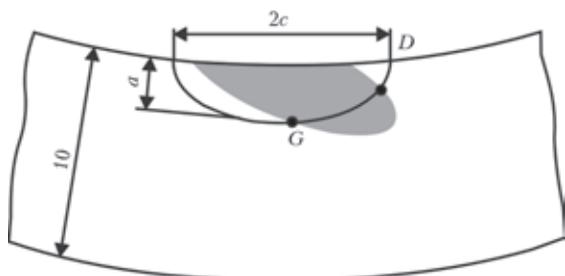


Рис. 4. Схематизация несплошности (крупного включения) на внутренней поверхности сварного стыкового соединения трубопровода окружной полуэллиптической трещиной

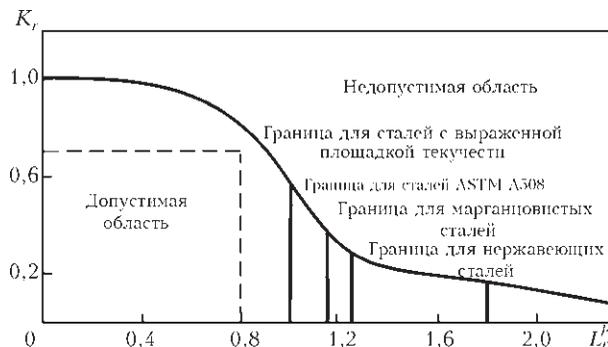


Рис. 5. Диаграммы предельного состояния  $K_r \leq f_1(L_r)$  для конструкционных сталей разного типа [12]

$$K_r n = \left[ 1 - 0,14(L_r n)^2 \right] \left[ 0,3 + 0,7 \exp(-0,65 L_r n^6) \right]$$

при  $L_r < L_r^{\max} = \frac{\sigma_T + \sigma_B}{2\sigma_T}$ ; (7)

$K_r = 0$  при  $L_r > L_r^{\max}$ ,

где  $n$  – искомое значение коэффициента безопасности, определяющего отношение предельных нагрузок к действующим для указанного разрушения;  $\sigma_B$  – временное сопротивление материала.

По критерию спонтанного хрупко-вязкого разрушения (11) были проведены расчеты для трубопровода с дефектами трещинообразной формы, расположенными на внутренней поверхности стыкового сварного соединения (в зоне максимальных растягивающих напряжений). Размеры дефекта (глубину  $a$  и длину  $2c$  полуэллиптической трещины) варьировали в пределах 10 мм. Так как точных значений механических свойств металла сварного шва алюминийевого трубопровода нет, критическое значение коэффициента интенсивности напряжений  $K_{IC}$  варьировали в пределах от 13 до 30 МПа·м<sup>0,5</sup>.

На рис. 6 и 7 показаны результаты расчета значений коэффициента безопасности  $n$  против спонтанного роста окружной и поперечной трещины, которая находится на внутренней поверхности сварного стыкового соединения трубопровода, в зависимости от ее размеров  $2c$ ,  $a/c = 0,9$ ,  $a/c = 0,5$  и критического значения  $K_{IC} = 13$  и 30 МПа·м<sup>0,5</sup> металла сварного шва при рабочем 0,15 и испытательном 0,32 МПа давлениях. Видно, что для всех вариантов трещин с размерами  $2c \times a$  до  $7,7 \times 3,5$  мм ( $a/c = 0,9$ ),  $8 \times 2$  мм ( $a/c = 0,5$ ) и при допущении достаточно консервативного значения вязкости разрушения  $K_{IC} = 13$  МПа·м<sup>0,5</sup> значения коэффициента безопасности превышают или на уровне  $n \geq 2,0$ . Влияние величины рабочего и испытательного давления на распространение трещины незначительно, поскольку на внутренней поверхности сварного соединения преобладают остаточные растягивающие напряжения.

Таким образом, при отсутствии коррозионного и усталостного механизмов разрушения при эксплуатации рассмотренного трубопровода нет условий для спонтанного роста трещинообразных дефектов, соответствующих обнаруженным в зоне кольцевых сварных соединений крупным включениям с размером  $2c \times a$  до  $6,5 \times 1,5$  мм и  $5,5 \times 3,5$  мм.

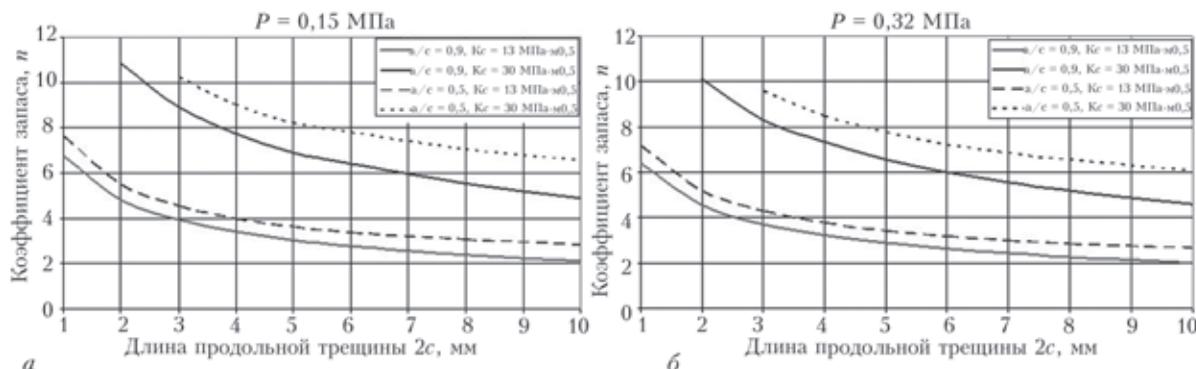


Рис. 6. Зависимость значения коэффициента безопасности  $n$  против спонтанного роста окружной (продольной) трещины от ее размеров  $2c$ ,  $a/c$  и критического значения  $K_{IC}$  металла сварного шва: а – рабочее давление 0,15 МПа; б – испытательное давление 0,32 МПа.

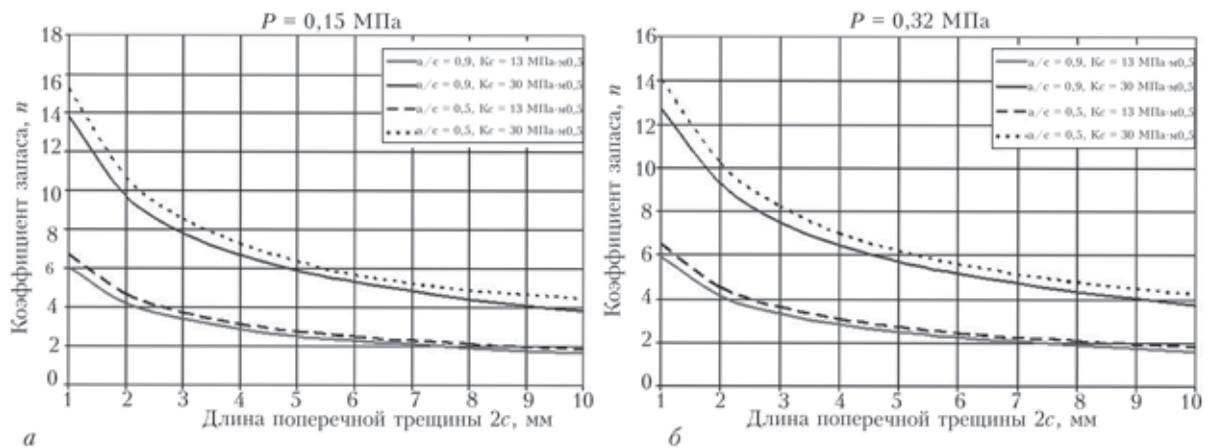


Рис. 7. Зависимость значения коэффициента безопасности  $n$  против спонтанного роста осевой (поперечной) трещины от ее размеров  $2c$ ,  $a/c$  и критического значения  $K_{IC}$  металла сварного шва: а) рабочее давление 0,15 МПа; б) испытательное давление 0,32 МПа.

**Выводы**

1. С целью обоснования работоспособности трубопровода первого контура исследовательского реактора ВВР-М (диаметр  $Da = 370$  мм, толщина стенки  $s = 10$  мм) из алюминиевого сплава АМг3 с обнаруженными в зоне сварных кольцевых соединений несплошностями в виде пор и крупных включений, было проведено расчетное исследование поведения указанных несплошностей при рабочем эксплуатационном давлении и при гидроиспытаниях.

2. Расчет трубопровода на статическую прочность показал, что фактическая толщина стенок трубопровода более чем в 7 раз превышает номинальную толщину, удовлетворяющую условию статической прочности для диапазона рабочего и испытательного давлений (0,15 – 0,32 МПа) с учетом прибавки к толщине стенки, учитывающей ее утонение за счет возможной коррозии за 50 лет эксплуатации.

3. Считалось, что состояние конструкции недопустимо (достигнуто предельное давление) в случае появления в зоне существующих пор новых микропор вязкого разрушения, обусловленных пластическим течением металла. Расчет для нескольких вариантов сочетания размеров и расположения обнаруженных пор показал, что предельное состояние для рассмотренных несплошностей достигается при внутреннем давлении 3,8 – 4,2 МПа, а на бездефектном участке при 4,9 МПа. Таким образом, при наличии рассмотренных несплошностей происходит снижение предельной несущей способности сварного трубопровода приблизительно на 15 – 23 %. Если считать, что фактическая толщина стенок трубопровода более чем в 7 раз превышает номинальную толщину при проектировании такого трубопровода для диапазона рабочего и испытательного давлений (0,15 – 0,32 МПа), то обнаруженные несплошности в виде газовых пор в металле сварных швов не снижают несущей способности рассмотренного трубопровода для диапазона рабочего и испытательного давлений (0,15 – 0,32 МПа).

4. Обнаруженные несплошности в виде крупных включений (шлаковых, вольфрамовых или оксидных пленок) в зоне кольцевого сварного соединения с консервативных позиций были классифицированы как по-

луэллиптические трещины, выходящие на внутреннюю поверхность сварного соединения, где образуются наиболее высокие по величине остаточные растягивающие напряжения. Расчет на основе применения критерия спонтанного хрупко-вязкого разрушения трубопровода с трещиной (двухпараметрический критерий) показал, что для трещин с размерами  $2c \times a$  до  $7,7 \times 3,5$  мм ( $a/c = 0,9$ ),  $8 \times 2$  мм ( $a/c = 0,5$ ) даже при допущении для металла сварного соединения достаточно консервативной величины вязкости разрушения  $K_{IC} = 13 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{0,5}$  расчетные значения коэффициента безопасности против спонтанного разрушения превышают  $n > 2,0$  как при рабочем давлении 0,15 МПа, так и при испытательном давлении 0,32 МПа. Таким образом, при отсутствии коррозионного и усталостного механизмов разрушения при эксплуатации рассмотренного трубопровода нет условий для спонтанного роста трещинообразных дефектов (обнаруженных крупных включений в зоне кольцевых сварных соединений) с размером до  $6,5 \times 1,5$  мм и  $5,5 \times 3,5$  мм.

1. ПНАЭ Г-7-023-90. Оборудование и трубопроводы атомных энергетических установок. Сварные соединения алюминиевых сплавов. Правила контроля. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 30 с.
2. ПНАЭ Г-7-010-89. Оборудование и трубопроводы атомных энергетических установок. Сварные соединения и наплавки. Правила контроля. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 129 с.
3. ПНАЭ Г-7-002-86. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. М.: Энергоатомиздат. 1987. – 118 с.
4. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций – К.: Наукова думка, 1976. – 320 с.
5. Makhnenko V. I., Velikoivanenko E. A., Pochinok V. E. et al. Numerical Methods for the Prediction of Welding Stresses and Distortions // Welding and Surfacing Reviews. Ed. by V.E.Paton, V. 13, 1999. – 148 p.
6. Махненко В. И., Касаткин О. Г., Великоиваненко Е. А., Шекера В. М. Расчетно-экспериментальное исследование сварочных напряжений в зоне кольцевых стыков трубопроводов ДУ-300 КМПЦ ЧАЭС-3. // Материаловедческие проблемы при проектировании и эксплуатации оборудования АЭС: V Междунар. конф., 1998. – Сб. тр. Т.2. – С. 53 – 66.
7. Махненко В. И. Проблемы экспертизы современных сварных конструкций ответственного назначения / Автомат. сварка. – 2013. – №5. – С. 22–29.

8. Карзов Г. П., Марголин Б. З., Швецова В. А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. Спб.: Политехника, 1993. – 391 с.
9. Методические рекомендации МР-125-01-90. Расчет коэффициентов интенсивности напряжений и коэффициентов ослабления сечений для дефектов в сварных соединениях. – Киев, 1990. – 55 с.
10. Звездин Ю. И., Ривкин Е. Ю., Васильченко Г. С., Овчинников А. А. Использование данных неразрушающего контроля в расчетах на прочность // Тяжелое машиностроение. – 1990. – №3. – С.12 – 14.
11. Методика определения ресурса корпусов атомных реакторов ВВЭР в процессе эксплуатации. МРК-СХР-2000 (РДЭО 0353-02). Спб. – М.: – 2000. – 52 с.
12. L. Milne, R. A. Ainsworth, A. R. Dowling, A. T. Stewart. Assessment of the integrity of structure containing defects // CEGB R6, Rev. 3, May 1986.
13. Махненко В. И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – К.: Наукова думка, 2006. – 618 с.
14. Методические рекомендации МР-125-02-95. Правила составления расчетных схем и определения параметров нагруженности элементов конструкций с выявленными дефектами. – М.: НПО ЦНИИТМАШ, 1995. – 52 с.
15. Овчинников А. В., Зубченко А. С.. Интерполяционные формулы расчета коэффициентов интенсивности напряжений для сосудов давления и трубопроводов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Обеспечение безопасности АЭС. Вып. 27: Реакторные установки с ВВЭР. Вопросы прочности, – 2010. – С. 58 – 70.

# РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВНУТРИКОРПУСНЫХ УСТРОЙСТВ РЕАКТОРА ВВЭР-1000 С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННОГО РАСПУХАНИЯ ПРИ ПРОДЛЕНИИ РЕСУРСА ДО 60 ЛЕТ

*О. В. Махненко, И. В. Мирзов*

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

Внутрикорпусные устройства (ВКУ) ВВЭР-1000 изготавливают из аустенитной хромоникелевой стали 08X18H10T. Длительный нагрев и радиационное облучение аустенитной стали способствуют возникновению объемных деформаций распухания и проявлением склонности к хрупкому разрушению. В работе исследовано напряженно-деформированное состояние ВКУ реактора ВВЭР-1000 на примере выгородки и стенки шахты с учетом фактора радиационного распухания. Реализованы различные математические модели радиационного распухания и механических свойств материала ВКУ, присутствующие в литературных источниках. Модели учитывают напряженно-деформированное состояние материала, температуру, влияние пластических деформаций и эффект радиационной ползучести. На основе расчетных результатов по формоизменению и напряженному состоянию выгородки и шахты ВВЭР-1000 дана оценка их работоспособности в течение 30 лет эксплуатации и продленного срока службы до 60 лет с учетом контакта выгородки и шахты и остаточных сварочных напряжений в зоне сварных соединений.

**Введение.** Внутрикорпусные устройства (ВКУ) водо-водяных энергетических реакторов ВВЭР-1000 изготавливают из аустенитной хромоникелевой стали 08X18H10T, которая обладает высокими физическими и механическими свойствами. Фактором, снижающим стабильность аустенитной микроструктуры, является радиационное облучение, вызывающее явление распухания аустенитной стали. Объемные деформации распухания могут привести к существенному изменению напряженного состояния в элементах конструкций. Также радиационное распухание приводит к формоизменению такого важного элемента ВКУ, как выгородка, что в свою очередь, может привести к нарушению нормального функционирования реактора в целом, например, при контакте выгородки с ТВС или внутрикорпусной шахтой.

На сегодняшний день существует несколько математических моделей [1–3], описывающих величину объемных деформаций радиационного распухания и изменение механических свойств аустенитных сталей под действием радиационного облучения. Для применения этих моделей к расчету распухания ВКУ, таких как выгородка и шахта, применяются входные данные по распределению скорости набора радиационной дозы и объемных тепловыделений. Эти данные в литературе представлены неоднозначно, и вариация объемных тепловыделений и радиационной дозы в выгородке и шахте весьма велика, что приводит к большому разбросу расчетных значений распухания.

В исходном состоянии зазор между кольцами выгородки и шахтой составляет 2,5 мм. По результатам расчетов [4] не исключается контакт выгородки и внутрикорпусной шахты в течение эксплуатации. Давление выгородки на шахту изнутри приводит к возникновению дополнительных напряжений в зоне контакта. Также остаточные сварочные напряжения могут существенно влиять на уровень напряженного состояния стенки шахты, что необходимо учитывать при оценке

работоспособности ВКУ при продлении срока эксплуатации реактора ВВЭР-1000. Таким образом, актуальной задачей является оценка напряженного состояния во внутрикорпусной шахте в области ее контакта с выгородкой, в особенности, если место контакта совпадает с зоной сварного соединения.

Цель данной работы – выполнить расчет распухания ВКУ по существующим математическим моделям с рассмотрением различных входных данных, провести сравнительный анализ результатов, показать степень влияния вариации входных данных на расчетные результаты и дать оценку работоспособности выгородки и внутрикорпусной шахты в течение 30 лет эксплуатации и продленного срока службы до 60 лет с учетом контакта выгородки и шахты. Также целью данной работы является изучение напряженного состояния в зоне сварных швов внутрикорпусной шахты реактора ВВЭР-1000 в течение эксплуатации с учетом радиационного распухания и контактного взаимодействия выгородки и шахты.

**Математические модели радиационного распухания.** Модель свободного распухания описана в [1] и представляет собой зависимость величины распухания от повреждающей дозы и температуры облучения материала:

$$S = \Delta V / V = 5,5 \cdot 10^{-3} \cdot (D + 0,1 \cdot T - 67) \times \exp[-2,9 \cdot 10^{-4} \cdot (T - 485)^2], \quad (1)$$

где  $S$  – величина радиационного распухания,  $D$  – повреждающая доза, сна,  $T$  – температура облучения, °С.

Модель (1) не учитывает напряженного состояния материала, при котором происходит распухание, и поэтому обрела название модели свободного распухания. Зависимость распухания от повреждающей дозы носит линейный характер [5].

Еще одна модель свободного распухания рассматривается в [2]:

$$S_0 = C_D \cdot D(t)^n \cdot f_1(T), \quad (2)$$

где

$$f_1(T) = \exp(-r \cdot (T - T_{\max})^2), \quad C_D = 1,035 \cdot 10^{-4},$$

$$n = 1,88, \quad r = 1,825 \cdot 10^{-4}, \quad T_{\max} = 470 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Зависимость (2) распухания от повреждающей дозы в отличие от зависимости (1) носит степенной характер.

Модель с учетом напряженного состояния выведена в [2] на основании экспериментальных данных и действительна при скоростях облучения  $(0,6-8,0) \cdot 10^{-8}$  сна/с, что соответствует условиям эксплуатации реакторов типа ВВЭР-1000 на полной мощности.

$$dS = S_0 \cdot f_2(\sigma_m) \cdot f_3(\alpha) = C_D \cdot n \cdot D(t)^{n-1} \cdot f_1(T) \cdot f_2(\sigma_m) \cdot f_3(\alpha) \cdot \frac{\partial D(t)}{\partial t} \cdot dt, \quad (3)$$

$$dS > 0,$$

$$f_2(\sigma_m) = 1 + P \cdot \sigma_m, \quad f_3(\alpha) = \exp(-\eta \cdot \alpha),$$

$$P = 4 \cdot 10^{-3} \text{ МПа}^{-1}, \quad \eta = 8,75,$$

$\sigma_m$  — средние напряжения,

$\alpha = \int d\varepsilon_{eq}^p$  — параметр Одквиста.

Влияние напряженного состояния на величину радиационного распухания в модели (3) учитывается множителем, зависящим от средних напряжений

$$\sigma_m = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) / 3,$$

где  $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$  — нормальные компоненты тензора напряжений облучаемого материала. Наличие пластических деформаций сдерживает радиационное распухание: за это в модели отвечает множитель  $f_3(\alpha)$ .

Распухание, рассчитанное с учетом напряженного состояния (3), называют полным.

Модель (3) усовершенствована в [3], где в качестве множителя  $f_2$  предлагается выражение:

$$f_2 = 1 + 8 \cdot 10^{-3} (0,85 \cdot \sigma_m + 0,15 \cdot \sigma_{eq}),$$

$$dS = C_D \cdot n \cdot D(t)^{n-1} \cdot f_1(T) \cdot f_2(\sigma_m, \sigma_{eq}) \times \times f_3(\alpha) \cdot \frac{\partial D(t)}{\partial t} \cdot dt, \quad dS > 0, \quad (4)$$

где  $\sigma_m$  — средние напряжения,  $\sigma_{eq}$  — интенсивность касательных напряжений. Таким образом учтено влияние вида напряженного состояния (шаровой и девиаторной компонент напряжений) на радиационное распухание.

Учет радиационной ползучести приводится в [3] в виде связи скорости деформаций радиационной ползучести со скоростями набора дозы и полного распухания (4):

$$\frac{dS_c}{dt} = \left( B_0 \frac{dD}{dt} + \omega \frac{dS_w}{dt} \right) \sigma_{eq} \Rightarrow \Rightarrow dS_c = \left( B_0 \frac{\partial D(t)}{\partial t} \cdot dt + \omega \cdot dS_w \right) \sigma_{eq},$$

где:  $B_0 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ (МПа} \cdot \text{сна)}^{-1}$ ,  $\omega = 2,95e-3 \text{ МПа}^{-1}$ ,  $dS_w$  — приращение полного распухания за инкремент, посчитанное по формуле (4).

Суммарный тензор приращений деформаций распухания представляется как сумма приращения деформации радиационной ползучести  $dS_c$  (девиаторная компонента) и приращения полного радиационного распухания  $dS_w$  (шаровая компонента) на данном шаге по времени:

$$dS = \frac{1}{3} dS_w \mathbf{I} + dS_c \mathbf{n}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{I}$  — единичный тензор,  $\mathbf{n} = \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial \sigma}$ .

Приращения деформаций  $dS$  суммируются на всех шагах по времени.  $S$  — суммарный тензор деформаций радиационного распухания, под объемными деформациями распухания понимается его первый инвариант.

Для расчета предела текучести материала ВКУ в [6] предлагается зависимость от повреждающей дозы и температуры облучения, которая соответствует стали 08X18H10T:

$$\sigma_{0.2}(T, D) = \begin{cases} \sigma_{0.2}^0(T) + \Delta\sigma_{0.2}^T(T, D), & D < D^* \\ \sigma_{0.2}^*(T) + \Delta\sigma_{0.2}^*(D), & D \geq D^* \end{cases}$$

$$\sigma_{0.2}^0(T) = 155 + 239 \cdot \exp(-2,22 \cdot 10^{-3} (T + 273)), \text{ МПа}$$

$$\Delta\sigma_{0.2}^T(T, D) = \left( \sigma_{0.2}^*(T) - \sigma_{0.2}^0(T) \right) \frac{\sqrt{1 - \exp(-C_{\sigma_{0.2}} D)}}{\sqrt{1 - \exp(-C_{\sigma_{0.2}} D^*)}} \quad (6)$$

$$\sigma_{0.2}^*(T) = 650 + 1405 \cdot \exp(-5,9 \cdot 10^{-3} (T + 273)), \text{ МПа}$$

$$\Delta\sigma_{0.2}^*(D) = A_{\sigma_{0.2}} \left( \sqrt{1 - \exp(-C_{\sigma_{0.2}} D)} - \sqrt{1 - \exp(-C_{\sigma_{0.2}} D^*)} \right)$$

$$D^* = 7 \text{ сна}, \quad C_{\sigma_{0.2}} = 0,126 \text{ сна}^{-1}, \quad A_{\sigma_{0.2}} = 621 \text{ МПа}.$$

**Обзор входных данных.** Численный расчет объемных деформаций распухания помимо математической модели в своей основе содержит также и данные по распределениям объемных тепловыделений и повреждающей дозы в выгородке и внутрикорпусной шахте. Так в [7] приводятся данные по повреждающей дозе: максимум за 30 лет составляет 75 сна. Распределение температуры такое же, как и в [8], но максимум составляет 460 °С.

В [9] величина дозы за 30 лет ниже, чем в [8], и составляет 63,2 сна. Также в [9] приводится решение температурной задачи в виде поля стационарной температуры в выгородке и внутрикорпусной шахте. Максимум температуры в выгородке составляет 399 °С. Температура в шахте непостоянна по толщине и варьирует от 292 °С на свободных поверхностях до 315 °С внутри.

В Институте ядерных исследований (ИЯИ) г. Ржеж, Чешская Республика, выполнили расчет объемных тепловыделений и радиационной дозы в выгородке реактора ВВЭР-1000 для энергоблока №1 ЮУ АЭС. Однако не ясно, как долго длилась 22-я компания, для которой проводился расчет, и поэтому неизвестно, в течение какого срока в выгородке накопилась повреждающая доза величиной 3,0 сна. Первоначально, в соответствии с проектом, длительность топливной компании на энергоблоках с ВВЭР-1000 имела продолжительность 7000 ч [10], что по самым грубым оценкам составляет 1 год эксплуатации реактора. Таким образом, в соответствии с данными ИЯИ, г. Ржеж, Чешская Республика, скорость набора повреждающей дозы составляет 3,0 сна/год.

Решение температурной задачи в выгородке также приводится в [11]. Качественно результаты расчетов коррелируют с [9], максимум температуры составляет 410 °С. Величина объемных тепловыделений, температура окружающей среды и коэффициенты теплопередачи не приводятся.

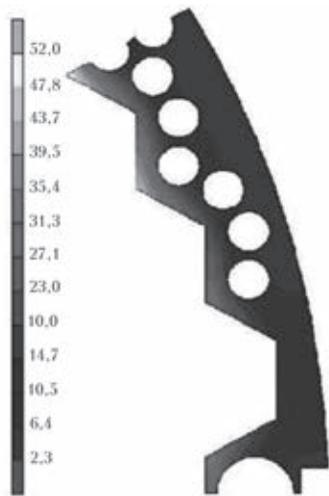


Рис. 1. Повреждающая доза за 30 лет, сна [14]. Данные получены ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС»

В [11] величина повреждающей дозы снижена по сравнению с [9] и составляет 52 сна за 30 лет (~1.7 сна/год) (рис. 1). Также приводится температурное поле (рис. 2) для режима нормальной эксплуатации реактора, однако какие величины объемных тепловыделений и коэффициентов теплопередачи использовались в [11] при решении температурной задачи – не известно.

Данные получены ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС». Таблица 1 суммирует информацию по всем указанным источникам данных объемных тепловыделений, температуры и радиационной дозы. Эти данные легли в основу численных расчетов радиационного распухания и формоизменения выгородки, проведенных при выполнении данной работы.

Величина повреждающей дозы во внутрикорпусной шахте составляет 3.67 сна на внутренней и 0.89 сна на внешней поверхности за 27 лет эксплуатации. Эти зна-

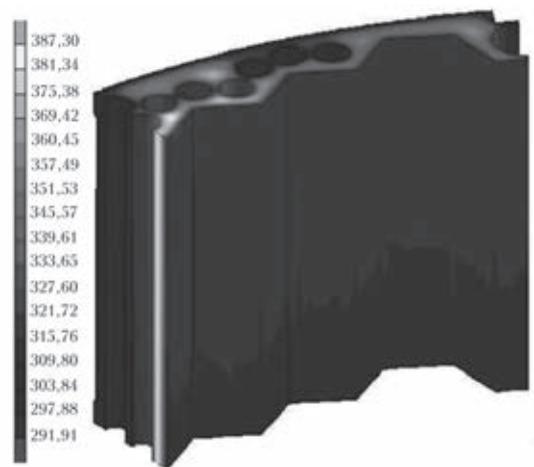


Рис. 2. Стационарная температура, °С [14]. Данные получены ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС»

чения соответствуют скоростям набора дозы 0.136 сна/год и 0.033 сна/год соответственно.

**Численный расчет распухания выгородки.** Задачи решены в условии обобщенной плоской деформации. Модели 1–2 и 6–7 реализованы в вязкоупругопластической постановке в условии идеальной пластичности. Предел текучести материала описывается зависимостью (6).

Количественные результаты расчета распухания  $S$  после 30 и 60 лет эксплуатации реактора для всех описанных входных данных приведены в табл. 2.

Неравномерные нагрев и радиационное распухание выгородки приводит к увеличению ее радиуса. Результаты расчета радиальных перемещений в области большого канала на период 30 и 60 лет эксплуатации по всем имеющимся математическим моделям и входным данным приведены в табл. 3.

Как видно из табл. 2, величина радиационного распухания материала выгородки может отличаться в десятки

Таблица 1. Сравнение входных данных

Год	1998	2010	2011	2013	2012
Источник	ГНЦ НИИАР [8]	Прометей [9]	ИЯИ Ржеж	ХФТИ [7]	Прометей [11]
$H_{\max}$ , Вт/см <sup>3</sup>			11,0		
$T_{\max}$ , °С	460,0	399,0		410,0	387,3
$D$ за 30 лет, сна	75,0	63,2		75,0	52,0
$D$ в год, сна			3,0		

Примечание. ГНЦ НИИАР – Государственный научный центр «Научно-исследовательский институт атомных реакторов», г. Димитровград; Прометей – Центральный Научно-исследовательский институт конструкционных материалов «Прометей», г. Санкт-Петербург; ХФТИ – Харьковский физико-технический институт

Таблица 2. Результаты расчета распухания

Год	1998	2010	2011	2013	2012	
Источник	ГНЦ НИИАР [8]	Прометей [9]	ИЯИ Ржеж	ХФТИ [7]	Прометей [11]	
Модель (1)						
S, %	30 лет	20.3	5.8	33.9	10.3	2.8
	60 лет	78.4	22.2	134.3	40.1	10.6
Модель (2)						
S, %	30 лет	15.3	1.2	26.8	2.8	0.4
	60 лет	41.7	4.2	65.9	8.5	1.6
Модель (4)						
S, %	30 лет	2.3	1.2	3.2	1.6	0.8
	60 лет	4.9	2.4	7.7	3.2	1.8
Модель (5)						
S, %	30 лет	10.0	3.2	16.8	5.2	1.7
	60 лет	34.6	10.6	61.4	17.7	5.6

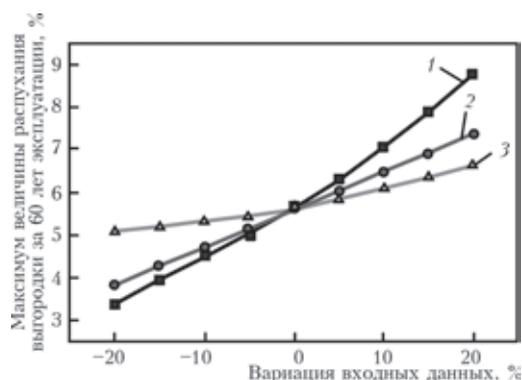


Рис. 3. Зависимость величины распухания выгородки за 60 лет эксплуатации, полученной по модели (5), от вариации входных данных, %: 1 – тепловыделений и дозы; 2 – дозы; 3 – тепловыделений

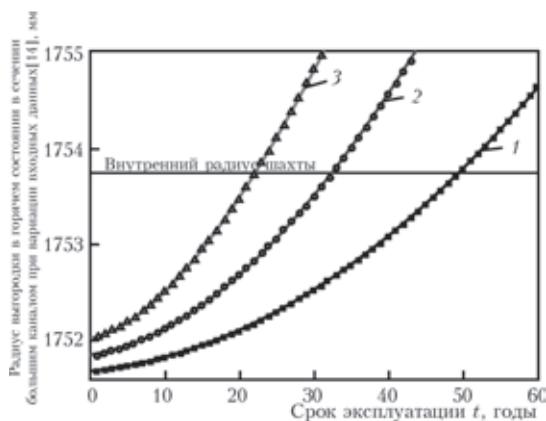


Рис. 4. Рост радиуса выгородки в сечении большим каналом в течение эксплуатации реактора при вариации радиационной дозы и объемных тепловыделений для математической модели (5): 1 – входные данные [14] –20 %, 2 – входные данные [14]; 3 – входные данные [14] +20 %

раз при варьировании входных данных. Радиальные деформации выгородки также зависят от выбора модели и входных данных. Модели и входные данные, дающие неправдоподобные значения распухания и радиальных перемещений выгородки стоит исключить из рассмотрения.

Зависимость распухания от объемных тепловыделений, повреждающей дозы по отдельности и обоих факторов одновременно при разбросе входных данных  $\pm 20\%$  от уровня [11] для математической модели (5) демонстрирует рис. 3. В указанном диапазоне вариации входных данных величина распухания материала выгородки за 60 лет эксплуатации меняется в пределах от  $-40\%$  до  $+57\%$ , что говорит о большом влиянии точности входных данных.

Таблица 3. Результаты расчета радиальных перемещений выгородки в горячем состоянии в области большого канала.

Год	1998	2010	2011	2013	2012	
Источник	ГНЦ НИИАР [8]	Прометей [9]	ИЯИ Ржеж	ХФТИ [7]	Прометей [11]	
Модель (1)						
U <sub>г</sub> , мм	30 лет	22.2	13.6	30.0	15.8	11.8
	60 лет	41.9	20.1	63.7	25.3	15.8
Модель (2)						
U <sub>г</sub> , мм	30 лет	14.6	10.4	18.7	11.1	9.9
	60 лет	20.3	11.5	31.0	12.9	10.5
Модель (4)						
U <sub>г</sub> , мм	30 лет	14.4	11.6	16.4	12.3	10.8
	60 лет	18.3	13.3	23.5	14.4	12.1
Модель (5)						
U <sub>г</sub> , мм	30 лет	17.8	12.2	22.6	13.6	11.0
	60 лет	30.3	16.5	43.2	20.4	13.5

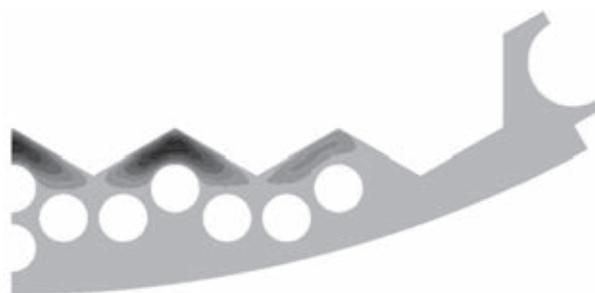


Рис. 5. Качественное распределение объемных деформаций распухания в выгородке после 60 лет эксплуатации, полученное по модели (5) и входным данным [11]

Внутрикорпусная шахта при выходе реактора на режим НЭ из-за нагрева увеличивается в радиусе на 8,8 мм. Исходный зазор между выгородкой и шахтой составляет 2,5 мм. Таким образом, если радиальные перемещения выгородки в области большого канала в течение эксплуатации превышают 11,3 мм, это означает установление контактного взаимодействия выгородки и внутрикорпусной шахты реактора. Дальнейшее распухание выгородки приводит к росту напряжений в шахте и может ограничить эксплуатационный ресурс реактора.

Как видно из результатов табл. 3, почти все модели и входные данные прогнозируют установление контактного взаимодействия выгородки и шахты в течение 60 лет эксплуатации. Зависимость момента установления контакта от входных данных при их вариации  $\pm 20\%$  от уровня [11] для математической модели (5) демонстрирует рис. 4. Соответственно, расчетный срок эксплуатации до момента установления контакта выгородки и шахты – 33 года – в зависимости от рассмотренной вариации входных данных [11] может составлять от 22 до 50 лет.

Для будущих расчетов будем применять модель (5), как самую современную, и входные данные [11], как наиболее новые. Поле объемных деформаций распухания, полученное по модели (5) и входным данным [11], приведено на рис. 5.

**Остаточные сварочные напряжения в шахте.** Внутрикорпусная шахта реактора ВВЭР-1000 является сварной конструкцией цилиндрической формы, изготавливаемой из аустенитной стали 08X18H10T. Расположение шахты в корпусе реактора и ее чертеж приведены на рис. 6. На уровне установки выгородки активной зоны внутрикорпусная шахта имеет внешний радиус 1805 мм и толщину стенки 60 мм.



Рис. 6. Внутрикорпусная шахта реактора ВВЭР-1000: а – расположение в устройстве реактора; б – чертеж

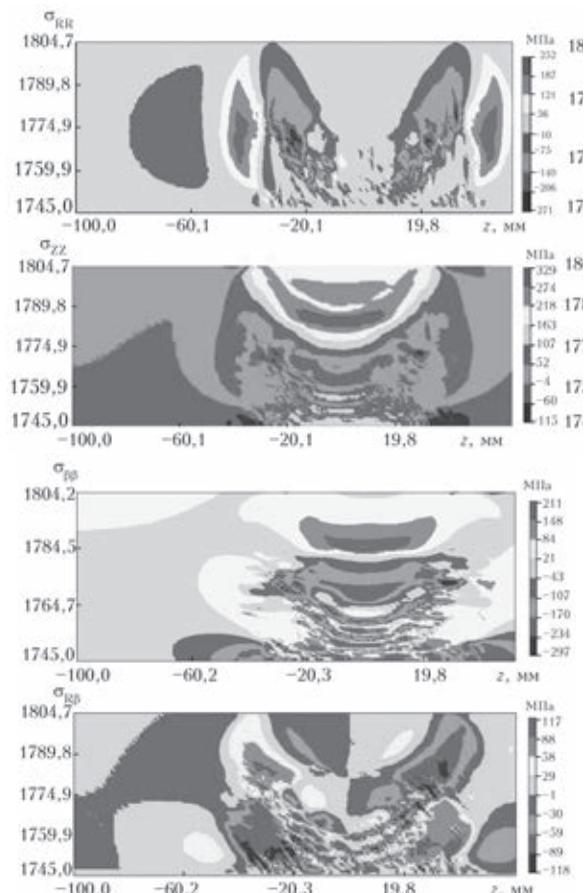


Рис. 7. Остаточные сварочные напряжения в шахте реактора ВВЭР-1000 в цилиндрической системе координат



Рис. 8. Интенсивность напряжений (МПа) в продольном сварном шве в шахте в исходном состоянии

Поля остаточных сварочных напряжений в шахте получены расчетным методом с применением пакета WeldPredictions, разработанного сотрудниками отдела №34 ИЭС. Было проведено моделирование продольного многопроходного сварного соединения (6 проходов) цилиндрической обечайки с внутренним диаметром  $D_{\text{внутр.}} = 3490$  мм, толщиной  $\delta = 60$  мм с разделкой  $30^\circ$  для следующего режима:  $I = 200$  А,  $U = 17$  В, скорость сварки 3 мм/с (погонная энергия  $Q_{\text{п}} = 850$  Дж/мм, коэффициент эффективности  $\eta = 0,75$ ). Краевая задача определения кинетики напряженно-деформированного состояния решалась в цилиндрической системе координат методом конечных элементов (размер элемента  $1 \times 1$  мм) путем последовательного прослеживания упругопластических деформаций от начала сварки первого прохода до остывания после 6-го прохода с учетом условия текучести Мизеса. Результаты расчета полей остаточных напряжений приведены на рис. 7.

В данном исследовании будет рассмотрен вертикальный сварной шов, находящийся из-за консервативных предположений в области контакта выгородки и шахты (рис. 8).

Предел текучести материала сварного шва в шахте под действием радиационного облучения за 60 лет эксплуатации установился на уровне 850 МПа на внутренней поверхности и 500 МПа – на внешней и меняется линейно по толщине.

На рис. 9 показаны перераспределение смоделированных остаточных сварочных окружных и осевых напряжений в шахте реактора в процессе эксплуатации. Учен контакт с выгородкой.

Давление выгородки на шахту способствует росту сжимающих окружных и осевых напряжений на внутренней поверхности шахты и растягивающих окружных и осевых напряжений – на внешней поверхности (рис. 9).

Радиальные напряжения примерно постоянны по толщине стенки и составляют 16 МПа – они обусловлены внутренним давлением в реакторе. После 60 лет эксплуатации реактора максимальные напряжения в сварном шве внутрикорпусной шахты – окружные и осевые, что обусловлено давлением выгородки. Их распределения приводим на рис. 10.

Величина окружных напряжений в зоне сварного шва достигает значений (440 МПа, рис. 10, а), близких к пределу текучести облученного материала стенки шахты.

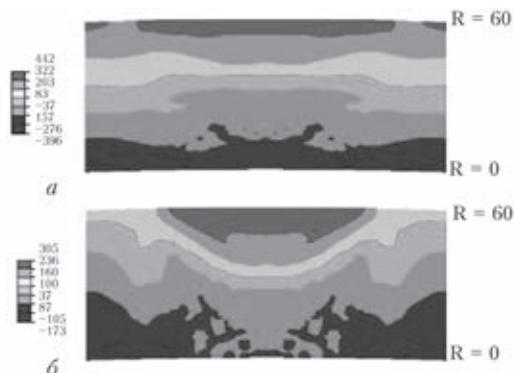


Рис. 10. Распределения напряжений в зоне сварного шва внутрикорпусной шахты реактора в конце продленного срока эксплуатации (60 лет) с учетом контакта с выгородкой: а – окружные напряжения, б – осевые напряжения

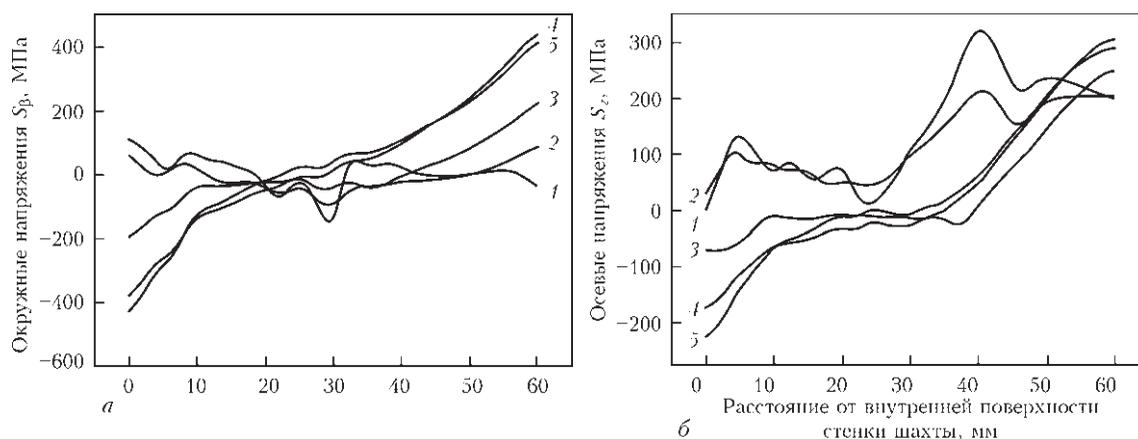


Рис. 9. Перераспределение напряжений в зоне упрощенного сварного шва внутрикорпусной шахты реактора в процессе эксплуатации с учетом контакта с выгородкой: *а* – окружные напряжения, *б* – осевые напряжения; 1 – исходное состояние; 2 – выход на режим НЭ; 3 – после 30 лет облучения; 4 – после 60 лет облучения; 5 – остановка реактора после 60 лет

### Выводы

Рассмотрены существующие математические модели радиационного распухания аустенитной стали 08X18H10T, из которой изготовлены элементы ВКУ реактора ВВЭР-1000. Сделан обзор входных данных, таких как объемные тепловыделения, температура и повреждающая доза в выгородке и внутрикорпусной шахте реактора ВВЭР-1000. По всем имеющимся входным данным и математическим моделям выполнены расчетные оценки радиационного распухания ВКУ в двухмерной постановке.

Большое количество существующих расчетных данных по величине и распределению объемных тепловыделений, температуры и радиационной дозы в выгородке реактора ВВЭР-1000 затрудняют выбор входных данных для проведения расчетов по оценке радиационного распухания.

Оценка формоизменения выгородки указывает на возможность контактного взаимодействия с внутрикорпусной шахтой. Дальнейшее распухание выгородки может привести к нарушению нормального функционирования реактора в целом.

Величина радиационного распухания материала выгородки может отличаться в десятки раз при расчетах по имеющимся входным данным. Поэтому уточнение величины и распределений объемных тепловыделений и радиационной дозы в выгородке реактора ВВЭР-1000 сегодня является актуальной задачей.

Наибольший вклад в напряженное состояние стенки внутрикорпусной шахты за 60 лет эксплуатации может вносить контактное взаимодействие шахты с выгородкой. Величина окружных напряжений в зоне сварных швов внутрикорпусной шахты в конце продленного срока эксплуатации (60 лет) с учетом остаточных сварочных напряжений и контакта с выгородкой может достигать высоких значений (440 МПа), близких к предельу текучести облученного материала.

Остаточные сварочные напряжения могут существенно влиять на уровень напряженного состояния стенки шахты, что необходимо учитывать при оценке

работоспособности ВКУ при продлении срока эксплуатации реактора ВВЭР-1000.

1. *Вотинов С.Н., Прохоров В.И., Островский З.Е.* Облученные нержавеющие стали. М.: Наука, 1987. – 128 с.
2. *Васина Н.К., Марголин Б.З., Гуленко А.Г. и др.* Радиационное распухание аустенитных сталей. Влияние различных факторов, обработка экспериментальных данных и формулировки определяющих уравнений // Вопросы материаловедения, № 4 (48), 2006, С. 69–89, Санкт-Петербург.
3. *Марголин Б.З., Мурашова А.И., Неустров В.С.* Анализ влияния вида напряженного состояния на радиационное распухание и радиационную ползучесть аустенитных сталей // Проблемы прочности. – 2013. – № 3. – С. 5–24.
4. *Махненко О.В., Мирзов И.В.* Исследование напряженно-деформированного состояния сварных конструкций из аустенитной стали в условиях радиационного облучения // Автоматическая сварка. – 2013. – № 1. – С. 7–12.
5. *A.S. Kalchenko, V.V. Bryk, N.P. Lazarev et al.* Prediction of swelling of 18Cr10NiTi austenitic steel over a wide range of displacement rates // Journal of Nuclear Materials. – 2010. – № 399. – pp. 114–121.
6. *Сорокин А.А., Марголин Б.З., Курсевич И.П. и др.* Влияние нейтронного облучения на механические свойства материалов внутрикорпусных устройств реакторов типа ВВЭР // Вопросы материаловедения. – 2011. – № 2 (66), С. 131–151.
7. *A.S. Kalchenko, V.V. Bryk, N.P. Lazarev et al.* Prediction of void swelling in the baffle ring of WWER-1000 reactors for service life of 30–60 years // Journal of Nuclear Materials. – 2013. – № 437. – pp. 415–423.
8. *Троянов В.М., Лихачев Ю.И., Хмелевский М.Я. и др.* Оценка и анализ термомеханического поведения элементов ВКУ реакторов ВВЭР с учетом эффектов облучения // Сборник докладов 5-й межотраслевой конференции по реакторному материаловедению (Дмитровград, 8-12 сентября 1997 г.). – Дмитровград, 1998. – Т. 2. – Ч.1, С. 3–18.
9. *B. Margolin, I. Kursevitch, V. Fedorova.* «Influence of Neutron Irradiation and Environment on Materials Properties of Internals of VVER Reactors» – Technical Meeting on Irradiation Embrittlement and Life Time Management of Reactor Pressure Vessels in Nuclear Power Plants, 18-22 October 2010, Znojmo, Czech Republic.
10. *Афанасьев А.А.* Повышение экономичности топливных циклов ВВЭР-1000 путем увеличения выгорания топлива // Вопросы атомной науки и техники. – 2000. – № 4 (45). – С. 45–56.
11. *B. Margolin, V. Fedorova, A. Sorokin et al.* «The mechanisms of material degradation under neutron irradiation for WWER internals and methods for structural integrity assessment» – International conference «Structural integrity and life of NPP equipment», 1-5 October 2012, Kiev, Ukraine.

# РАЗРАБОТКА СВАРНЫХ КОНСТРУКЦИЙ НЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕЛЕЖКИ ГРУЗОВОГО ВАГОНА С ПОВЫШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СОПРОТИВЛЕНИЯ УСТАЛОСТИ И ЖИВУЧЕСТИ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

*О. В. Махненко, А. Д. Пустовой*

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины*

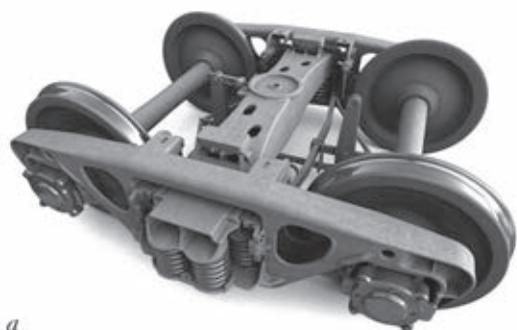
Статистика аварийности на железных дорогах Украины и России свидетельствует об увеличении в последние годы случаев, связанных с разрушением литых несущих элементов двухосных трехэлементных тележек грузового вагона (рис. 1). Анализ эксплуатационной надежности литых конструкций боковой рамы и надрессорной балки тележки типа 18-100 показал, что основной причиной отказа является появление усталостных трещин [1, 2]. Крупные стальные отливки элементов тележки грузового вагона имеют ряд недостатков как технологического, так и конструктивного характера. Так стенки стальной отливки имеет достаточно большое рассеивание по толщине [3]. Кроме того, литью свойственны дефекты в виде пор, раковин и т.д., устранение которых трудоемко [4]. В связи с этим, задача повышения характеристик сопротивления усталости и живучести несущих элементов тележки становится весьма актуальной.

**Разработка цельносварных конструкций несущих элементов тележки грузового вагона.** В сложившихся условиях целесообразным является поиск альтернативных способов изготовления указанных деталей из листового проката, с повышенными характеристиками сопротивления усталости. Переход на технологию сварки изготовления конструкций несущих элементов позволит избежать недостатков литой конструкции и повысить надежность конструкции тележки грузового вагона. Производство элементов тележки с использова-

нием сварочной технологии является не столь затратным по сравнению с технологией литья и возможно практически на любом машиностроительном предприятии, что создаст условия насыщения рынка качественными элементами грузовой тележки, а именно боковой рамой и надрессорной балкой с повышенными характеристиками сопротивления усталости.

В Западной Европе широко используются сварные конструкции тележек грузовых вагонов и разрабатываются новые конструкции с высокими эксплуатационными характеристиками. На железных дорогах Европы в качестве типовой тележки грузовых вагонов принята модель Y25 (рис. 2).

На рис. 3 показана новая тележка RC25NT (колея 1435 мм, грузоподъемность 25 т) производства фирмы ELN (Германия, Галле), имеющая рамную конструкцию и центральное рессорное подвешивание.



*a*

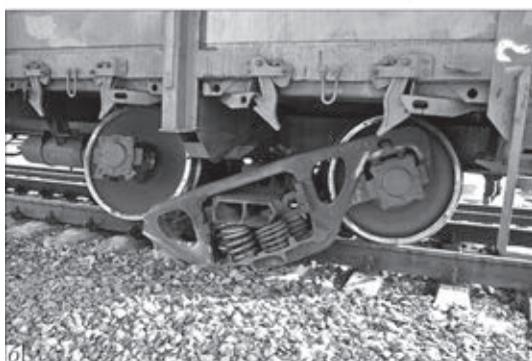
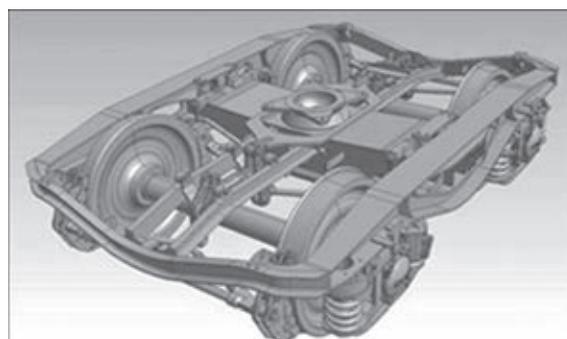
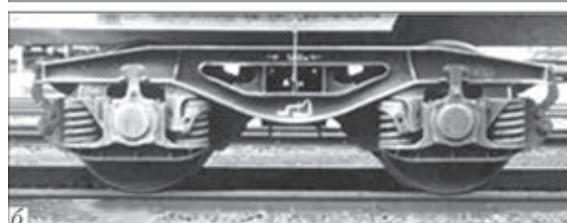


Рис. 1. Трехэлементная двухосная тележка железнодорожного грузового вагона: *a* – модификация тележки типа 18-100 с литыми конструкциями боковой рамы и надрессорной балки; *б* – разрушение литой конструкции боковой рамы тележки

© О. В. МАХНЕНКО, А. Д. ПУСТОВОЙ



*a*



*б*

Рис. 2. Тележка типа Y25: *a* – общий вид; *б* – вид сбоку



Рис. 3. Общий вид сварной конструкции тележки RC25NT

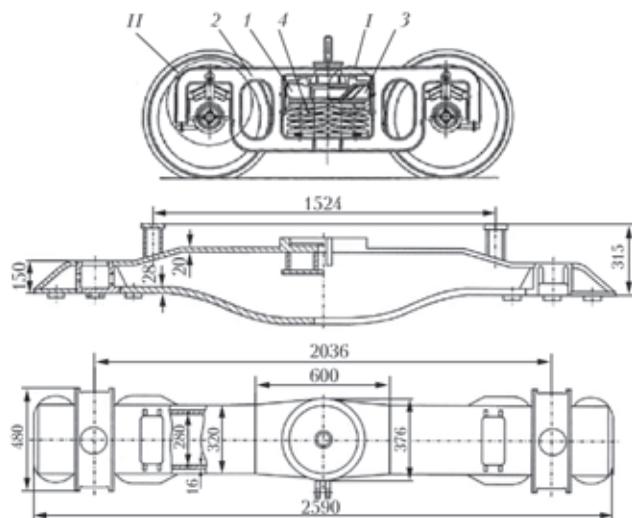


Рис. 4. Сварная конструкция трехэлементной тележки грузового вагона модели 18-1711: а – тележка вид сбоку; б – конструкция наддрессорной балки, разработанная с участием ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины

Известен целый ряд попыток по созданию в Украине и России конструкций цельносварных несущих элементов тележек грузовых вагонов, взаимозаменяемых с литыми конструкциями. Можно привести некоторые примеры.

В 2002 г. ООО «ГСКБВ» (г. Мариуполь, Украина) совместно с ГУП НВЦ «Вагоны» (г. Санкт-Петербург, Россия) была разработана сварная конструкция трехэлементной тележки грузового вагона модели 18-1711 с осевой нагрузкой 25 тс (рис. 4) [5].

**Первые опытные образцы наддрессорных балок не прошли стендовых испытаний на усталость. С помощью специалистов ИЭС им.Е.О. Патона НАН**

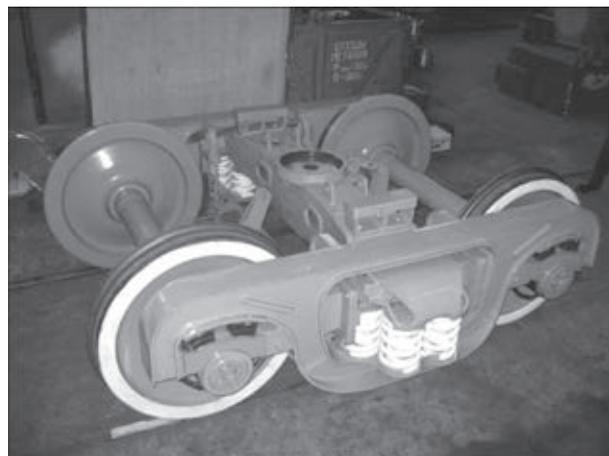


Рис. 5. Двусная тележка модели 18-9750

Украины цельносварная конструкция наддрессорной балки была усовершенствована с позиций повышения сопротивления усталости ее сварных соединений [6]. При последующем проведении сокращенных ускоренных испытаний двух опытных образцов наддрессорной балки на циклическую нагрузку в первой балке макротрещину длиной 30 мм обнаружили при  $2,745 \cdot 10^6$  циклах нагружения, во второй балке после  $6 \cdot 10^6$  циклов нагружений усталостная макротрещина обнаружена не была и испытания прекратили. Т.е. проведенные испытания показали, что разработанная сварная конструкция наддрессорной балки обеспечивает требуемую долговечность, по прочностным и весовым показателям она не уступает литой, и может быть рекомендована для проведения полного цикла испытаний.

В 2004 году ГУП НВЦ «Вагоны» и ЗАО НО «ТИВ» (г. Тверь) разработали базовую двусную тележку модели 18-9750 с осевой нагрузкой 25 тс со сварной конструкцией боковой рамы и наддрессорной балки (рис. 5) [7].

В 2007 г. ФГУП ПО «Уралвагонзавод» им. Ф. Э. Дзержинского разработал штампованный вариант тележки грузового вагона (рис. 6) [8]. Основные несущие детали коробчатого сечения (наддрессорная балка и боковая рама) выполнены из двух частей, каждая из которых представляет собой единую штампованную заготовку, соединенную с ответной частью вдоль вертикальной продольной плоскости детали.

Однако, несмотря на целый ряд попыток создания на территории бывшего СНГ сварных конструкций несущих элементов трехэлементных тележек грузовых вагонов, взаимозаменяемых с литыми конструкциями, ни одна из разработанных сварных конструкций не применяется сегодня при регулярных грузоперевозках. Одна из причин связана с тем, что они не обеспечивают требуемую надежность и долговечность.

При создании конкурентоспособных сварных конструкций несущих элементов, взаимозаменяемых с литыми элементами тележки типа 18-100, необходимо обеспечить надежность сварного варианта несущих элементов за счет повышения сопротивления усталости и живучести по сравнению с литой конструкцией. Расчет сопротивления усталости разрабатываемых цельносварных конструкций элементов тележки грузового вагона регламентируется действующими в настоящее время на территории Украины и России Нормами [9] по коэффициентам запаса сопротивления усталости

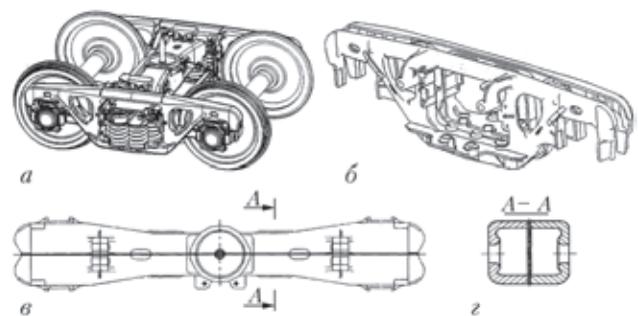


Рис. 6. Штампованный вариант тележки грузового вагона: а – тележка грузового вагона; б – конструкция боковой рамы; в – конструкция наддрессорной балки; г – сечение А-А наддрессорной балки

Таблица 1. Сравнение допускаемых значений амплитуд номинальных напряжений  $[\sigma_{a,N}]$  при регулярном переменном нагружении на базе  $10^7$  циклов для различных сварных соединений по [9] и [11] для конструкций из стали с пределом прочности  $\sigma_B = 450$  МПа

Тип сварного соединения	Нормы [9] при $n = 2$		Рекомендации МИС [11]		
	$(\overline{K_\sigma})_a$	$[\sigma_{a,N}]$ , МПа	FAT, МПа	$n$	$[\sigma_{a,N}]$ , МПа
Продольное угловое	1,5–1,7	58–66	90–125	1,15	26–32
				1,4	19–23
Поперечное стыковое двухстороннее	2,0–2,4	41–50	80–112	1,15	23–28
				1,4	17–20
Поперечное стыковое одностороннее	4,0–4,8	21–25	36–80	1,15	17–20
				1,4	7,5–9

для различных оценочных зон (основного металла и сварных швов) с учетом распределения коэффициента вертикальной динамики по диапазонам скоростей эксплуатации (спектр нагрузки).

От скорости движения вагона, состояния пути и т.п. зависят значения циклических нагрузок, т.е. это целый спектр циклических нагрузок, элементы которого имеют различную вероятность появления во времени эксплуатации вагона. Этот вопрос достаточно хорошо изучен. В Нормах имеются соответствующие рекомендации, позволяющие количественно определить силовые характеристики циклического нагружения в эксплуатационных условиях. Недостатком Норм являются рекомендации относительно значений сопротивления несущих сварных соединений циклическим нагрузкам.

**Расчет на усталость сварных соединений согласно действующим нормам.** Согласно действующих Норм [9] коэффициент сопротивления усталости конструкции:

$$n = \frac{\sigma_{a,N}}{\sigma_{a,\varepsilon}} \geq [n], \quad (1)$$

где  $\sigma_{a,N}$  – предел выносливости (по амплитуде) натурной детали при симметричном цикле и установившемся режиме нагружения при базовом числе циклов (для конструкций из сталей принимается  $10^7$ );  $\sigma_{a,\varepsilon}$  – расчетная величина амплитуды динамического напряжения условного симметричного цикла, приведенная к базовому числу циклов, эквивалентная по повреждающему действию реальному режиму эксплуатационных случайных напряжений за проектный срок службы детали;  $[n]$  – допускаемый коэффициент запаса сопротивления усталости (даны в таблице для конкретных условий расчета).

Предел выносливости  $\sigma_{a,N}$  (по амплитуде) при условии, что  $\sigma_{a,N}$  соответствует вероятности  $P = 0,95$  разрушения, для сварных рам и балок из листового и фасонного проката при полуавтоматической и ручной сварке в Нормах дается в виде:

$$\sigma_{a,N} = \frac{\overline{\sigma_{-1}}}{K_\sigma} (1 - z_p \nu_\sigma), \quad (2)$$

где  $\overline{\sigma_{-1}}$  – среднее (медианное) значение предела выносливости гладкого стандартного образца из материала детали по [10] при симметричном цикле изгиба ( $R = -1,0$ ) на базе  $N$  циклов;  $K_\sigma$  – среднее значение коэффициента снижения предела выносливости детали по отношению к пределу выносливости стандартного

образца;  $z_p$  – квантиль распределения  $\sigma_{a,N}$  как случайной величины;  $\nu_\sigma$  – коэффициент вариации предела выносливости при условии, что  $\sigma_{a,N}$  соответствует вероятности  $P = 0,95$  разрушения ( $(1 - z_p \nu) = 0,88$ ).

В Нормах [9] содержатся данные относительно величин  $(\overline{K_\sigma})_a$  для типичных элементов несущих конструкций вагонов.

Из зависимости (2) следует, что, поскольку  $\overline{\sigma_{-1}}(N)$  зависит от прочности основного металла, увеличиваясь с ростом  $\sigma_B$ , то у пользователей Норм складывается мнение, что повышение прочности  $\sigma_B$  конструкционной стали способствует, согласно (2) увеличению  $\sigma_{a,N}$ . Между тем достаточно известным фактом, четко сформулированным в Рекомендациях Международного института сварки [11] на основе обработки многочисленных экспериментальных данных, является положение, что для необработанных сварных соединений конструкционных сталей ферритного (перлитного) классов с пределом прочности  $\sigma_B$  от 400 до 900 МПа значение  $\sigma_{a,N}$  для достаточно представительной выборки испытаний не зависит от величины  $\sigma_B$ , т.е. для сварной рамы и балки из малоуглеродистой стали с пределом прочности  $\sigma_B = 400$  МПа и высокопрочной низколегированной стали с  $\sigma_B = 900$  МПа сопротивление малоциклового усталости сварных соединений будет примерно одинаковым.

Существенные замечания имеются и относительно рекомендуемых в Нормах [9] значений коэффициентов  $(\overline{K_\sigma})_a$  для сварных соединений. Так для продольных сварных соединений балок, изготовленных из листового проката рекомендуют (см. таблицу 1) значения  $(\overline{K_\sigma})_a$  на уровне 1,5–1,7, т.е. для стали с пределом прочности  $\sigma_B = 450$  МПа и  $\overline{\sigma_{-1}} = 225$  МПа на базе  $10^7$  циклов величина  $\sigma_{a,N}$  по (2) для сварных соединений равна 117 МПа.

По Рекомендациям [11] предел выносливости для сварных соединений (по амплитуде) на базе  $2 \cdot 10^7$  циклов:

$$\sigma_{a,N} = 0,5FAT f(R) \cdot f(N), \quad (3)$$

где  $FAT$  – предел выносливости (по размаху) на базе  $2 \cdot 10^6$  циклов при симметричном цикле, определяется классом сварного соединения,  $f(R)$  – функция коэффициента асимметрии цикла нагружения  $R$  и уровня остаточных напряжений. При  $R = -1,0$  значение  $f(R)$  находится в пределах  $f(R) = 1,6$  при уровне остаточных напряжений менее  $0,2 \sigma_T$  ( $\sigma_T$  – предел текучести материала) и  $f(R) = 1,0$  при более высоких остаточных напряжениях;  $f(N)$  – учитывает ограниченную усталость.

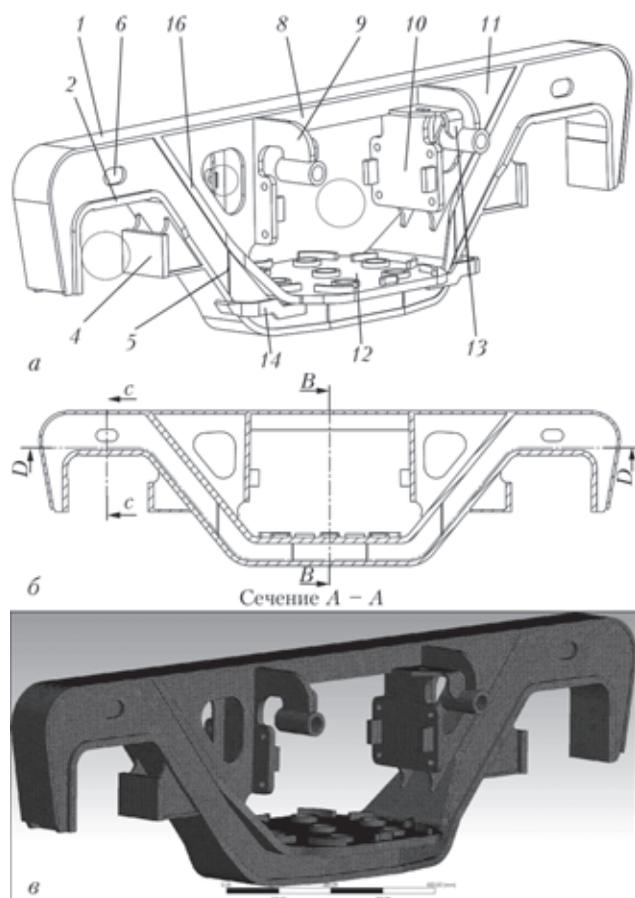


Рис. 7. Вариант боковой рамы с увеличенным сечением в зоне R55 и прямолинейной верхней полкой: а – общий вид; б – продольное сечение боковой рамы; в – конечно-элементная модель боковой рамы

В диапазоне  $10^4 < N < 10^8$  циклов  $f(N)$  определяется зависимостью:

$$f(N) = \left(\frac{C}{N}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (4)$$

где  $N$  – долговечность сварного соединения,  $C = 2 \cdot 10^6$ ,  $m = 3$  при  $10^4 < N < 10^7$  циклов, при  $N > 10^7$  циклов можно принять, что амплитуда не меняется.

Таким образом, для продольных сварных соединений балок при  $FAT = 90-125$  МПа,  $f(R) = 1,0$  и  $f(N) = 0,585$  ( $N=10^7$  циклов)  $\sigma_{\alpha, N}$  по [10] не превышает  $\sigma_{\alpha, N} = 26$  МПа.

Соответственно допускаемые амплитуды  $[\sigma_{\alpha, N}] = \sigma_{\alpha, N}/n$ , где  $n$  – коэффициент безопасности. По [9] значения  $n$  принимаются для элементов кузовов вагонов всех типов в пределах  $n = 1,3 - 1,8$  в зависимости от степени надежности данных по  $\sigma_{\alpha, N}$ , а для новых конструкций рекомендуется назначать  $n = 2$ . По [11] значение коэффициента безопасности для ответственных конструкций принимается в пределах  $n = 1,15 - 1,4$ . При таком допущении получим для рассматриваемых продольных сварных соединений соответствующие допускаемые амплитуды:  $[\sigma_{\alpha, N}] = 58,5$  МПа и  $[\sigma_{\alpha, N}] = 24-19$  МПа.

Видно, что допускаемые значения амплитуд номинальных напряжений  $[\sigma_{\alpha, N}]$  при регулярном переменном нагружении на базе  $10^7$  циклов для продольных сварных соединений балок по [9] на 145–210 % выше таковых по [11].

Аналогично продольным сварным соединениям выполнено сравнение допускаемых значений  $[\sigma_{\alpha, N}]$  для односторонних и двухсторонних стыковых сварных швов, расположенных поперечно по отношению к действию номинальных напряжений. Результаты сравнения, представленные в табл. 1, подтверждают, что действующие Нормы существенно завышают реальное сопротивление сварных соединений циклическим нагрузкам. Такие примеры показывают, что спроектированные в рамках Норм сварные несущие конструкции железнодорожных вагонов могут не обладать достаточной долговечностью. Возможно, это одна из причин, почему до сих пор не было разработано надежных и технологичных конструкций цельносварных несущих элементов трехэлементной тележки грузового вагона, способных составить конкуренцию литым деталям.

**Расчет на прочность сварной боковой рамы на основе математического моделирования.** Представим некоторые результаты расчета на прочность разработанной под осевую нагрузку 23,5 тс цельносварной конструкции боковой рамы тележки грузового железнодорожного вагона с увеличенным сечением в зоне R55 и прямолинейной верхней полкой (рис. 8).

Прочность усиленной цельносварной конструкции боковой рамы тележки в соответствии с Нормами [9] оценена при двух расчетных режимах (табл. 2) по допускаемым напряжениям.

По первому расчетному режиму рассматривается относительно редкое сочетание экстремальных нагрузок. Основное требование при расчете на прочность по этому режиму – не допустить появления остаточных деформаций (повреждений) в узле или детали. В эксплуатации первому режиму соответствуют: осаживание и трогание тяжеловесного состава с места; соударение вагонов при маневрах, в том числе при роспуске с сортировочных горок; экстренное торможение в поездах при малых скоростях движения.

По третьему расчетному режиму рассматривается относительно частое возможное сочетание умеренных по величине нагрузок, характерное для нормальной работы вагона в движущемся поезде. Основное требование при расчете по этому режиму – не допустить усталостного разрушения узла детали. В условиях эксплуатации третий расчетный режим соответствует случаю движения вагона в составе поезда по прямым, кривым участкам пути и стрелочным переводам с допускаемой скоростью; при периодических регулировочных торможениях; при периодических умеренных рывках и толчках; при штатной работе механизмов и узлов

Таблица 2. Значения усилий, действующих на боковую раму, для расчета на прочность по первому и третьему расчетным режимам при осевой нагрузке 23,5 тс

Режим	$F_{1x}$ , кН	$F_{2x}$ , кН	$F_{3x}$ , кН	$F_{1y}$ , кН	$F_{2y}$ , кН	$F_{1z}$ , кН	$F_{2z}$ , кН
I-1	0,00	0,00	71,13	0,00	0,00	497,7	0,00
I-2	23,74	0,00	50,41	92,80	18,39	354,17	0,00
I-3	120,00	0,00	28,00	0,00	0,00	210,64	0,00
III	6,78	63,89	45,93	15,80	0,00	320,17	22,36

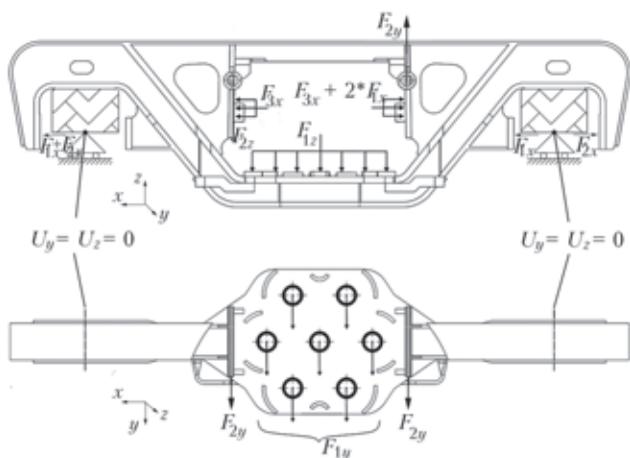


Рис. 8. Схема задания кинематических и силовых граничных условий для расчета боковой рамы на прочность

вагона. При этом на тележку действуют: сила тяжести вагона брутто; силы инерции масс тележки; вертикальная динамическая нагрузка; центробежная сила, возникающая при движении вагона в кривой; вертикальная составляющая от действия центробежной силы.

На рис. 8 дан пример схемы задания кинематических и силовых граничных условий для расчета напряженно-деформированного состояния боковой рамы при различных режимах нагружения.

Результаты расчетов напряженно-деформированного состояния по первому расчетному режиму для трех вариантов сочетания нагрузок показали, что эквивалентные напряжения, вызванные соответствующими сочетаниями нагрузок, не превышают величин допускаемых напряжений с большим запасом, максимальные прогибы конструкции боковой рамы в вертикальном направлении незначительные (табл. 3). Результаты расчетов по третьему расчетному режиму, соответствующего циклическим нагрузкам, показали, что эквивалентные напряжения, вызванные указанным сочетанием нагрузок, для разработанного варианта боковой

Таблица 3. Допускаемые напряжения для стали 09Г2С при расчетных режимах и максимальные расчетные напряжения и прогибы в усиленной цельносварной конструкции боковой рамы

Расчетный режим	Допускаемые напряжения, МПа	Макс. расчетные напряжения, МПа	Макс. расчетные прогибы, мм
Первый (первое сочетание нагрузок)	325,0	179	1,29
Первый (второе сочетание нагрузок)	292,5	259	1,45
Первый (третье сочетание нагрузок)	325,0	218	0,57
Третий	190,0	188	1,17

рамы с увеличенным сечением в зоне R55 не превышают (до 188 МПа) величину допускаемых напряжений 190 МПа (рис. 9).

Проведенный расчет сопротивления усталости усиленной конструкции цельносварной боковой рамы тележки в соответствии с Нормами [9] 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), а также с учетом дополнительного спектра нагрузки от продольных сжимающих сил через автосцепку показал, что разработанный вариант цельносварной конструкции боковой рамы является работоспособными при переменных нагрузках и удовлетворяют требованиям Норм с коэффициентом сопротивления усталости  $[n] = 2$  как по условию не превышения расчетными напряжениями величин допускаемых амплитуд напряжений, так и по условию накопления повреждаемости.

Численным путем с помощью МКЭ, определялись максимальные напряжения при квазистатическом нагружении вертикальным усилием в 210,6 кН и усилием распора клиньев величиной 30,1 кН, относительно которого задан спектр нагрузки. 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. Полученные численным путем максимальные значения главных максимальных напряжений (табл. 4) для разработанного варианта конструкции боковой рамы при указанном сочетании квазистатических нагрузок, не превышают максимально допускаемых амплитуд напряжений по критерию сопротивления усталости, как для зоны основного металла, так и для зон сварных соединений, даже для осевой нагрузки 25 тс (данные [12]).

Проведенный расчет сопротивления усталости цельносварной конструкции боковой рамы тележки в соответствии с Рекомендациями МИС [11] по условию зарождения усталостного разрушения (макротрещины) в различных оценочных зонах конструкции (зонах сварных соединений) с учетом заданного спектра нагрузки при эксплуатации [9] показал, что все три рассмотренных варианта цельносварной конструкции боковой рамы имеют достаточный уровень сопротив-

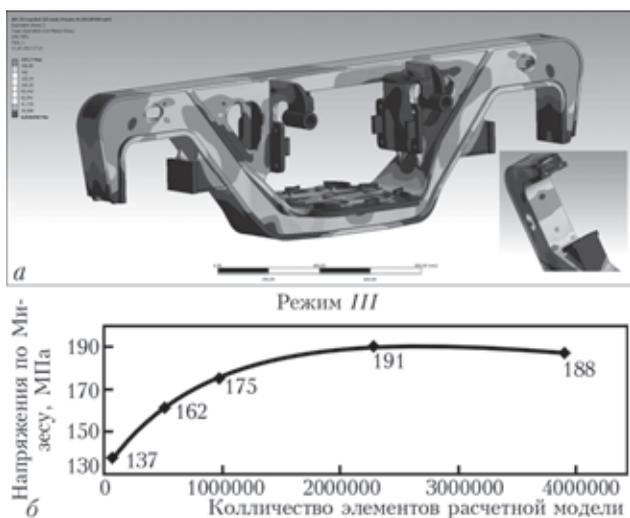


Рис. 9. Результаты, соответствующие третьему расчетному режиму: а – распределения эквивалентных напряжений (до 188 МПа); б – график сходимости результатов при увеличении количества элементов расчетной модели (максимальный размер элемента соответственно 20, 10, 8, 6, 5 мм)

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 $\overline{K}_\sigma$	Макс. допускаемая амплитуда напряжений, $\max(\sigma_a)$ , МПа		Макс. значения главных макс. напряжений, $\sigma_a$ , МПа
			$m = 16 / \overline{K}_\sigma$	*[9]	
1	Основной материал в зоне R55 букс. проема	1,5	150	117	72
2	Продольное угловое сварное соединение в зоне опорной поверхности пружин	3,0	78	59	51
3	Поперечное угловое сварное соединение	3,0	78	59	37
4	Продольное угловое соединение в зоне R55 буксового проема	3,0	78	59	53
5	Поперечное стыковое сварное соединение	4,7	51	48	21

\* Данные [9] для боковой рамы тележки с осевой нагрузкой 25 тс.

ления усталости сварных соединений с коэффициентом безопасности  $\gamma_M = 1,1-1,4$ . В наиболее нагруженной зоне внутреннего радиуса R55 буксового проема для обеспечения необходимого уровня сопротивления усталости целесообразно выполнение дополнительной (механической, ударной) обработки зоны перехода продольного таврового сварного соединения.

Расчеты по испытаниям на статическую прочность боковой рамы тележки [13] по первому этапу испытаний, показали, что при величине вертикальной нагрузки 460 кН (47 тс) возникающие напряжения в конструкции боковой рамы не превышают предела текучести материала и соответственно пропорциональны напряжениям при расчетных нагрузках, что и проверяется

на первом этапе испытаний. Испытательная нагрузка 2600 кН (265 тс) по второму этапу вызывает появление пластических деформаций в зоне внутреннего радиуса R55 буксового проема, в стенках нижнего и верхнего поясов в центральной части боковой рамы, при этом максимальные пластические деформации в зоне радиуса R55 достигают 11 % (рис. 10). Несмотря на то, что в зоне радиуса R55, а также в зоне верхнего пояса в центральной части боковой рамы пластические деформации возникают по всему сечению и это в основном пластические деформации сжатия, величина которых не превышает 4 %, общей пластической неустойчивости (коллапса) в указанных сечениях боковой рамы не происходит, что соответствует положительным результатам испытаний на статическую прочность. Максимальный прогиб в вертикальном направлении при приложенной нагрузке составляет 84 мм.

При определении напряженно-деформированного состояния в режиме нагружения, соответствующем второму уровню амплитуды при проведении сокращенных ускоренных испытаний на усталость боковой рамы [13], на нее действует вертикальная квазистатическая нагрузка в 460 кН (45 тс), соответствующая размаху переменной нагрузки. Результаты численного расчета показали (рис. 11), что нормальные компоненты напряжений, вызванные указанной квазистатической нагрузкой, не превышают 131 МПа. Максимальный прогиб конструкции боковой рамы в вертикальном направлении составляет 1,22 мм.

Расчет сопротивления усталости разработанного варианта боковой рамы в соответствии Рекомендациями МИС [11] по условию зарождения макротрещины в зонах сварных соединений при нагрузках, соответствующих предварительным сокращенным ускоренным испытаниям на усталость (контрольное число циклов  $N = 1,2 \cdot 10^6$  циклов, вертикальная квазистатическая нагрузка в 460 кН (45 тс)) подтвердил, что разработанная цельносварная конструкция боковой рамы имеет достаточный уровень сопротивления усталости сварных соединений с коэффициентом безопасности  $\gamma_M = 1,1-1,4$ .

**Выводы**

1. Разработка цельносварных конструкций несущих элементов тележки грузового вагона, взаимозаменя-

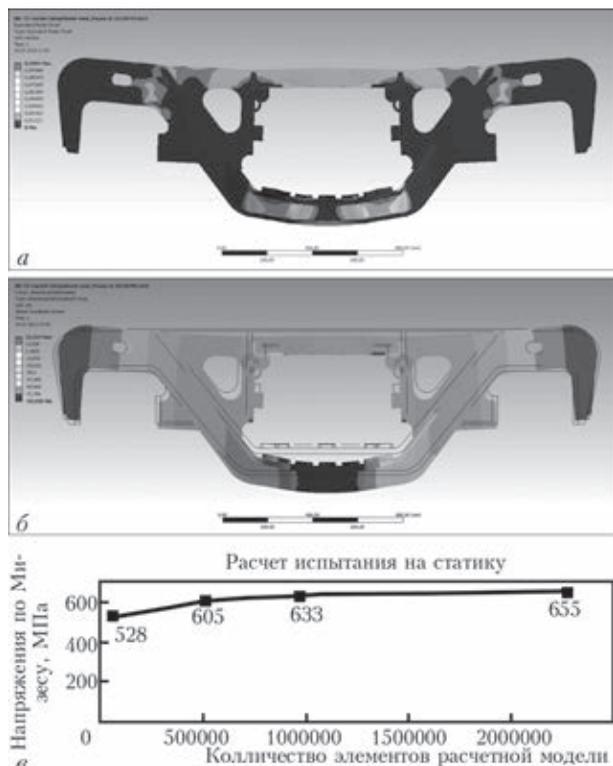


Рис. 10. Результаты, соответствующие испытаниям на статическую нагрузку: а – пластические локальные деформации до 11 %; б – максимальный прогиб в вертикальном направлении при приложенной нагрузке 2600 кН (265 тс) составляет 84 мм; в – график сходимости результатов при увеличении количества элементов расчетной модели (максимальный размер конечного элемента соответственно 20, 10, 8, 6, 5 мм)

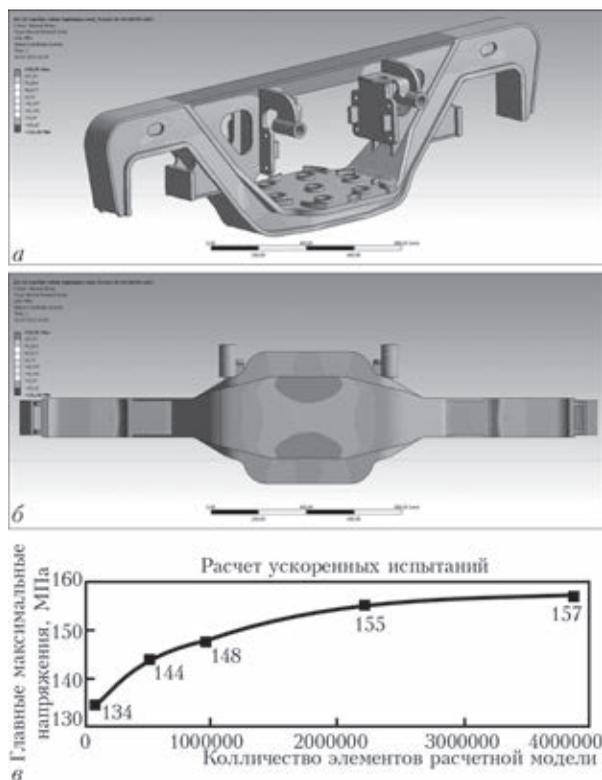


Рис. 11. Результаты, соответствующие нагрузке при ускоренных испытаниях на усталость: а, б – нормальные продольные напряжения растяжения не превышают 131 МПа, сжатия – 132 МПа; в – график сходимости результатов при увеличении количества элементов расчетной модели (максимальный размер элемента соответственно 20, 10, 8, 6, 5 мм)

ных с литыми элементами тележки типа 18–100, может обеспечить повышение их надежности и долговечности, уменьшение веса, точность базового размера боковой рамы в пределах одного типоразмера. Внедрение производства элементов тележки по технологии сварки является не столь затратным по сравнению с технологией литья, что позволит создать условия насыщения рынка качественными элементами грузовой тележки.

2. Спроектированные в рамках действующих Норм сварные конструкции несущих элементов тележек грузовых железнодорожных вагонов могут не обладать достаточной долговечностью, что подтверждает практика.

3. При разработке надежных и технологичных сварных элементов тележки грузовых вагонов необходимо использовать последние достижения в области усталостной прочности сварных соединений. Действующие Нормы расчета и проектирования железнодорожных вагонов в части сварных соединений этих конструкций требуют радикальной переработки с учетом накопленной информации Международным институтом сварки (Рекомендации МИС).

4. Результаты проведенного комплекса расчетов на прочность подтверждают, что разработанная усиленная конструкция цельносварной боковой рамы тележки грузового вагона является работоспособной при всех режимах эксплуатации и испытаний, которые регламентируются действующими нормативными документами. При этом масса усиленной конструкции с учетом сварных швов (410–420 кг) находится в пределах требований к литым конструкциям (до 430 кг).

1. *Повышение усталостной долговечности боковой рамы тележки грузового вагона / В.А. Пранов В.А. // Дисс. ... канд. техн. наук. – Екатеринбург: Ур. гос. ун-т путей сообщ., 2012. – 115 с.*
2. *Соколов А.М. О формировании комплексной программы научно-исследовательских работ по проблеме изломов боковых рам тележек грузовых вагонов / Бюллетень объединенного ученого совета ОАО «РЖД» № 3. – 2012. – С. 3–11.*
3. *Даниленко С.С. Исследование напряженно-деформированного состояния боковой рамы тележки 18-100 с учетом технологического рассеивания геометрических параметров ее сечений // Дис. канд. техн. наук. – Брянский гос. техн. ун-т. – 2004. – 121 с.*
4. *Монастырский А., Бубнов В., Котенко С., Балакин В. Излом боковой рамы тележки грузового вагона. Анализ технологии производства, пути устранения дефектов // Журнал CADmaster. – 5(66). – 2012 (сентябрь–октябрь), С. 60–65.*
5. *Пат. 2275308 Россия. МПК7: В61F5/38; В61F5/26; В61F5/12; В61F3/02. Тележка двухосная для грузовых вагонов / В.А.Волков, А.Д.Чепурной, В.М.Бубнов и др. – Оpubл. 27.04.2004; Бюл. № 12.*
6. *В.И. Махненко, Э.Ф. Гарф, С.Т. Римский, В.И. Галинич, О.В. Махненко и др. Проект сварной надрессорной балки тележек грузовых вагонов // Автомат. сварка. – 2006. – № 4. – С. 3–10.*
7. *Тележка с осевой нагрузкой 25 тс для грузовых вагонов модель 18-9750. www/nvc-vagon.ru/services/advanced\_developments/service7/html*
8. *Пат. 2373091 С2 Россия. МПК7: В61F5. Тележка железнодорожного вагона, боковая рама и надрессорная балка тележки железнодорожного вагона / А.А. Шарапов, Б.Л. Голоанзин, Н.А. Малых и др. – Заявл. 04.10.2007. – Оpubл. 20.11.2009.*
9. *Нормы для расчета и проектирования вагонов железных дорог МПС колеи 1520 мм (несамоходных). – М.: ГосНИИВ – ВНИИЖТ. – 1995. – 317 с.*
10. *ГОСТ 25.502-79. Расчеты и испытания на прочность в машиностроении. Методы механических испытаний металлов. Методы испытаний на усталость. (Снято ограничение срока действия. Основание: ИУС 1991 № 2. – С. 15)*
11. *Recommendations for Fatigue Design of Welded Joints and Components // IIW Doc XIII. – 1965г14-03/XV-1127r14-03. – 2006. – 147 p.*
12. *Бороненко Ю. П., Орлова А. М., Рудакова Е. А. Проектирование ходовых частей вагонов. Часть 2. Проектирование рам двухосных тележек грузовых вагонов. Учебное пособие. Петербургский гос. ун-т путей сообщения, Санкт-Петербург. – 2005. – 50 с.*
13. *Надрессорные балки и боковые рамы литые двухосных тележек грузовых вагонов колеи 1520 мм методика статических испытаний на прочность. ОАО «ВНИИЖТ» – ОАО «НИИ вагоностроения». – 2010. – 16 с.*

# ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ПРЕДЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ СВАРНЫХ КОНСТРУКЦИЙ НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЕВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

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

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

Оценка предельного состояния ответственных сварных конструкций является важным этапом оценки их работоспособности, технологической прочности и остаточного ресурса. В частности, для сосудов давления и трубопроводных элементов из высокопрочных сталей, а также конструкций из алюминиевых сплавов, характерным процессом, определяющим предельное состояние, является вязкое разрушение и обусловленная им пластическая неустойчивость. В настоящей работе был реализован комплекс математических моделей и средств их компьютерной реализации, позволяющих прогнозировать кинетику напряженно-деформированного состояния конструкций без острых геометрических концентраторов с учетом зарождения и развития процессов вязкого разрушения под действием внешних температурных и силовых факторов. Это позволило рассмотреть ряд важных с практической и фундаментальной точек зрения задач: оптимизацию процесса многопроходной сварочной наплавки дефектов магистральных трубопроводов под давлением; вероятностный анализ состояния толстостенных трубопроводов и сосудов высокого давления со сложным эксплуатационным и технологическим повреждением, в том числе, в области сварных швов; прогнозирование склонности алюминиевых сплавов различных серий к горячему растрескиванию.

**Введение.** Прогнозирование предельного состояния материалов и конструкций является важным этапом анализа технологической прочности и несущей способности ответственных конструктивных элементов. Это позволяет объективно снижать консервативность такой оценки, что при гарантированной степени достоверности дает возможность расширить границы применимости современных конструктивных материалов и оптимизировать технологические процессы производства элементов конструкций и их ремонта [1–3]. Предельное состояние материала определяется параметрами сопротивляемости конкретному механизму разрушения, преобладающему в характерных условиях эксплуатации и в системе внешних нагрузок исследуемой конструкции. Соответственно, развитие физико-механических процессов разрушения для каждого случая определяет специфику накопления эксплуатационной поврежденности и снижение несущей способности отдельных конструктивных элементов вплоть до предельного значения внешнего силового воздействия.

Наиболее изученной на сегодня является проблема анализа предельного состояния тел с трещинами, что объясняется исключительной опасностью спонтанного хрупкого разрушения конструкций и механизмов [4–5]. При этом наиболее распространенными эксплуатационными дефектами являются различные трехмерные дефекты без острых геометрических концентраторов: общие и локальные потери металла, поры, газовые включения, проч. Кроме того, монтажная сварка сопровождается процессами существенного деформирования металла конструкции, зарождения и развития рассеянной поврежденности, которая влияет как на технологическую прочность материала при сварке, так и на несущую способность сварной конструкции в процессе последующей эксплуатации [6]. В таком случае преобладающим механизмом разру-

шения является вязкое разрушение, которое заключается в зарождении и развитии распределенной микропористости материала [7–8]. Вязкое разрушение характерно, в частности, для трубопроводных элементов и сосудов давления из высокопрочных низколегированных сталей, а также для случая нарушения целостности материала при нагреве, в том числе, в процессе сварки.

Настоящая работа посвящена разработке комплексной модели напряженно-деформированного и предельного состояний конструктивных элементов на основе прогнозирования развития вязкого разрушения в процессе сварки и эксплуатации.

*Моделирование процессов вязкого разрушения конструктивных материалов и разработка критериев пластической неустойчивости материала.* Вязкое разрушение является многоэтапным процессом, который включает следующее [9]: зарождение пор вязкого разрушения при развитом пластическом течении металла конструкции в области физических и/или геометрических концентраторов при достижении предельного значения внешней нагрузки, а также в процессе сварки; увеличение размеров пор в результате пластического деформирования; взаимодействие и объединение пор вязкого разрушения; зарождение макродефекта и связанное с ним снижение несущей способности как дефектного участка, так и конструкции в целом.

Поскольку формирование несплошности материала имеет следствием фактическое уменьшение несущего нетто-сечения материала, то это необходимо учитывать при реализации моделей напряженно-деформированного состояния конструкции при сварке и эксплуатации. Так, условие зарождения равномерно распределенной микропористости, связанное с существенным развитием пластических деформаций, может быть описано посредством параметра Одквиста:

$$\kappa = \int d\varepsilon_i^p, \quad (1)$$

где  $d\varepsilon_i^p = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p \cdot d\varepsilon_{ij}^p}$ ,  $d\varepsilon_{ij}^p$  – компоненты тензора приращений пластических деформаций в декартовой системе координат ( $i, j = x, y, z$ ).

Соответственно, условием зарождения пор в изотермическом случае является превышение текущего значения параметра Одквиста критической величины  $\kappa_c$  [9]:

$$\kappa > \kappa_c. \quad (2)$$

В процессе сварки, в результате локального сварочного нагрева, происходит пластическое течение металла, что может иметь следствием появление локальных неоднородностей структуры металла при выполнении условия (2) с учетом обобщенной зависимости критического значения параметра Одквиста  $\kappa_c$  от состояния металла при различных температурах  $T$ :

$$\kappa_c(T) = \kappa_{c0} \cdot \exp\left\{\left[\frac{F_0 - F(T)}{B_w}\right]^\beta\right\}, \quad (3)$$

где  $F(T)$  – функция сопротивляемости материала пластическому деформированию;  $\kappa_{c0}$ ,  $B_w$ ,  $F_0$ ,  $\beta$  – константы.

В случае, если для рассматриваемого металла не характерен выраженный температурный интервал хрупкости и существенное упрочнение, то в качестве функции  $F(T)$  может быть принята температурная зависимость предела текучести  $\sigma_T(T)$ . Из выражения (3) следует, что  $\kappa_{c0}$  и  $F_0$  – соответственно, значения параметра Одквиста рассматриваемого металла при комнатной температуре и его нормативный предел текучести  $\sigma_T$ . Таким образом, формула (3) принимает вид

$$\kappa_c(T) = \kappa_{c0} \exp\left\{\left[\frac{\sigma_T - \sigma_T(T)}{B_w}\right]^\beta\right\}. \quad (4)$$

Для конструкционных сталей значение коэффициента  $\beta \approx 3$  [10], величина  $B_w$  характеризует склонность материала к образованию пор и лежит в пределах  $(1,0 \div 1,5) \sigma_T$ .

В переменном поле температур и при развитой кинетике накопления пластических деформаций критерий зарождения пор в металле представим в следующем виде [11]:

$$\chi_\kappa = \int \frac{d\kappa}{\kappa_c(T)} \geq 1. \quad (5)$$

При выполнении условия (2) или (5) можно считать, что в рассматриваемой области конструкции зарождается равномерно распределенная несплошность в виде сферических микропор с объемной концентрацией  $f_{pl}$ .

Для сталей величина  $f_{pl}$  может быть оценена с помощью закона Франклина исходя из предположения, что поры зарождаются преимущественно на неметаллических включениях:

$$f_{pl} = \begin{cases} 0 & \text{при } \kappa < \alpha_{AK} \cdot \kappa_c \\ 0,054 \cdot \left( [S]\% - \frac{0,001}{[Mn]\%} \right) & \text{при } \kappa \geq \alpha_{AK} \cdot \kappa_c \end{cases}, \quad (6)$$

где  $\alpha_{AK}$  – коэффициент послабления адгезионного слоя между неметаллическим включением и металлической матрицей.

Дальнейший рост зародившихся пор при интенсивном пластическом течении металла описывается законом Райса-Трейси [9]:

$$dR = R_0 \cdot K_1 \cdot \exp\left(K_2 \cdot \frac{\sigma_m}{\sigma_i}\right) d\varepsilon_i^p, \quad (7)$$

где  $R, R_0$  – соответственно текущий и начальный радиус пор,  $\sigma_m = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$  – мембранное напряжение;  $\sigma_i = \sqrt{(\sigma_{ij} \cdot \sigma_{ij})/2}$  – интенсивность напряжений;  $\sigma_m/\sigma_i$  – параметр жесткости напряженного состояния;  $K_1 = 0,28, K_2 = 1,5$  – константы.

В случае если параметр жесткости напряженного состояния в рассматриваемой области конструкции мал для интенсивного роста пор согласно выражению (7), то существенное развитие пластических деформаций может привести к появлению вторичных несплошностей. Согласно работе [9] скорость зарождения вторичных сферических пор зависит от концентрации включений в металле конструкции и развития пластических деформаций по следующему закону:

$$f = f_{pl} + f_i \cdot \exp\left(-\frac{\kappa'}{\kappa - \kappa_c}\right), \quad (8)$$

где  $f_i$  – объемная концентрация включений;  $\kappa'$  – константа материала, характеризующая максимально возможное приращение параметра Одквиста.

Следует отметить, что значение  $f_i$  в рассматриваемом случае зависит от структурного состояния металла в области сварного шва и зоны термического влияния (ЗТВ), в частности количества цементита, а также изначальных и приобретенных в процессе сварки неметаллических включений.

Анализ напряженно-деформированного состояния сварной конструкции с позиций вязкого разрушения в данной работе производился на основе численного решения задачи нестационарной термопластичности путем прослеживания упруго-пластических деформаций с момента начала сварки вплоть до полного остывания конструкции и последующем нагружении до предельного состояния в рамках совместных конечно-разностной и конечно-элементной моделей [12–13]. Связь напряжений и деформаций определялась обобщенным законом Гука и ассоциированным законом пластического течения исходя из следующих соотношений:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \Psi\left(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_m\right) + \delta_{ij}\left(K\sigma_m + \Delta\varepsilon_m + \Delta f/3\right) - \frac{1}{2G}\left(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma_m\right)^* + \left(K\sigma_m\right)^*; \quad (9)$$

где  $K = \frac{1-2\nu}{E}$ ,  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  –

коэффициент Пуассона,  $\Psi$  – функция состояния материала, определяемая условием пластического течения согласно критерию Мизеса с дополнительным учетом уменьшения несущего нетто-сечения конечного эле-

мента в результате формирования несплошности в рамках модели Гурсона-Твергаарда [14]:

$$\Psi = \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i < \sigma_s =$$

$$= \sigma_T \sqrt{1 + (q_3 f^*)^2 - 2q_1 f^* \cosh\left(q_2 \frac{3\sigma_m}{2\sigma_T}\right)}; \quad (10)$$

$$\Psi > \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i = \sigma_s,$$

где  $q_1=1,5$ ,  $q_2=1$ ,  $q_3=1,5$  – константы;  $\sigma_m$  – мембранные напряжения;  $f^*$  – эквивалентная объемная концентрация пор, учитывающая их взаимодействие в конечном элементе, которая может быть определена из следующего соотношения:

$$f^* = \begin{cases} f, & \text{если } f \leq f_c \\ f_c + \frac{f_u - f_c}{f_f - f_c} (f - f_c), & \text{если } f > f_c, \end{cases} \quad (11)$$

где  $f_c$  – критическое значение концентрации несплошностей, до которой отдельные поры не взаимодействуют, ( $f_c = 0,15$ );  $f_f$  – концентрация пор, при которой происходит разрушение конечного элемента;  $f_u^* = 1/q_1$ .

Таким образом, критерием нарушения целостности стенки трубопровода при сварочной наплавке является формирование пластической неустойчивости пористого материала, что математически выражается условием

$$\Psi > \frac{1}{2G} + \frac{\varepsilon_f - \kappa^*}{1,5\sigma_i(\kappa, T)(1 - 2f/3)}, \quad (12)$$

где  $\kappa^*$  – параметр Одквиста, отнесенный к предыдущему шагу прослеживания упруго-пластических деформаций;  $\varepsilon_f$  – предельная деформация металла, зависящая от жесткости напряженного состояния.

Кроме того, значительное развитие пористости материала по вязкому механизму вызывает существенный рост истинных напряжений в металле конструкции и, как результат, его разрушение; поэтому с целью формулировки корректного и удобного для численного анализа критерия сохранения целостности МТ может быть добавлено дополнительное к формуле (12) условие:

$$(q_3 f^*)^2 - 2q_1 f^* \cosh\left(q_2 \frac{3\sigma_m}{2\sigma_T}\right) \rightarrow 1. \quad (13)$$

Условия (12)–(13) формируют численный критерий пластической неустойчивости в конечном элементе конструкции. При анализе предельного состояния металлических конструктивных элементов, особенно, в условиях эксплуатации, необходимо учитывать также хрупко-вязкий процесс разрушения материала. Это требует дополнительного условия разрушения по механизму микроскола, которое может быть сформулировано следующим образом:

$$\frac{\sigma_i}{1 + 2f^*/3} > S_k, \quad (14)$$

где  $S_k$  – напряжение микроскола.

*Численный анализ технологического процесса сварочной наплавки дефекта локального утонения стенки магистрального трубопровода, находящегося под*

*внутренним давлением.* Сварочная наплавка является одним из наиболее перспективных методов ремонта магистральных трубопроводов (МТ) без вывода из эксплуатации [15]. Технологический процесс заключается в компенсировании локальных потерь металла на внешней поверхности трубопровода (или других дефектов после контролируемой шлифовки) за счет многопроходной дуговой наплавки под сниженным (ремонтным) давлением. Это позволяет восстановить габаритные размеры конструкции с обнаруженной эксплуатационной поврежденностью без остановки транспорта продукта, снизить трудоемкость ремонтно-восстановительных работ, избежать загрязнения окружающей среды. При этом фактором, ограничивающим широкое внедрение данной технологии, являются объективные сложности оптимизации технологических параметров с позиции сохранения целостности трубопровода в процессе наплавки и гарантирование необходимой несущей способности после устранения дефекта утонения. Использование критериев пластической неустойчивости (12) – (13) позволяет учесть и оптимизировать большинство параметров технологического процесса, которые не рассматриваются существующими критериями: критерием Баттелля [16], эквивалентными критериями [17] или подходом 46345 [18]. В частности, конечно-разностный и конечно-элементный анализ совместной задачи нестационарной термопластичности, наряду с учетом переменной геометрии профиля конструкции при многопроходной наплавке, позволяет достаточно точно прогнозировать развитие полей температур, напряжений и деформаций, исходя из известных режимов предварительного подогрева дефектного участка, порядка наложения валиков, коэффициента наплавки, режимов тепловложения, механических характеристик материала при различных температурах, проч. Кроме того, в критериях пластической неустойчивости и хрупкого разрушения (12) – (14), фигурируют фактические характеристики сопротивляемости материала разрушению, что делает предложенный алгоритм анализа объективно менее консервативным, чем существующие аналоги.

Важным фактором эффективности рассматриваемой методики ремонта является остаточное послесварочное деформированное состояние конструкции. В процессе локального нагрева под действием внутреннего давления область дефекта получает избыточное радиальное перемещение. Фактически, обнаруженный дефект локального утонения стенки трубы после наплавки под давлением преобразуется в дефект формы, допустимость которого определяется расчетом трубопровода на статическую прочность. При этом положение дефекта формы совпадает с наплавочными валиками, что повышает требования к качеству выполнения сварочных работ и к последующему неразрушающему контролю с точки зрения гарантии отсутствия сварочных дефектов.

Допустимость дефекта формы определяется, в частности, отечественным стандартом [19], согласно требованиям которого коэффициент запаса прочности

трубы с дефектом  $n$  не должен быть меньше допустимого значения  $k$  [20]:

$$n \geq k = \frac{0,9k_1k_H}{m}, \quad (15)$$

где  $k_1, k_H$  – коэффициенты соответственно запаса по материалу и назначению,  $m$  – коэффициент условий работы трубопровода.

Для снижения консервативности оценки согласно формуле (15) может быть использован подход, основанный на численном прогнозировании остаточного деформированного состояния трубопровода (величины дефекта формы в области наплавки) и предельного давления, которое может выдержать деформированная таким образом конструкция, определенного на основе выражений (12) – (14).

Характерные особенности предельного состояния и эффективность данного подхода были исследованы на примере сварочной наплавки дефекта утонения длиной  $2s = 140$  мм и глубиной  $a = 10$  мм на внешней поверхности трубопровода диаметром  $D = 1420$  мм с толщиной стенки  $t = 20$  мм из стали 17Г1С ( $\sigma_T = 490$  МПа,  $\sigma_B = 560$  МПа) с максимальным эксплуатационным давлением  $P = 7,5$  МПа. Изолированный дефект локального утонения стенки МТ рассматривался как полуэллиптическая поверхностная геометрическая аномалия, наплавка которой производилась в два слоя по схеме, приведенной на рис. 1. Предполагалось, что участок трубопровода с обнаруженным дефектом предварительно подогревался до температуры  $T_{np}$ . Соответственно, параметрами ремонта являются сварочный ток  $I$ , внутреннее давление в трубопроводе при наплавке  $P_r$ , а также время между наплавкой каждого из валиков, обеспечивающее поддержание максимальной температуры металла не ниже требуемой  $T_{min} \geq T_{np}$ .

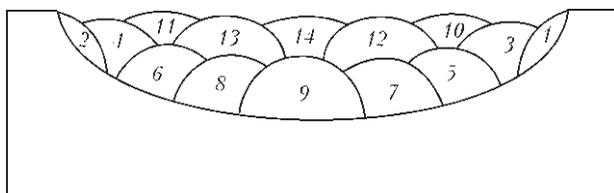


Рис. 1. Схема многопроходной наплавки дефекта утонения стенки магистрального трубопровода

Изменение напряженно-деформированного состояния в процессе многопроходной наплавки имеет сложный характер, определяемый как различным расположением валиков относительно дефекта утонения, так и изменением профиля поврежденной части трубопровода по мере кристаллизации наплавленного металла. Это, в свою очередь, определяет существенно нелинейные зависимости между параметрами сварочной наплавки с позиции обеспечения безопасности ремонта и работоспособности трубопровода после устранения дефекта утонения.

В качестве примера в табл. 1 приведены результаты оценки допустимости некоторых режимов наплавки указанного выше дефекта МТ. Более полно такие данные могут быть представлены в виде двумерных диаграмм, в частности в координатах ремонтное давление – сварочный ток, пример которых приведен на рис. 2. Из этих данных можно сделать вывод о том, что при существенном тепловложении преобладающим механизмом, ограничивающим применение сварочной наплавки, является риск пластической неустойчивости, тогда как при относительно небольших мощностях локального нагрева и высоких давлениях недопустимым является остаточное деформирование конструкции. Следует также отметить, что при практическом использовании инженерные рекомендации по сварочной наплавке согласно изложенным методикам численного анализа должны дополнительно учитывать коэффициенты запаса по отдельным видам входных данных, что может количественно изменить оценку допустимости технологических параметров исходя из фактического состояния конкретного участка МТ с обнаруженной поврежденностью.

Таблица 1. Влияние некоторых технологических параметров наплавки на предельное и остаточное состояния трубопровода

№ п/п	$P_r$ , МПа	$I$ , А	$T_{min}$ , °С	Вывод о допустимости
1	4,0	100	300	Наплавка допустима
2	4,0	100	500	Наплавка допустима
3	7,0	160	500	Дефект формы, образовавшийся в результате наплавки, умеренный согласно работе [16], $1,602 = n < k = 1,617$
4	7,5	170	500	Пластическая неустойчивость $\Psi \sim 1$

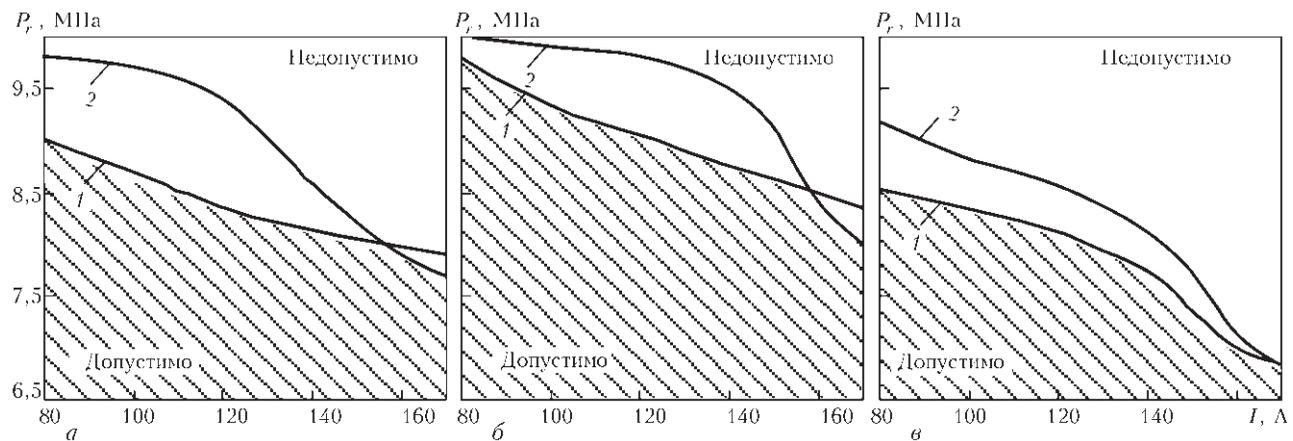


Рис. 2. Двухпараметрические I-P-диаграммы допустимых параметров многопроходной сварочной наплавки на основе предельного анализа остаточного деформированного состояния трубопровода (1) и пластической неустойчивости (2) для различных температур предварительного нагрева участка ремонта, °С: а – 100, б – 300, в – 500.

Использование формулы (15) содержит консервативность критерия допустимости дефекта формы типа вмятины согласно работе [19] при определении остаточного коэффициента запаса. Это объясняется тем, что формирование вмятины, в большинстве случаев, определяется изотермическим ударным деформированием стенки МТ и отклонение его формы от цилиндрической. В случае сварочной наплавки, деформирование происходит поэтапно и с меняющимися согласно температурным циклам механическими свойствами металла. Таким образом, напряженно-деформированное состояние металла в области вмятины не может быть достоверно описано посредством оболочечных теорий и допущений теории жестких сечений без определенного консерватизма. Использование конечно-элементного предельного анализа на основе уравнений (12) – (14) позволяет минимизировать этот консерватизм и уточнить двухпараметрические диаграммы, приведенные на рис. 2. В частности, для варианта температуры предварительного подогрева  $T_{np} = 500$  °С уточнение  $I$ - $P$ -диаграммы по кривой допустимости дефекта, сформировавшегося в результате сварочной наплавки, приведено на рис. 3. Как видно, предложенный подход несколько снижает консервативность оценки допустимости режимов сварочной наплавки с позиций работоспособности МТ после ремонта под давлением.

*Прогнозирование склонности алюминиевых сплавов к горячему растрескиванию при сварке.* Известно, что появление горячих трещин при сварке связано с комплексом физико-механических процессов, происходящих при пластическом деформировании металла, находящегося в температурном интервале хрупкости (ТИХ). В этом случае принято считать, что если пластические деформации, накопленные при остывании в ТИХ превышают некоторую критическую величину  $\epsilon_{min}$  при сопутствующих растягивающих напряжениях, то эта область металла характеризуется высоким риском появления горячих трещин [21]. Типичными сплавами, склонными к горячему растрескиванию при

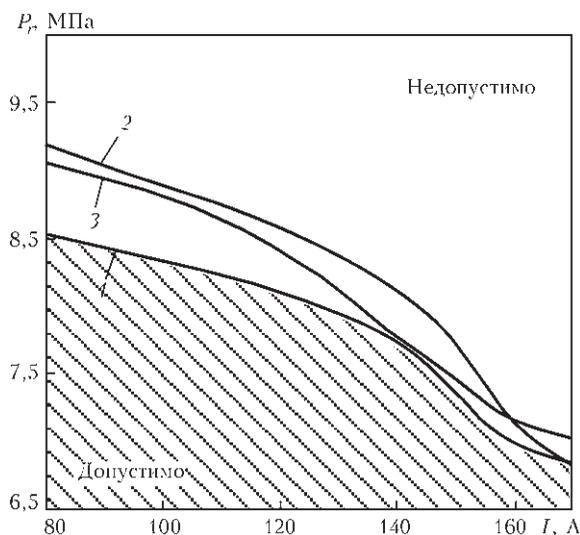


Рис. 3.  $I$ - $P$ -диаграммы допустимых параметров многопроходной сварочной наплавки с учетом дополнительного снижения консервативности оценки допустимости остаточного деформированного состояния (обозн. 1, 2 см. на рис. 2)

сварке, являются алюминиевые сплавы различных систем легирования. Для определения величины ТИХ и значения  $\epsilon_{min}$  используют результаты теста Trans-Varestraint для каждого конкретного сплава (рис. 4) [22]. Но объективный практический интерес представляют методы прогнозирования склонности конкретных сплавов к горячему растрескиванию в контексте конкретных конструктивных элементов и методов сварки. Кроме того, сварочный процесс может вызвать докритическое разрушение металла, которое не характеризуется макродефектами трещинообразного типа, но влияет на несущую способность сварной конструкции. Так как горячее растрескивание имеет место при высоких температурах металла и характеризуется развитостью пластических деформаций, то можно сделать обоснованное предположение, что механизмом зарождения и развития поврежденности в этом случае является вязкое разрушение.

Применение численных методик и критериев, изложенных выше, для прогнозирования появления горячих трещин, требует дополнения в физической модели состояния материала. Так, ТИХ для алюминиевых сплавов включает диапазон между температурами ликвидуса  $T_L$  и солидуса  $T_S$ , в котором металл находится в твердо-жидком состоянии. В определенный момент на ветви остывания температурного цикла при некоторой температуре  $T_K$  формируется кристаллитный каркас металла, когда кинетика напряженно-деформированного состояния материала может быть описана в рамках механики сплошной среды. Основной задачей при построении математической модели является корректное описание поведения и свойств материала. Так как распределенная объемная фракция жидкой фазы не воспринимает нагрузку, кроме гидростатической (но в условиях преимущественного растяжения ею можно пренебречь), то объем жидкого металла можно описать как объемную пористость, концентрация которой при различных температурах описывается правилом рычага:

$$f_L = \frac{T - T_S}{T_L - T_S} \quad (16)$$

Объем жидкого металла при смыкании кристаллитного каркаса  $V_K$ , таким образом, составляет

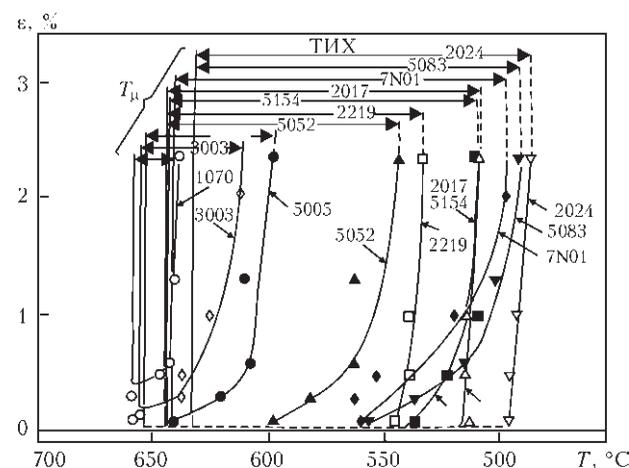


Рис. 4. Результаты теста Trans-Varestraint для различных алюминиевых сплавов

Как показывают результаты экспериментальных исследований, различные алюминиевые сплавы демонстрируют различную картину формирования несплошностей в зависимости от системы легирования. В частности, в зависимости от объема жидкой фазы при смыкании кристаллитов в каркас [23]. Кроме того, на стадии нагрева (в меньшей степени, на стадии охлаждения) наблюдалось «залечивание» микродефектов, образовавшихся в процессе сварки в результате действия внутренних усилий в металле. Это можно объяснить тем, что легкоплавкие эвтектики при нагреве обладают низкой вязкостью и могут заполнять формирующиеся несплошности, тогда как при остывании растущая вязкость жидкой фазы препятствует восстановлению сплошности среды. Таким образом, поверхность текучести на ветви нагрева металла при сварке может быть описана следующим соотношением:

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_i &= \sigma_T \sqrt{1 + (q_3 f_L^*)^2 - 2q_1 f_L^* \cosh\left(q_2 \frac{3\sigma_m}{2\sigma_T(T)}\right)}, \\ &\text{при } T_S < T < T_K = T_S - V_K (T_S - T_L) \\ \sigma_i &= \sigma_{T_{\min}}, \text{ при } T_K \leq T < T_L \\ f_L^* &= \begin{cases} f_L, & \text{при } f_L \leq f_c = 0,15 \\ f_c + \frac{f_u - f_c}{f_F - f_c} (f_L - f_c), & \text{при } f_L > f_c. \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (17)$$

На ветви охлаждения пластические деформации вычисляются согласно уравнению (10), но с дополнительным условием присутствия как жидкой фазы переменного состава, так и пор вязкого разрушения, которые не «залечиваются» расплавленным металлом:

$$f = f_{pl} + f_L. \quad (18)$$

Аналогично, тензор приращения деформаций может быть описан следующими аддитивными составляющими:

$$\left\{ \begin{aligned} d\varepsilon_{ij} &= d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p + \delta_{ij} (d\varepsilon_T) - \text{на ветви нагрева;} \\ d\varepsilon_{ij} &= d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p + \delta_{ij} (d\varepsilon_T + df_{pl}/3) - \text{на ветви охлаждения.} \end{aligned} \right. \quad (19)$$

Дополнительно, в условии (4) учитывалась пониженная деформируемость кристаллитного каркаса в ТИХ, поэтому

$$\kappa_c(T) = \kappa_{c0} \exp\left\{\left[\frac{\sigma_T - \alpha_L \sigma_T(T)}{B}\right]^\beta\right\}, \quad (20)$$

где  $\alpha_L$  – коэффициент снижения сопротивляемости кристаллитного каркаса деформированию в ТИХ, который составляет 0,2 – 0,4 в зависимости от сплава.

Расчеты показали (см. табл. 2), что сплавы различных серий характеризуются своей шириной ТИХ (которая определяется количеством и типом эвтектик) и объемом жидкой фазы при смыкании кристаллитного каркаса. Более того, ширина ТИХ качественно связана с  $V_K$  (см. рис. 5) и можно выделить диапазоны варьирования этих параметров для алюминиевых сплавов различных серий. Таким образом, на основе полученных данных можно прогнозировать склонность алюминиевых конструкций из различных сплавов к горячему растрескиванию.

Таблица 2. Характеристики склонности различных алюминиевых сплавов к горячему растрескиванию при сварке

Сплав	Trans-Varestraint test		Результаты численного исследования	
	$\varepsilon_{\min}^*$ , %	ТИХ	$V_k$	$\kappa_c$
A1070	0,4	20	0,01	0,0012
A1100	0,4	20	0,01	0,0012
A2017	0,05	135	0,1460	0,0011
A2219	0,05	110	0,1413	0,0010
A2024	0,05	145	0,1472	0,0011
A3003	0,22	43	0,0725	0,0021
A5005	0,05	55	0,0700	0,0012
A5052	0,05	100	0,1354	0,0012
A5154	0,05	130	0,1452	0,0012
A5083	0,05	140	0,1467	0,0012
A6063	0,01	93	0,1241	0,0009
A6N01	0,01	143	0,1470	0,0008
A6061	0,01	128	0,1452	0,0009
A6056	0,22	80	0,0735	0,0011
A7N01	0,05	143	0,1471	0,0015

Более того, накопленные при сварке несплошности материала могут не привести к макроразрушению материала, но снизить несущую способность сварной конструкции. Это было исследовано постановкой численного эксперимента по сварке встык пластин толщиной 5 мм из алюминиевых сплавов с различной склонностью к горячему растрескиванию и дальнейшем испытании сварных образцов на разрыв. Как показано на рис. 6, докритическая поврежденность при различных условиях сварочного нагрева снижает прочность соединения до 20 %.

*Вероятностная оценка состояния трубопроводных элементов с обнаруженными поверхностными дефектами локальной потери металла.* Поле напряжений, которое формируется в стенке сварного сосуда давления или трубопроводного элемента под воздействием эксплуатационных нагрузок, даже в присутствие геометрических аномалий может не характеризоваться развитыми процессами разрушения. Поэтому задача оценки несущей способности на основе результатов численного анализа сводится к сравнению с предельным состоянием конструкционного элемента. Одним из подходов, позволяющим оценить неравномерное поле механических напряжений с позиции его допустимости, является вероятностный метод расчета по принципу слабого звена. В этом случае предполагается, что

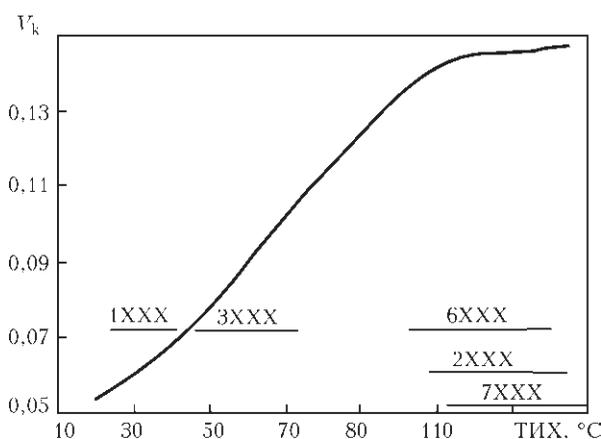


Рис. 5. Зависимость объема жидкой фазы при смыкании кристаллитного каркаса от ТИХ для алюминиевых сплавов различных серий

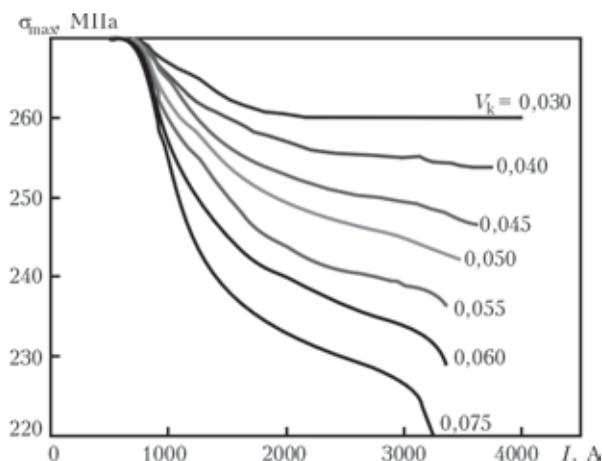


Рис. 6. Зависимость прочности на разрыв стыковых соединений алюминиевых сплавов с различной склонностью к горячему растрескиванию с учетом докритической поврежденности материала при сварке

вероятность потери несущей способности конструкции в конкретной небольшой области  $p_i$  (в которой значение градиента напряжений невелико) описывается трехпараметрической функцией Вейбулла [24]

$$p_i = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^\eta \right], (\sigma_1 > A), \quad (21)$$

где  $\sigma_1$  – главные напряжения;  $A, B, \eta$  – параметры Вейбулла.

Интегрирование всего поля напряжений по площади  $S$  самого слабого поперечного сечения позволяет определить суммарную вероятность разрушения конструкции  $p$ , исходя из следующего соотношения:

$$p = 1 - \exp \left[ - \int_S \left( \frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^\eta \frac{dS}{S_0} \right], (\sigma_1 > A), \quad (22)$$

где  $S_0$  – константа материала, характеризующая пространственный масштаб перехода микрповреждений в макродефект.

Предельное состояние дефектной конструкции характеризуется двумя этапами нарушения целостности, а именно: зарождением микропор при развитом пластическом течении металла и началом разрушения конечных элементов (образованием макродефектов). В первом случае вероятность аварийной ситуации принимается равной минимально возможной при типичных лабораторных исследованиях образцов на разрыв ( $p = 0,01-0,05$ ), во втором случае состояние конструкции недопустимо ( $p = 0,95$ ).

В качестве примера использования данной методики для анализа вероятности аварийной ситуации был рассмотрен случай прямолинейного толстостенного трубопроводного элемента (сталь X80) с внешним полуэллиптическим поверхностным дефектом. Его предельное состояние анализировалось варьированием внутреннего давления, критическим сечением принималось продольное сечение по оси симметрии дефекта (область максимального утонения стенки). Параметры расчета приведены ниже.

Предел текучести стали $\sigma_T$ , МПа.....	560
Предел прочности $\sigma_B$ , МПа.....	630
Коэффициент Пуассона $\nu$ .....	0,3

Модуль Юнга $E$ , ГПа.....	205
Толщина стенки трубы $t$ , мм.....	39
Диаметр трубы $D$ , мм.....	800
Коэффициент Вейбулла, $m$ .....	4
Коэффициент Вейбулла $A$ , МПа.....	595
Критическое значение параметра Одквиста $\kappa_c$ .....	0,01
Начальная концентрация пор при зарождении $f_{pl}$ .....	0,05
Константа материала $S_0$ , мм.....	1

С целью корректного определения параметра Вейбулла  $B$  был проведен комплекс расчетов предельного давления, которое может выдержать рассматриваемая труба с внешними поверхностными дефектами различных размеров. На рис. 7 а приведен пример распределения главных напряжений в критическом сечении трубы с дефектом длиной 100 мм, шириной 40 мм и глубиной 14 мм при внутреннем давлении 59,3 МПа, при котором появились первые макропоры (один из конечных элементов потерял несущую способность). Из показанных распределений видно, что область высоких напряжений ( $\sigma_1 > A = 595$  МПа) ограничена длиной дефекта, что является характерным размером области ненулевых вероятностей локального разрушения согласно выражению (22). Соответственно, если считать, что это напряженное состояние соответствует вероятности разрушения 0,95, то значение коэффициента  $B$  составляет 1580 МПа. Для альтернативного предположения, что предельное состояние характеризуется зарождением первых микропор, для которого вероятность разрушения равна 0,05, расчет показал  $B = 4300$  МПа. Из этого, в частности, следует вывод, что первый подход является более консервативным, поэтому использование этого критерия предельного состояния конструкции является более рациональным.

В табл. 3 приведены результаты расчета значений коэффициента Вейбулла  $B$  для такой же трубы, но с дефектами других размеров. Как видно из приведенных данных, влияние геометрии изолированных геометрических аномалий в рассмотренных диапазонах варьирования на значение этого коэффициента невелико и

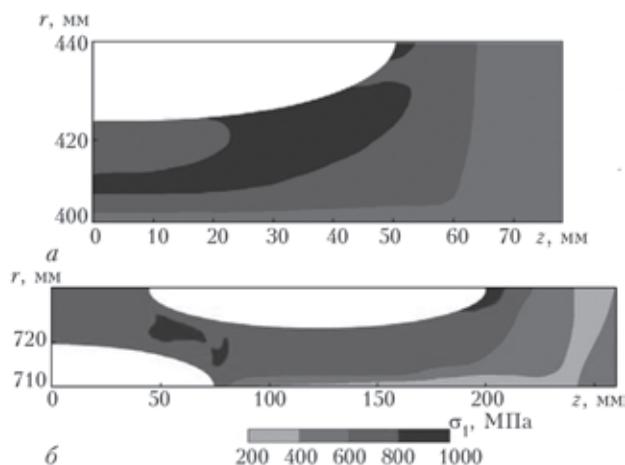


Рис. 7. Распределение главных напряжений: в области изолированного дефекта утонения стенки трубопровода  $D \times t = 800 \times 39$  мм (сталь X80) под действием предельного давления 59,2 МПа, (а); в области множественного дефекта утонения стенки трубопровода  $D \times t = 1420 \times 25$  мм (сталь X60) под действием предельного давления 14,4 МПа, (б); ось  $0r$  является осью симметрии

связано со спецификой конечно-элементного разбиения области дефекта. Это подтверждает тот факт, что коэффициент  $B$  является характеристикой материала для конкретного характера напряженного состояния и масштабности задачи, и для исследования вероятности разрушения могут быть рекомендованы минимальные значения коэффициентов, в рассматриваемом случае это  $B = 1580$  МПа. В качестве примера расчета вероятности разрушения дефектного участка МТ на рис. 8 приведены зависимости вероятности разрушения от внутреннего давления вплоть до предельного для рассматриваемого трубопровода с дефектами различной глубины при постоянных глубине и ширине, равных соответственно 150 и 40 мм. Для типичных рабочих диапазонов эксплуатационных нагрузок до 22 МПа вероятность разрушения не превышает  $4 \cdot 10^{-4}$ , что является допустимым с точки зрения суммарного риска аварийной ситуации МТ. При анализе предельного состояния на основе конкретного значения расчетной вероятности необходимо принимать во внимание два важных аспекта:

Для оценки влияния прочностных характеристик конкретной стали МТ на процессы вязкого разрушения и вероятность аварийной ситуации был проведен комплекс аналогичных численных исследований для сталей различного класса прочности (предела прочности). Это позволило определить зависимость параметра Вейбулла  $B$  от предела прочности используемой стали (см. рис. 9). Как показано на рис. 10, класс прочности стали существенно влияет на вероятность разрушения в области дефектов утонения: вероятность разрушения

Таблица 3. Значения коэффициента распределения Вейбулла  $B$  для дефектов различных размеров  $S$  на поверхности трубопровода  $D = 800$  мм,  $t = 39$  мм,  $\sigma_T = 560$  МПа,  $\sigma_B = 630$  МПа (сталь X80)

Условие предельного состояния	$s$ , мм	$a$ , мм		
		6	10	40
по зарождению микропор ( $p = 0,05$ )	100	4660	4210	4300
	150	4460	4600	4500
	200	4630	4780	4640
по макроразрушению ( $p = 0,95$ )	100	1680	1650	1580
	150	1650	1650	1830
	200	1690	1800	1890

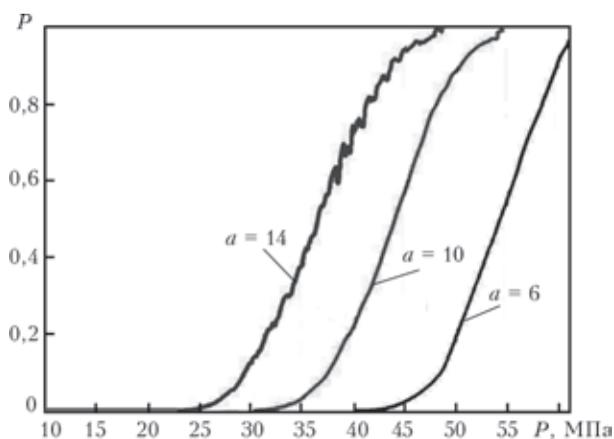


Рис. 8. Зависимость вероятности разрушения трубопровода ( $D \times t = 800 \times 39$  мм, сталь X80) с дефектами утонения стенки различной глубины от внутреннего давления

трубопроводных элементов  $D \times t = 800 \times 39$  мм с внешним дефектом утонения стенки из сталей X60 и X80 может отличаться в 10 раз в зависимости от приложенного внутреннего давления.

При анализе состояния дефектных трубопроводных элементов со сложным многоочаговым повреждением, в частности, множественной язвенной коррозией, состоящей из нескольких близко расположенных полуэллиптических дефектов, актуальные стандарты предписывают рассматривать множественный дефект как один, охватывающий всю поврежденность в целом. Предложенная методика вероятностной оценки рассматривает конструкцию в ее фактическом состоянии поврежденности, учитывая переменную толщину стенки по всей области вероятного разрушения. В качестве примера сложного эксплуатационного повреждения рассматриваемой трубы, ниже приведен случай трех симметрично расположенных дефектов на различных поверхностях трубопровода, размеры которых одинаковы (длина 150 мм, глубина 10 мм, ширина 40 мм), что не ограничивает общности данного анализа. На рис. 7 б показаны поля главных напряжений для множественного дефекта при предельном давлении 14,4 МПа. Как видно из приведенных данных, взаимное расположение дефектов таково, что наблюдается явное взаимодействие полей напряже-

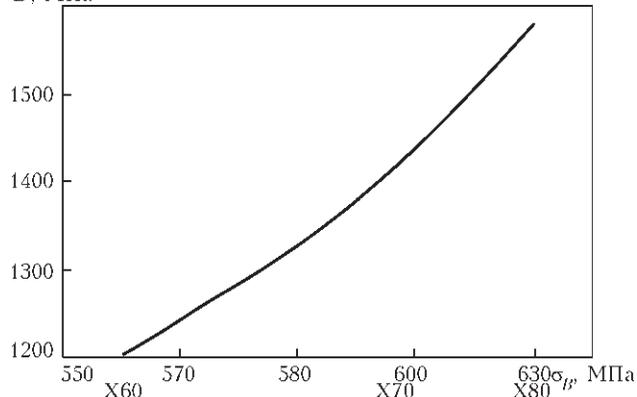


Рис. 9. Зависимость консервативного значения параметра Вейбулла  $B$  от временного сопротивления (класса прочности) стали трубопровода

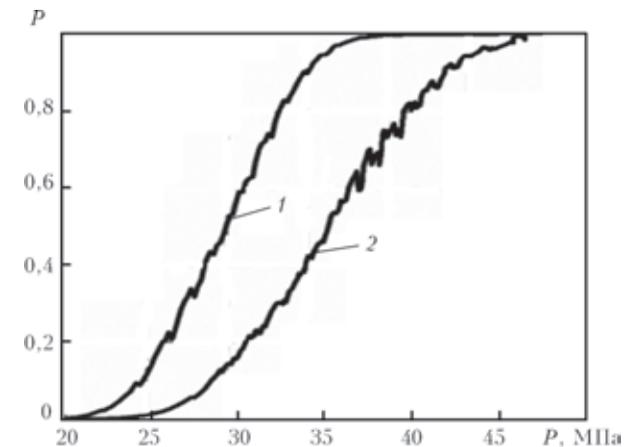


Рис. 10. Сравнение зависимостей вероятности разрушения трубопровода с дефектом локальной потери металла  $s \times a = 150 \times 14$  мм при различных прочностных свойствах стали конструкции, МПа: 1 – 560; 2 – 630

ний, которое вызывает формирование общей области существенного пластического течения, где зарождается поврежденность как по вязкому механизму, так и по микросколу. При этом величина вероятности при различных давлениях (см. рис. 11) иллюстрирует развитие этого взаимодействия: чем выше давление, тем больше проявляется ослабление трубопровода в области наложения дефектов и тем более чувствительной является показанная зависимость к увеличению давления. При этом снижение несущей способности трубопровода с множественным коррозионным повреждением составило около 20 % по сравнению с одиночным дефектом такого же размера и более 30 % в сравнении с бездефектным состоянием.

*Оценка предельного состояния трубопроводов с локальными потерями металла в области сварных швов.* Анализ предельного состояния трубопроводных элементов с обнаруженными эксплуатационными трехмерными дефектами в области окружных сварных швов имеет естественные сложности, связанные с учетом остаточного послесварочного состояния металла и его взаимодействия с концентратором напряжений в области геометрической аномалии. Разработанная методика конечно-элементного анализа сварочного процесса позволяет с достаточной степенью достоверности прогнозировать как остаточное напря-

женно-деформированное состояние металла в области сварных швов конструкции, так и накопленные при сварке микрповреждения вязкого разрушения. Дальнейший предельный анализ с учетом геометрических особенностей профиля трубопровода позволяет оценить взаимное влияние дефекта и шва на несущую способность конструкции.

Так, на рис. 12 а приведена характерная картина распределения пластических деформаций в стенке МТ, размером 1420×20 мм из стали 17Г1С, с дефектом типа локального утонения стенки в области окружного сварного шва. Как видно из приведенных данных, наступление предельного состояния характеризуется взаимодействием полей пластических деформаций от геометрической и структурной аномалий, в результате чего формируется макроразрушение. В зависимости от расстояния между швом и дефектом (см. рис. 12 б), формирование общей области интенсивного пластического деформирования наступает при различных предельных давлениях, которые характеризуют степень снижения несущей способности конструкции.

Кроме того, возможно рассмотрение совместного влияния внутреннего давления и изгибающего момента (от внешних усилий или при конструктивном изгибе оси трубопровода) на область дефекта локального утонения стенки МТ в периферии монтажного сварного шва. Это, в частности, позволяет учесть влияние ширины дефекта утонения на несущую способность дефектной конструкции. На рис. 13 приведены результаты численной оценки предельного давления в трубопроводе в зависимости от ширины дефекта утонения длиной 100 мм и глубиной 5 мм в области сварного шва (на расстоянии 40 мм) для различных значений внешнего изгибающего момента. Из этих данных можно сделать вывод, что в отсутствие изгибающих усилий ширина дефекта незначительно влияет на предельное состояние трубопроводного элемента, что подтверждается практикой эксплуатации МТ и отражено во многих нормативных документах. Но при дополнительном влиянии изгибающего момента влияние ширина дефекта утонения более существенно и должно учитываться при анализе допустимости эксплуатации дефектных участков трубопроводов.

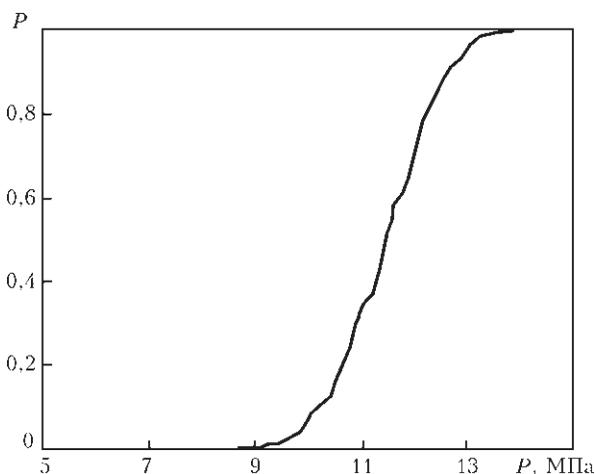


Рис. 11. Зависимость вероятности разрушения трубопровода  $D \times t = 1420 \times 25$  мм (сталь Х60) с многоочаговым дефектом утонения стенки от внутреннего давления

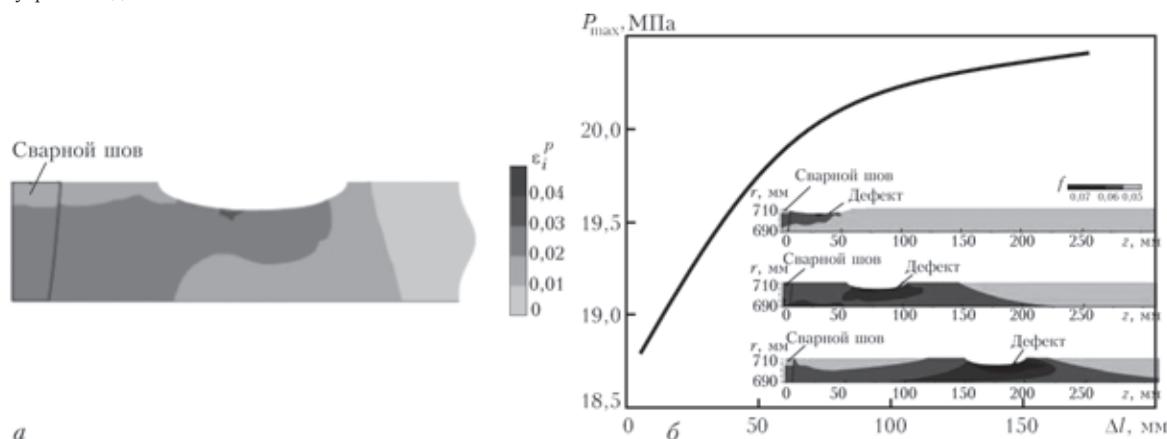


Рис. 12. Поле пластических деформаций в области дефекта утонения на периферии сварного монтажного шва магистрального трубопровода (а) и зависимость предельного давления в трубопроводе от расстояния между швом и дефектом (б)

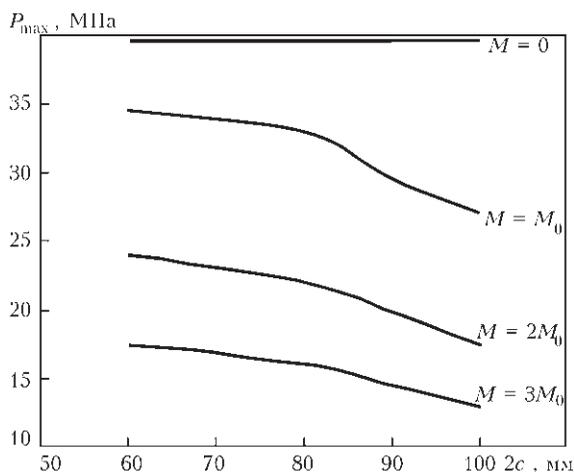


Рис. 13. Зависимость предельного давления  $P_{\max}$  в трубопроводе с дефектом утонения от ширины дефекта  $2c$  при различных изгибающих моментах  $M$

### Выводы.

1. Разработан комплекс средств математического и компьютерного моделирования кинетики термомодернированного состояния сварных конструкций с учетом развития рассеянной поврежденности по вязкому механизму разрушения. Реализована методика оценки напряженно-деформированного состояния материала в твердо-жидком состоянии при сварке.

2. На примере многопроходной сварочной наплавки дефекта утонения на поверхности эксплуатирующегося трубопровода исследована специфика предельного состояния трубопровода при сложном внешнем термическом и силовом воздействии. Показано, что использование критериев вязкого разрушения для описания наряду с анализом остаточного деформированного состояния конструкции позволяет эффективно оптимизировать технологические параметры многопроходной сварочной наплавки с позиции безопасности проведения сварочных работ и гарантированной работоспособности конструкции.

3. На основе численного анализа технологической прочности алюминиевых сплавов различных серий при стыковой сварке показано, что сплавы одной серии обладают сходной величиной предельного деформирования, и склонность к горячему растрескиванию может быть описана величиной ТИХ и объемом жидкой фазы при смыкании кристаллитного каркаса.

4. На примере оценки предельного состояния толстостенных магистральных трубопроводов с обнаруженными дефектами коррозионного утонения стенки показано влияние геометрических и структурных аномалий, а также характера внешнего силового воздействия на несущую способность конструкции. Реализованы методики вероятностного анализа состояния толстостенных трубопроводов с изолированными и множественными дефектами утонения стенки.

1. Махненко В. И. Проблемы экспертизы современных сварных конструкций ответственного назначения // Автоматическая сварка. – № 5. – 2013. – С. 22–29.
2. Best practice for risk based inspection as a part of plant integrity management. Contract research report 363/2001 / B. Wintle, B.W. Kenzie, G.J. Amphlett et al. // Merseyside: Health and Safety Executive, 2003. – 186 p.
3. Kent Muhlbauer W. Pipeline Risk Management Manual. Ideas, Techniques, and Resources. Burlington: – Gulf Professional Publishing, 2004. – 422 p.
4. BS 7910:2005 Guide to methods for assessing the acceptability of flaws in metallic structures.
5. Makhnenko V. I., Pochinok V. E. Strength Calculation of Welded Joints with Crack-Like Imperfections. – Kiev: E.O. Paton Electric Welding Institute, NASU, 2006. – 266 p.
6. Теоретические основы сварки / Под ред. В.В. Фролова. – М.: Высш. шк., 1970. – 450 с.
7. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов – М. Металлургия, 1986. – 224 с.
8. Hancock I., Mackenzie A. C. On the mechanism of ductile failure a high strength steel subjected in multi-axial stress state // J. Mech. Phys. Solids. – 1976. – 24, № 213. – P. 147–149.
9. Карзов Г. П., Марголин Б. З., Швецова В. А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. – СПб.: Политехника, 1993. – 391 с.
10. А. Н. Резников, М. А. Шатерин, В. С. Кунин и др. Обработка металлов резанием с плазменным нагревом / М.: – Машиностроение, 1986. – 232 с.
11. Моделирование процессов зарождения и развития пор вязкого разрушения в сварных конструкциях. / Е. А. Великоиваненко, Г. Ф. Розынка, А. С. Миленин и др. // Автомат. сварка. – № 9. – 2013. – С. 26 – 31.
12. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. – Киев: Наук. думка, 1976. – 320 с.
13. Махненко В. И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – Киев: Наукова думка. 2006. – 618 с.
14. Tvergaard V. Material failure by void growth to coalescence. // Advances in Applied Mechanics. – № 27. – 1990. – P. 83–151.
15. LaMorte C. R., Boring M., Porter N. Advanced Welding Repair and Remediation Methods for In-Service Pipelines. Final Report. – Columbus: EWI, 2007. – 283 p.
16. Kiefner J. F., Bruce W. A., Stephens D. R. Pipeline repair manual. – Houston: Technical Toolboxes, 1994. – 167 p.
17. Математическое моделирование язвенных дефектов на действующих нефте- и газопроводах и разработка численного метода оценки допустимых режимов дуговой заварки таких дефектов. / В. И. Махненко, В. С. Бут, Е. А. Великоиваненко и др. // Автомат. сварка. – № 11. – 2001. – С. 3 – 10.
18. Boring M. A., Zhang W., Bruce W. A. Improved burnthrough prediction model for in-service welding application. // Proc. of IPC2008 7th Intern. Pipeline Conf., (Sept. 29 – Oct. 3, 2008). – Calgary, Alberta, (Canada), 2008.
19. ДСТУ–Н Б В.2.3–21:2008. Настанова. Визначення залишкової міцності магістральних трубопроводів з дефектами. – Київ: Мінрегіонбуд України, 2008. – 91 с.
20. СНuП 2.05.06-85\* Магистральные трубопроводы. Строительные нормы и правила. – М: ВНИИСТ Миннефтегазстроя, 1997. – 146 с.
21. Anderson T. How to avoid cracking in aluminum alloys // Welding J. – 2005. – № 9. – P. 25–27.
22. Nakata K., Matsuda F. Evaluations of Ductility Characteristics and Cracking Susceptibility of Al Alloys during Welding // Trans. JWRI. – 1995. – 24, № 1. – P. 83–94.
23. R. Liu, Z. Dong, Y. Pan. Solidification crack susceptibility of aluminum alloy weld metals // Trans. Nonferrous Met. Soc. China. – N 16. – 2006. – P. 110–116.
24. Weibull W. A statistical distribution function of wide applicability. // J. of Applied Mechanics. – 1951. – Sept. – P. 293–297.

# ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕМОНТА ЭЛЕМЕНТОВ МАГИСТРАЛЬНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПОЗИЦИОННЫХ БАНДАЖЕЙ

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

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

Использование для временного ремонта участков магистральных и технологических трубопроводов различного диаметра усиливающих конструкций (бандажей) из композиционных материалов в настоящее время получает всё большее распространение. Основным преимуществом такого подхода является относительная дешевизна, простота и возможность усилить участки трубопроводов со сложной геометрией: гибы, колена, отводы, участки с запорной аппаратурой, проч. Но при этом возникают естественные сложности анализа работоспособности участка трубопровода с установленным композиционным бандажом в силу существенной неоднородности и анизотропии материала ремонтной конструкции. Кроме того, экспериментальные исследования несущей способности восстановленной таким способом конструкции затруднены сложным характером зарождения и развития разрушения композиционного бандажа при существенных нагрузках. С целью исследования характерных особенностей напряжённо-деформированного и предельного состояний дефектного участка магистрального трубопровода, несущая способность которого была восстановлена посредством композиционного бандажа, а также для прогнозирования эффективности ремонта, был разработан соответствующий комплекс математических моделей, позволяющий проводить необходимый анализ состояния сложной конструкции такого рода с учётом зарождения и развития повреждения в микро- и макромасштабе. На примере элемента магистрального трубопровода с множественным коррозионным повреждением продемонстрированы характерные особенности процессов, определяющих эффективность ремонта посредством волокнистых композитов на основе стекловолокна и ресурс безопасной эксплуатации отремонтированной конструкции.

Накопление повреждённости магистральных трубопроводов (МТ) в процессе эксплуатации является одним из основных факторов снижения работоспособности МТ и возникновения аварийных ситуаций. Поэтому проведение регулярной технической диагностики состояния и восстановление несущей способности дефектных участков являются необходимыми условиями безопасной долгосрочной эксплуатации МТ [1–3]. Наиболее распространёнными дефектами трубопроводов являются локальные коррозионные потери металла, которые формируют плавные концентраторы напряжений и, в случае существенного развития, могут приводить к значительной потере несущей способности конструкции, течи или разрушению трубопровода. К наиболее опасным можно отнести множественные локальные утонения стенки МТ, которые даже в случае

отсутствия взаимодействия между собой, могут поражать протяжённые участки конструкции.

Одним из современных методов восстановления неглубоких множественных коррозионных повреждений МТ является усиление дефектных участков посредством бандажей из композиционных материалов (КМ) [4–5]. Как показывает практика, их использование позволяет достаточно эффективно разгружать трубопроводные элементы (см. табл. 1), при этом, трудоёмкость и финансовые затраты на ремонт композиционными бандажами существенно меньше, чем в случае использования металлических бандажей и муфт [6]. Кроме того, возможна установка композиционных бандажей на локальные гибы трубопроводов, на области отводов, тройников, другой трубопроводной арматуры. К недостаткам этой технологии можно отнести отно-

Таблица 1. Характеристики ремонта магистральных трубопроводов посредством композиционных бандажей в сравнении с другими методами [6]

Классификация		Давление, МПа	Окружные напряжения, МПа	Разрушение
Дефектная труба	А (труба из стали API5LX65, 762×17,5 мм с локальным утонением по основному металлу)	17,15	373,70	да
	В (труба с локальным утонением по окружному сварному шву)	17,84	388,65	да
	С (труба с V-образным надрезом по основному металлу)	8,72	190,06	да
Восстановленная труба	Металлический бандаж (А)	30,77	670,53	нет
	Металлический бандаж (В)	30,18	657,72	нет
	Эпоксидно-стекловолоконный бандаж (А)	29,40	640,63	нет
	Эпоксидно-стекловолоконный бандаж (В)	29,89	651,31	нет
	Эпоксидно-стекловолоконный бандаж (С)	30,28	659,85	нет
	Композиционный бандаж «Clock-spring» (А)	25,87	563,76	да (течь)
	Композиционный бандаж «Clock-spring» (В)	28,42	619,28	нет
	Наплавка (А)	28,32	617,15	нет
	Наплавка (В)	28,32	617,15	нет

нительно небольшую долговечность такого ремонта, сложности в прогнозировании деградации свойств композита во времени. Кроме того, расчёты усиленной конструкции на статическую прочность требуют достаточно сложных моделей развития напряжённо-деформированного и повреждённого состояний при достижении предельных нагрузок от внутреннего давления в трубопроводе. Данная работа посвящена разработке методологических подходов описания предельного состояния волокнистых КМ применительно к проблеме эффективности разгрузки дефектных участков МТ посредством композиционных бандажей.

Поведение КМ в процессе нагружения определяется свойствами отдельных компонентов и их структурой. Математическое описание таких макроскопических характеристик состояния сплошной среды как механические напряжения и деформации принято рассматривать в рамках моделей однородного анизотропного материала [7]. Это приближение при достаточном объёме экспериментальных исследований позволяет с высокой точностью прогнозировать развитие полей напряжений и деформаций при различных системах нагружения. Объективной трудностью является определение механических констант для конкретного типа материала в приближении однородной анизотропной среды. Но при рассмотрении предельного состояния конструкций из КМ необходимо прогнозирование процессов зарождения и развития разрушения, которые проявляются в мезо- и микромасштабе. В этом случае приближение однородного материала не позволяет выявить специфику взаимодействия компонентов композита, разрушения отдельных микро- и макроячеек, распределение докритической повреждённости, поэтому требуется моделирование материала как разнородного. Но так как в современных КМ используются компоненты микро- и наноразмеров, то математическое описание без определённого упрощения потребовало бы значительных мощностей аппаратных средств расчёта и длительного времени проведения численных экспериментов.

В рамках настоящего исследования предлагается использовать двухуровневую модель анализа состояния композиционного бандажа, установленного на элемент трубопровода с множественной коррозионной повре-

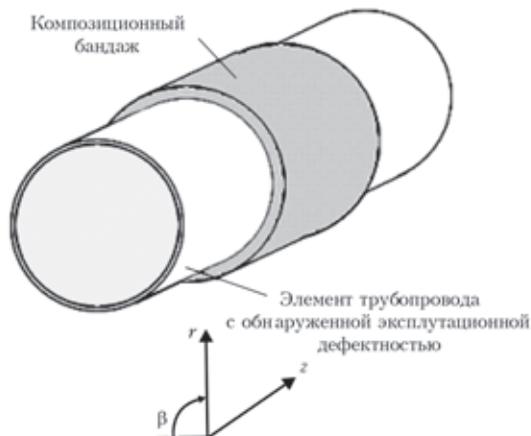


Рис. 1. Схема трубопроводного элемента с установленным на него композиционным бандажом

жденностью (рис. 1), в рамках которой вначале решается задача прогнозирования напряженно-деформированного состояния (макроуровень), затем для каждого конечного элемента определяется степень повреждения в предположении регулярности структуры каждой из ячеек (мезоуровень). Связь между уровнями расчёта реализуется путем передачи некоторого объёма расчётных данных на каждом последующем этапе численного прослеживания. Так, решением задачи упруго-пластического деформирования сложной цилиндрической конструкции, состоящей из металлического трубопровода с множественными локальными полуэллиптическими аномалиями геометрии поверхности и слоя анизотропного композиционного материала, в рамках макроскопического анализа является поле перемещений узлов конечно-элементного разбиения. Кроме того, при определённом значении истинных напряжений в конечном элементе происходит его разрушение, что математически может быть описано «обнулением» элемента, т.е. заменой его свойств на свойства воздуха и соответствующим решением уравнения равновесия для оценки перераспределения напряжений и деформаций, вызванного локальным разрушением. Поле перемещений узловых точек композиционной части конструкции передается для решения задач напряжённо-деформированного состояния регулярных ячеек в рамках решения мезозадачи в неоднородной изотропной постановке. В этом случае, каждый конечный элемент представляется суперпозицией матрицы (в рассматриваемом случае, эпоксидной смолы) и армирующего компонента (стекловолокна) с соответствующими свойствами и собственным, более мелким разбиением на конечные элементы, которое позволяет с достаточной точностью описать особенности композиционного материала. Постановка граничных условий в перемещениях, линейно интерполированных по значениям в угловых точках, позволяет восстановить характер распределения напряжений в неоднородной задаче (без предположения об усреднённом значении, необходимо заложенного в решение макрозадачи). Соответственно полю напряжений в каждой регулярной ячейке определяется её повреждённость путём аналогичного «обнуления» конечных элементов эпоксидной матрицы или стекловолокна, которое определяет несущее нетто-сечение конечного элемента при решении макрозадачи на следующем этапе прослеживания (рис. 2).

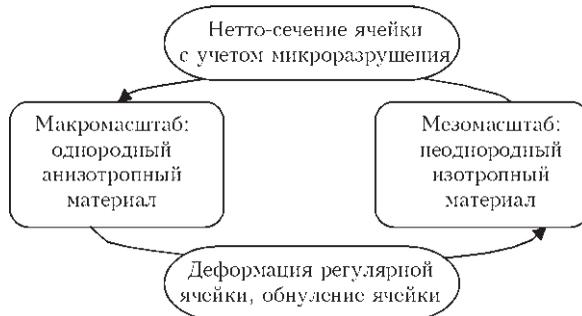


Рис. 2. Принципиальная блок-схема расчетной модели поведения композиционного материала при нагружении вплоть до предельных значений силового воздействия.

В рассматриваемом примере считается, что металл трубопровода характеризуется упруго-пластическим поведением с условием текучести по закону Мизеса и упрочнением, тогда как компоненты композиционного материала являются полностью упругими, с идеальной адгезией между собой и металлом. Поэтому математическая модель поведения материала бандажа может быть реализована согласно следующему математическому описанию связи компонент тензоров напряжений  $\sigma_{ij}$  и деформаций  $\varepsilon_{ij}^e$  [8–9]:

$$\varepsilon_{ij}^e = \frac{1}{2G}(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma) + \delta_{ij}K\sigma, \quad (1)$$

где  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$  – модуль сдвига,  $K = \frac{1-2\nu}{E}$ ,  $\sigma = \sigma_{ii}/3$ ,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера.

Для металла рассматриваемого участка МТ аддитивная компонента приращения тензора пластических деформаций  $\Delta\varepsilon_{ij}^p$  вычисляется из следующего соотношения:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^p = d\lambda(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma). \quad (2)$$

Таким образом, на каждом этапе прослеживания по нагрузке внутренним давлением соотношение между приращением суммарных деформаций и напряжений имеет вид:

$$d\varepsilon_{ij} = d\left\{\frac{\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma}{2G} + \delta_{ij}K\sigma\right\} + d\lambda(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma). \quad (3)$$

Одним из важных этапов решения данной задачи является математическое описание усреднённых свойств композиционного материала в приближении однородной анизотропной среды. Следует отметить, что имеющиеся экспериментальные данные по одноосному растяжению образцов из волокнистых КМ представляют собой значения конкретных механических характеристик материала в различных направлениях относительно расположения волокон. Поэтому для непосредственного использования таких данных без их дополнительной интерпретации, в рамках данной модели на каждом этапе прослеживания определяется преимущественное направление деформирования для каждого конечного элемента, и соответственно ему выбираются конкретные значения упругих констант. Так, в зависимости от объёмного содержания материала матрицы  $V_m$  и волокнистого наполнителя  $V_f$ , значение модуля Юнга вдоль и поперёк волокон вычисляется согласно правилу смесей [7]:

$$\begin{cases} E_T = \frac{E_f E_m}{E_m V_f + E_f (1 - V_f)}, \\ E_L = E_f V_f + E_m (1 - V_f) \end{cases} \quad (4)$$

где  $E_m, E_f$  – модуль Юнга материала матрицы и волокон, соответственно;  $E_T, E_L$  – модуль Юнга условно однородного анизотропного КМ вдоль и поперёк волокон, соответственно.

Для определения коэффициента Пуассона может быть использована зависимость Уитни и Райли [7]:

$$\begin{cases} \nu_{LT} = \frac{\nu_m - \{2(\nu_m - \nu_f)(1 - \nu_m^2)E_f V_f\}}{E_m(1 - V_f)(1 - \nu_f - 2\nu_f^2) + \dots} \\ \dots \\ \nu_{TL} = \nu_m V_m + \nu_f V_f, \end{cases} \quad (5)$$

где  $\nu_{LT}, \nu_{TL}$  – коэффициенты Пуассона для направления вдоль и поперёк волокна, соответственно;  $\nu_m, \nu_f$  – коэффициент Пуассона материала матрицы и волокон, соответственно.

В качестве примера, на рис. 3 приведена типичная экспериментальная зависимость модуля Юнга для системы «эпоксидная смола – стекловолокно» [7]. Введение поправки на конкретные значения коэффициентов по направлениям вдоль и поперёк направления волокон согласно (4) позволяет восстановить упругие свойства КМ выбранной системы при различной комбинации составляющих его компонентов и конкретного направления деформирования.

В механике разрушения при статическом силовом воздействии КМ существует ряд критериев, основанных на различных параметрах состояния материала. В частности, внимания заслуживает критерий, являющийся модификацией формулы Хоффмана для материалов при преимущественно растягивающем внешнем усилии [7]:

$$\left(\frac{\sigma_{xx}}{X}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{xx}}{X}\right) \cdot \left(\frac{\sigma_{yy}}{X}\right) + \left(\frac{\sigma_{yy}}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{xy}}{S}\right)^2 = 1, \quad (6)$$

где  $X, Y, S$  – параметры прочности конкретного КМ в зависимости от механических свойств и соотношения составляющих компонентов.

Для прогнозирования разрушения металла трубопровода с дефектом локального утонения стенки под действием внутреннего гидростатического давления могут быть использованы методики численного анализа процессов зарождения и развития вязкого разрушения, изложенного, в частности, в [10]. Таким образом,

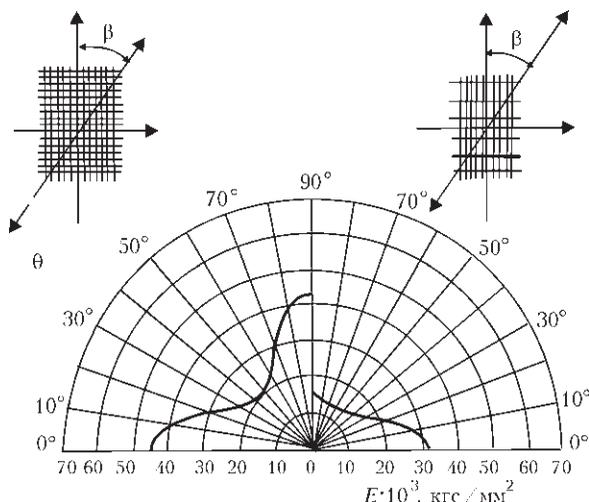


Рис. 3. Изменение модуля Юнга в зависимости от направления растяжения образцов из стекловолоконного композита с матрицей из эпоксидной смолы с параллельным (слева) и перпендикулярным расположением слоёв (справа)

разработанная методика оценки напряженно-деформированного состояния системы «трубопровод – композиционный бандаж» позволяет эффективно учитывать как влияние внешнего силового воздействия на систему, так и развитие разрушения в бандаже и трубопроводе вплоть до наступления предельного состояния.

Как показывают экспериментальные исследования по одноосному нагружению образцов из типичных КМ, их разрушение начинается при относительно небольших нагрузках и постепенно накапливается по мере увеличения нагрузки вплоть до полного разрушения образца. Авторами [11] для этого был предложен параметр докритической поврежденности материала  $\xi$ , представляющий собой отношение площади  $\Delta S$  образовавшихся микронесплошностей к объёму  $V$ , в котором они зародились:

$$\xi = \Delta S / V. \quad (7)$$

Использование такого количественного параметра удобно при использовании методов акустической эмиссии для оценки степени докритической поврежденности материалов. В качестве примера, на рис. 4 приведены данные испытаний образцов из КМ системы «эпоксидная смола – стекловолокно», из которых видна нелинейность накопления микроповреждений в композите, начиная с относительно небольших значений статической нагрузки.

Естественно ожидать аналогичное поведение материала композиционного бандажа, установленного на элемент МТ при увеличении внутреннего гидростатического давления  $P$  в трубопроводе: чем выше  $P$ , тем больше микроповреждений накапливается в материале бандажа, уменьшая его фактическое нетто-сечение. Таким образом, интенсификация докритической поврежденности усиливающего элемента даже без его видимого макроразрушения снижает несущую способность и эффективность разгружающего действия бандажа. Из этого можно заключить, что общепринятый метод экспериментального определения эффективности ремонта МТ усилением, который заключается в сравнении предельных давлений для дефектного элемента трубопровода без усиления и с бандажом, определённых при лабораторных испытаниях, не в полной мере отображает работоспособность трубопровода в рабочем диапазоне давлений. Например, авторы [12] после такого исследования показали, что разрушение поврежденной трубы с дефектом утонения стенки, которая была усилена композиционным бандажом, имеет место после полного разрушения усиливающей конструкции

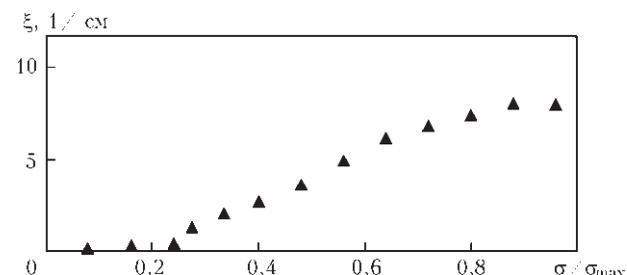


Рис. 4. Зависимость акустико-эмиссионной меры поврежденности композита  $\xi$  от приложенной квазистатической нагрузки

в результате локального избыточного деформирования стенки трубы в области дефекта. Поэтому вывод об эффективности усиления на основании таких данных является некорректным, т. к. в диапазоне рабочих давлений МТ накопление докритической поврежденности может быть незначительно и эффективность разгрузки максимальна, а по мере приближения к предельному значению  $P$  эффективность композиционного бандажа снижается вплоть до значений, близких к нулю, при макроразрушении усиливающей конструкции.

Исходя из сказанного выше, можно заключить, что количественное определение эффективности разгружения дефектного участка МТ посредством композиционного бандажа необходимо основывать на характеристиках состояния трубопровода в рабочем диапазоне внутренних давлений. Для этого может быть использован численный подход, разработанный в ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, который базируется на анализе напряжённого состояния стенки трубопровода с геометрическими аномалиями с позиции вероятности разрушения. Под эффективностью усиления композиционным бандажом  $EPB$  подразумевается относительное уменьшение вероятности разрушения в результате усиления, а именно [13]

$$EPB = 1 - \frac{p}{p_0}, \quad (8)$$

где  $p_0, p$  – вероятность разрушения трубопровода до и после ремонта усилением композиционным бандажом, соответственно.

Вероятность разрушения конструкции вычисляется на основе результатов моделирования поля напряжений в стенке МТ путём интегрирования распределения главных напряжений  $\sigma_1$  по критическому сечению  $S$  в рамках статистики Вейбулла:

$$p = 1 - \exp \left[ - \int_s \left( \frac{\sigma_1 - A}{B} \right)^m \frac{dS}{S_0} \right], (\sigma_1 > A) \quad (9)$$

где  $S_0$  – константа материала,  $A = \sigma_{flow} = (\sigma_B + \sigma_T)/2$ ,  $m = 4,0$

Коэффициент распределения Вейбулла  $B$ , который фигурирует в (9), определяется свойствами материала трубопровода и, как показано авторами в [14], может быть оценён, исходя из класса прочности стали МТ.

Использование приведенной методики численного анализа эффективности разгружения дефектных участков МТ посредством композиционных бандажей было рассмотрено в рамках следующего примера: на трубопровод из низколегированной стали 17Г1С диаметром 530 мм с толщиной стенки 11,4 мм, на внешней поверхности которого обнаружены 6 дефектов локального утонения полуэллиптической формы длиной  $2s = 150$  мм (тангенциальное направление) и глубиной  $a = 5$  мм, равномерно распределённых по окружности трубы. Данный участок МТ усилен композиционным бандажом из стеклоткани (Е – стекло, 7 слоев) с матрицей из эпоксидной смолы, толщина бандажа –  $\delta_m = 4$  мм. Свойства компонентов КМ и стали трубопровода приведены в табл. 2.

Результаты расчёта вероятности разрушения трубопровода как с указанной множественной поврежден-

Таблица 2. Механические свойства компонентов композиционного бандажа и стали трубопровода [7, 15].

Материал	$E$ , ГПа	$\nu$	$\sigma_B$ , МПа	$\sigma_T$ , МПа
Сталь 17Г1С	205	0,30	530	320
Эпоксидная смола	18,3	0,30	56	–
Е-стекло	54,8	0,25	2100	–

ностью, так и с дефектами другой глубины (3 и 7 мм), согласно приведенным выше алгоритмам показаны на рис. 5. Из этих данных можно заключить, что наличие композиционного бандажа расширяет диапазон нулевых и низких вероятностей разрушения трубопровода, не меняя при этом характер функциональной зависимости. Это объясняется тем, что без учёта поврежденности, которая с ростом давления накапливается в композите, конструкция работает как разнородная контактная пара, что эквивалентно некоторому увели-

чению толщины трубопровода пропорционально соотношению модулей упругости металла МТ и бандажа.

Относительная характеристика эффективности  $EPB$  для этих случаев эксплуатационной поврежденности МТ и ремонта усилением бандажом из КМ более наглядно демонстрирует специфику разгрузки дефектного участка трубопровода (рис. 6). Так, по мере увеличения внутреннего давления эффективность разгрузки постепенно снижается, что соотносится с накоплением поврежденности в поперечном сечении композита, представленного в виде зависимости от давления относительной поврежденности  $\xi_f$ , равной количеству разрушенных на данном этапе нагружения конечных элементов мезоразбиения регулярных ячеек бандажа к общему количеству элементов. Кроме того, при достаточно высоких значениях  $P$  наблюдается скачко-

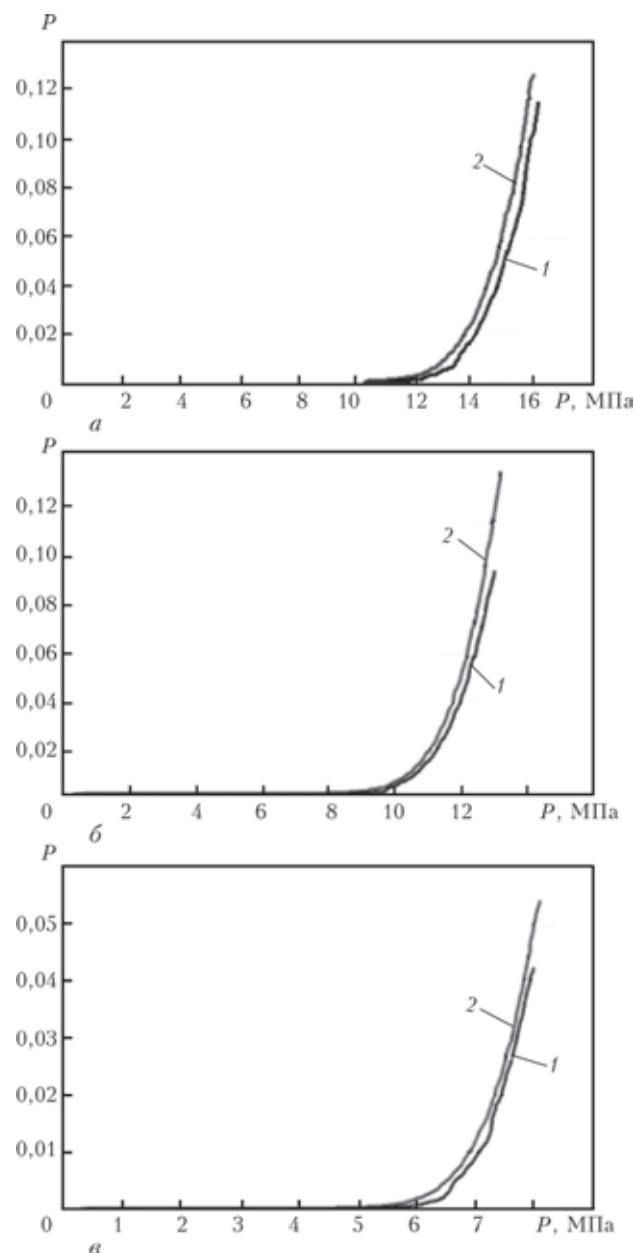


Рис. 5. Зависимости вероятности разрушения трубопровода с многоочаговым дефектом утонения стенки различной глубины  $a$  от внутреннего давления  $P$  с усилением (1) и без усиления композиционным бандажом (2):  $a$  – 3 мм,  $б$  – 5 мм,  $в$  – 7 мм

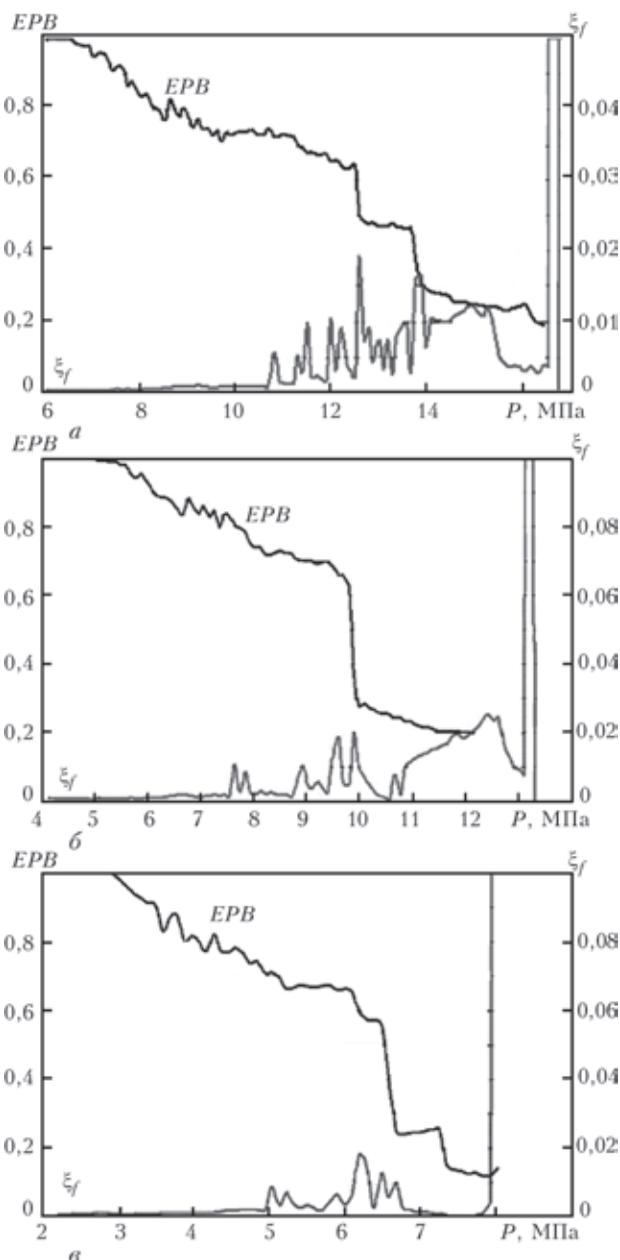


Рис. 6. Зависимость эффективности разгрузки  $EPB$  трубопровода с многоочаговым дефектом утонения стенки различной глубины  $a$  и величины относительной поврежденности  $\xi_f$  от внутреннего давления  $P$ :  $a$  – 3 мм,  $б$  – 5 мм,  $в$  – 7 мм

Таблица 3. Влияние количества слоёв стеклоткани  $N$  и толщины бандажа  $\delta_m$  на величину условного давления  $P_{0,95}$

$N$	$\delta_m$ , мм	$P_{0,95}$ , МПа
7	4	8,4
10	4	13,3
7	6	10,8

образное снижение эффективности разгрузки, что объясняется разрушением волокон и существенным снижением несущей способности бандажа. При этом, чем больше глубина обнаруженных дефектов, тем меньшая докритическая поврежденность предшествует разрушению композиционного бандажа: меньшая остаточная толщина стенки трубопровода вызывает большое локальное выпучивание в области дефекта, в результате чего разрушение бандажа при высоких внутренних давлениях более локализовано.

Для практического применения изложенной методики удобно рассматривать условное внутреннее давление в трубопроводе  $P_p$ , которое соответствует определённой величине эффективности усиления композиционным бандажом. Это позволяет оптимизировать рассматриваемый метод ремонта с позиций известного диапазона эксплуатационных давлений, предписанных конкретному участку МТ. Так, в рамках численного исследования влияния толщины бандажа и количества слоёв стеклоткани в нём на эффективность разгрузки дефектного участка МТ ( $a = 5$  мм), показано, что при одинаковой толщине бандажа, но большем количестве слоёв стекловолокна, равно как и при увеличении толщины усиливающего слоя КМ, локальное перераспределение напряжений в области дефекта обуславливает рост эффективности разгрузки (см. рис. 7). Это можно количественно описать увеличением условного давления  $P_{0,95}$ , соответствующего эффективности  $EPB = 0,95$ , как это показано в табл. 3.

**Выводы.**

1. Разработан и реализован комплекс математических моделей и компьютерных программ для оценки напряжённо-деформированного состояния волоконного бандажа, установленного на элемент трубопровода с множественными коррозионными повреждениями, в зависимости от внутреннего давления в трубопроводе и технологических параметров ремонта.

2. Предложены критерии оценки эффективности усиления элемента трубопровода с обнаруженными дефектами утонения стенки посредством композиционного бандажа с учётом докритической поврежденности композита, обусловленной действием эксплуатационных нагрузок, на основе вероятностной оценки склонности трубопроводного элемента к разрушению.

3. Проведен численный анализ особенностей влияния технологических параметров ремонта усилением на эффективность восстановления несущей способности магистрального трубопровода с множественным коррозионным повреждением; на примере бандажа из стекловолоконного композита продемонстрирован

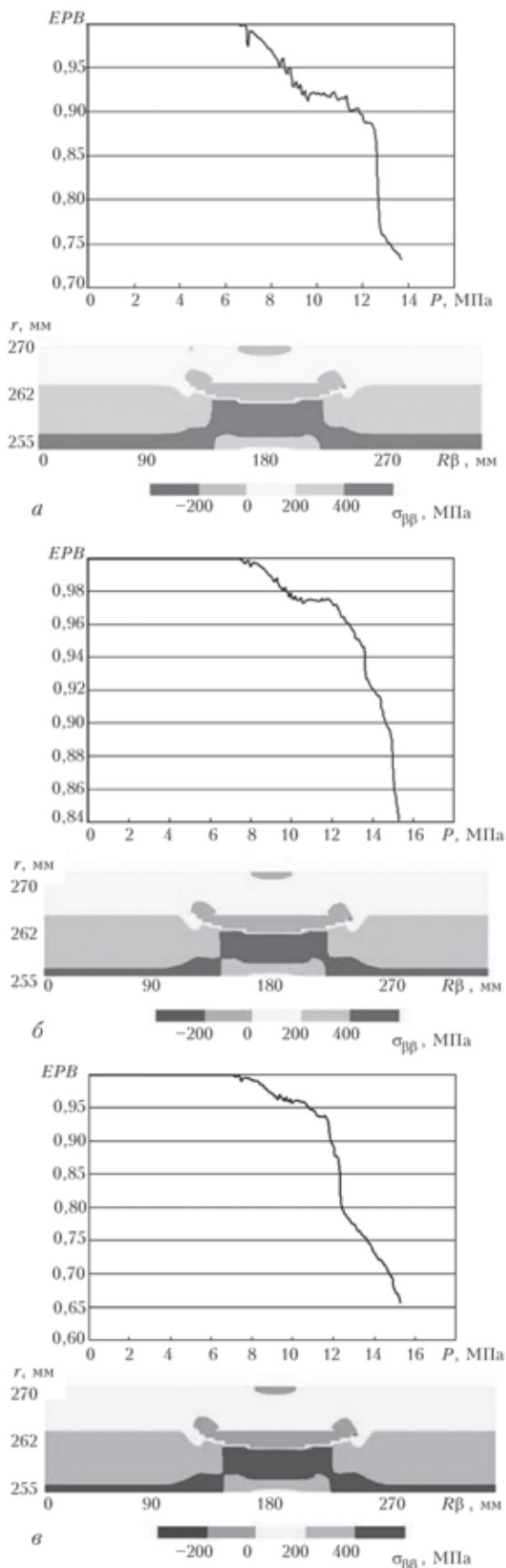


Рис. 7. Влияние количества слоёв стеклоткани  $N$  в бандаже и его толщины  $\delta_m$  на распределение окружающих напряжений в области каждого из дефектов и на зависимость эффективности разгрузки  $EPB$  от внутреннего давления в трубопроводе  $P$ : а –  $N = 7$ ,  $\delta_m = 4$  мм; б –  $N = 10$ ,  $\delta_m = 4$  мм; в –  $N = 7$ ,  $\delta_m = 6$  мм

характер влияния толщины усиливающего элемента и количества слоёв стеклоткани на эффективность восстановления несущей способности дефектного участка трубопровода.

1. *W. Kent Muhlbauer*. Pipeline Risk Management Manual. Ideas, Techniques, and Resources. – Burlington: Gulf Professional Publishing, 2004. – 422 p.
2. *Махненко В. И., Великоиваненко Е. А., Олейник О. И.* Риск-анализ как средство формализации принятия решений о внеплановом ремонте сварных конструкций // Автоматическая сварка. – 2008. – № 5. – С. 5–10.
3. *J. F. Kiefner, W. A. Bruce, D. R. Stephens*. Pipeline repair manual. – Houston: Technical Toolboxes, Inc., 1994. – 167 p.
4. *A simple methodology to repair localized corrosion damage in metallic pipelines with epoxy resins* / H.S. da Costa-Mattos, J.M.L. Reis, R.F. Sampaio, et al. // Mechanics of Solids in Brazil 2009, H.S. da Costa Mattos & Marcilio Alves (Editors), Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering. – 2009.
5. *ВРД 39-1.10-013-2000* Руководящий документ по применению композитных материалов фирмы «Порсил ЛТД» (г. Санкт Петербург) для ремонтных работ на объектах нефтяной и газовой промышленности. – М.: АО ВНИИСТ, 2000. – 87 с.
6. *J.-H. Baek, W.-S. Kim, Y.-P. Kim*. Comparative study for various repair methods of in-service pipeline using full scale burst test // Proc. of 23-rd World Gas Conference, Amsterdam 2006, Amsterdam, Netherlands.
7. *Т. Фудзиси, М. Дзако*. Механика разрушения композиционных материалов. – М.: Мир, 1982. – 232 с.
8. *Махненко В. И.* Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. – Киев: Наукова думка, 1976. – 320 с.
9. *Махненко В. И.* Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. – Киев: Наукова думка, 2006. – 618 с.
10. *Моделирование процессов зарождения и развития порязкого разрушения в сварных конструкциях*. / Е. А. Великоиваненко, Г. Ф. Розынка, А. С. Миленин и др. // Автоматическая сварка. – 2013. – № 9. – С. 26–31.
11. *Назарчук З., Скальський В.* Методика оцінювання докритичної пошкодженості скловолокнистих композитів // Вісник ТНТУ. – 2011. – Спецвипуск – частина 1. – С. 7–14. – (механіка та матеріалознавство).
12. *Оценка эффективности композитных бандажей для восстановления дефектных участков трубопроводов* / Э.Ф. Гарф, В.А. Нехотящий, Р.И. Дмитриенко, Ю.В. Банახевич, А.В. Савенко, И.Н. Олейник // Автоматическая сварка. – 2011. – № 7. – С. 44–49.
13. *Махненко В. И., Миленин А. С.* Численный анализ степени усиления стенки трубопровода в зоне дефектов коррозионного утонения посредством муфты-бандажа. // Сб. докладов конференции «Прочность материалов и конструкций», 28–30 сентября 2010 г., Киев, Украина, Институт проблем прочности им. Г.С. Писаренко НАНУ, 2010.
14. *Вероятностная оценка состояния трубопроводных элементов с обнаруженными дефектами утонения*. / Е. А. Великоиваненко, Г. Ф. Розынка, А. С. Миленин и др. // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2014. – № 2. – С. 12–18.
15. *Стали и сплавы*. Марочник. Под ред. В.Г. Сорокина, М.А. Гарвасьева. – М.: Интермет инжиниринг, 2001. – 608 с.

# ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ОПЛАВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СЛИТКОВ ИЗ НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ

А. С. Миленин, С. С. Козлитина, Л. И. Дзюбак

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

С целью устранения дефектов боковой поверхности цилиндрических слитков без потерь металла в стружку, в Институте электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины была разработана и внедрена технология электронно-лучевого оплавления, которая заключается в локальном нагреве, повторном переплавлении поверхностного слоя слитка и формировании бездефектной зеркальной поверхности. Этот подход нашёл успешное промышленное применение при производстве крупногабаритных слитков из титана и сплавов на его основе. Следующим этапом развития технологии оплавления может рассматриваться её применение при производстве слитков из широкого спектра жаропрочных и тугоплавких металлов, в частности, из никелевых сплавов. В отличие от титана, локальный нагрев, расплавление и последующая кристаллизация никеля может привести к появлению дефектов типа горячих трещин, поэтому технология оплавления применительно к слиткам из никелевых сплавов требует тщательной оптимизации. Целью настоящей работы является анализ склонности металла поверхностного слоя цилиндрических слитков из сплавов на основе никеля в процессе электронно-лучевого оплавления к горячему растрескиванию. Для этого был разработан комплекс программных средств компьютерного моделирования, учитывающий специфику технологии многолучевого температурного воздействия источников локального нагрева, развития напряжённо-деформированного состояния и пластического течения металла. На примере оплавления никелевых слитков небольшого диаметра продемонстрированы подходы по оптимизации рассматриваемого технологического процесса.

Поверхность слитков, полученных методами специальной электрометаллургии, подвержена формированию различных дефектов плавки (ликваты, поры и т.д.), требующих последующего устранения. Использование для этого механической обработки, заключающейся в удалении поверхностного дефектного слоя, влечёт существенные потери материала и соответствующее снижение выхода годного металла (до 15 %). Поэтому для обработки поверхности, как цилиндрических слитков, так и слитков-слябов в Институте электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины была разработана технология электронно-лучевого оплавления (ЭЛО) [1–2]. Суть этой технологии заключается в переплавлении поверхностного слоя слитка электронными лучами для получения зеркальной поверхности. В частности, для оплавления поверхности цилиндрических слитков используется следующая схема (рис. 1): слиток устанавливается на валки, передающие ему определённую скорость вращения, помещается в вакуумную камеру, в которой вдоль образующей посредством нескольких электронно-лучевых пушек наводится ванна жидкого металла. В процессе вращения слитка вся его поверхность оплавляется до глубины, достаточной для устранения всех несовершенств и дефектов.

Технология ЭЛО была успешно внедрена в цикл производства слитков из титана и титановых сплавов [3]. К основным задачам оптимизации в этом случае можно отнести обеспечение необходимой глубины проплавления и химического состава оплавленного слоя металла, который изменяется в результате различной скорости испарения легирующих элементов титановых сплавов из расплава в вакуум [4–5]. Естественным развитием технологии ЭЛО является расширение номенклатуры сплавов, слитки из которых подвергаются оплавлению. В частности, практический интерес представляет полу-

чение качественной поверхности цилиндрических слитков из никелевых сплавов путем последующего локального переплава. Характерной особенностью сплавов на основе никеля является их склонность к появлению горячих трещин при локальном переплаве. Поэтому дополнительным требованием при оптимизации процесса является гарантированная технологическая прочность металла слитка. Для этого необходим анализ кинетики напряженно-деформированного состояния оплавленного слоя в процессе остывания до комнатных температур, а именно величина пластических деформаций, накопленная в температурном интервале хрупкости (ТИХ). Целью настоящей работы является прогнозирование кинетики состояния цилиндрических слитков из никелевых сплавов в процессе ЭЛО их поверхности на основе результатов численного моделирования.

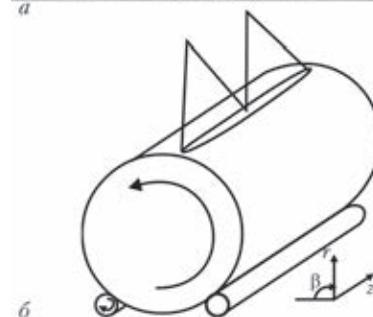
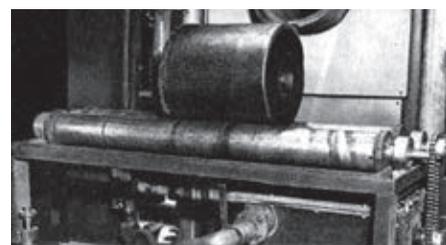


Рис. 1. Внешний вид (а) [1] и схема (б) процесса электронно-лучевого оплавления поверхности цилиндрического слитка

Известно, что склонность различных металлов и сплавов к горячему растрескиванию описывается кинетикой пластического деформирования при их остывании в ТИХ: если пластические деформации, накопленные в ТИХ, превышают некоторое критическое значение, то существует высокая вероятность появления горячих трещин [6]. Никелевые сплавы характеризуются двумя ТИХ (ТИХ1, ТИХ2) и соответствующими критическими деформациями разрушения  $\varepsilon_{1c}$  и  $\varepsilon_{2c}$ . Поэтому влияние локального нагрева на технологическую прочность оплаваемого слоя предполагает многомерный анализ кинетики термомодеформированного состояния слитка с учетом характерных особенностей процесса ЭЛО.

Особенностью рассматриваемой технологии является многолучевой нагрев поверхности цилиндрического слитка (рис. 1, б), что предполагает неоднородность температурного поля в области перехода между пятнами нагрева каждого из источников: наложение энергетических потоков лучистой энергии может давать как недостаточный локальный прогрев, так и перегрев в зависимости от взаимного расположения источников и их характеристик. Неоднородность поля температур может иметь следствием локальные концентраторы напряжений и более существенное развитие пластических деформаций, что может повлиять на стойкость к появлению горячих трещин в процессе оплавления. Как известно, пятно сварочного нагрева от каждого из источников, сканирующего определённый участок образующей поверхности цилиндрического слитка, имеет эллипсовидную форму (рис. 2, а), что связано, во-первых, с нормальным распределением энергии в фокальном пятне луча, во-вторых, со снижением эффективности нагрева электронным лучом при увеличении угла падения на поверхность. Для учёта этих факторов каждый из источников сварочного нагрева представлялся в виде переменного по длине слитка поверхностного источника нагрева (рис. 2, б), поток тепла которого на отрезке сканирования луча  $[z_1, z_2]$  равномерен, а на периферии распределяется по нормальному закону согласно параметрам луча. Функциональная зависимость

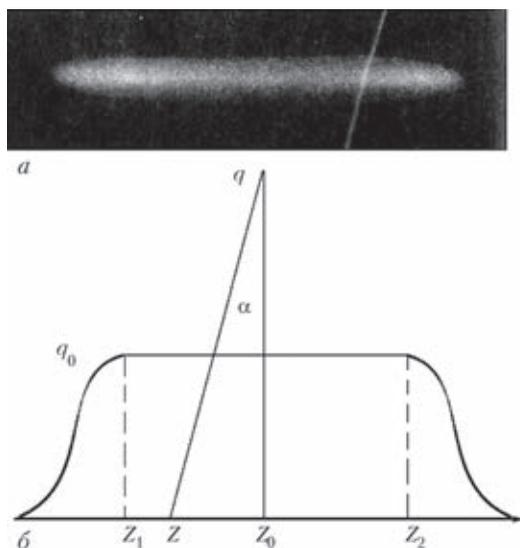


Рис. 2. Внешний вид пятна нагрева поверхности слитка одним электронно-лучевым источником нагрева (а) [1] и схема распределения энергии в фокальном пятне (б)

$\eta(x)$  определялась на основе имеющихся экспериментальных данных об эффективности нагрева электронным лучом в зависимости от угла его падения на поверхность [7].

Распределение температур  $T$  в слитке в различные моменты времени  $t$  при оплавлении рассчитывалось путём решения уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах  $(r, \beta, z)$  в осесимметричном приближении с учетом соответствующих граничных условий [8]:

$$r \cdot c\gamma(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r \cdot \lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right),$$

$$-\lambda(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r,z \in \Pi} = \varepsilon \cdot \sigma \times$$

$$\times \left[ (T + 273) \cdot (T^* + 273)^3 - (T_{cp} + 273)^4 \right] - q(z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0,$$

где  $c\gamma, \lambda$  – теплоемкость и теплопроводность материала, соответственно;  $T_{cp}$  – температура окружающей среды;  $q(z)$  – поток энергии от электронно-лучевых пушек;  $\Pi$  – линия внешней поверхности слитка;  $\varepsilon$  – степень черноты поверхности слитка;  $\sigma$  – константа Стефана-Больцмана; индекс «\*» относит переменную к предыдущему шагу прослеживания.

Дальнейший численный анализ предполагает оценку термомодеформированного состояния слитка на основе расчета кинетики поля температур и известных термомеханических свойств материала. Для этого методом последовательного прослеживания развития напряжений  $\sigma_{ij}$  и деформаций  $\varepsilon_{ij}$  решалась краевая неизотермическая задача в рамках механики упругопластической среды [9]:

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p + \delta_{ij} \cdot d\varepsilon_T, \quad (2)$$

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \Psi \cdot (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot \sigma_m) + \delta_{ij} \cdot (K \cdot \sigma_m + \Delta\varepsilon_T) -$$

$$- \frac{1}{2 \cdot G} \cdot (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot \sigma_m)^* + (K \cdot \sigma_m)^*, \quad (3)$$

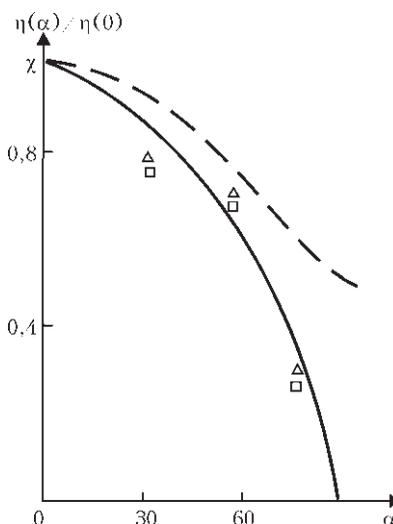


Рис. 3. Экспериментальные данные об эффективности нагрева поверхности электронным лучом в зависимости от угла падения [7]

Таблица 1. Температурные зависимости физических и механических свойств никелевого сплава ЖС-32 [10]

T, °C	λ, Дж/см·с·°C	cγ, Дж/(см³·°C)	σ <sub>р</sub> , МПа
20	0,92	4,07	600
100	0,83	4,19	568
200	0,74	4,35	527
300	0,68	4,47	487
400	0,64	4,62	446
500	0,62	4,72	406
800	0,57	5,03	285
1300	0,55	5,22	83
1327	0,77	5,50	72
1455	0,69	6,55	20

$$\Delta \varepsilon_{ij} = \left( \Psi - \frac{1}{2 \cdot G} \right) \cdot (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot \sigma_m), \quad (4)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{\Psi} \cdot \left( \Delta \varepsilon_{ij} + \delta_{ij} \cdot \frac{\Psi - K}{K} \cdot \Delta \varepsilon \right) + J_{ij}, \quad (5)$$

где  $d\varepsilon_{ij}^e, d\varepsilon_{ij}^p, d\varepsilon_T$  – аддитивные составляющие приращения тензора деформаций, связанные с упругим, пластическим и температурным механизмами деформирования сплошной среды;  $i, j = \{r, \beta, z\}$ ;  $\sigma_m = \sigma_{ii}/3$  – среднее нормальное напряжение,  $\sigma_i = \sqrt{(\sigma_{ij} \cdot \sigma_{ij})}/2$  – интенсивность напряжений,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера,  $K = \frac{1-2 \cdot \nu}{E}$ ,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $G = \frac{E}{2 \cdot (1+\nu)}$ ,  $\Psi$  – функция состояния материала, определяемая условием текучести Мизеса, т.е.

$$\Psi = \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i < \sigma_T(T),$$

$$\Psi > \frac{1}{2G}, \text{ если } \sigma_i = \sigma_T(T), \quad (6)$$

$$\sigma_i > \sigma_T(T) \text{ – недопустимое состояние.}$$

Приращение компонент пластических деформаций, необходимых для оценки склонности металла к горячему растрескиванию, может быть вычислено следующим образом:

$$\Delta \varepsilon_{ij}^p = \left( \Psi - \frac{1}{2 \cdot G} \right) \cdot (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot \sigma_m), \quad i, j = \{r, \beta, z\} \quad (7)$$

Постановка конечно-элементной задачи в рамках соотношений (2)–(6) реализуется минимизацией функционала  $\mathcal{E}_1$ , который имеет следующее математическое выражение:

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{1}{2} \cdot \sum_V (\sigma_{ij} + J_{ij}) \cdot \Delta \varepsilon_{ij} \cdot V + \sum_{S_p} P_i \cdot \Delta U_i \cdot \Delta S_p, \quad (8)$$

$$i, j = \{r, \beta, z\}$$

Таблица 2. Экспериментальные данные об оплавлении цилиндрических слитков из никелевого сплава [1]

Режим	Технологический этап	Продолжительность этапа, мин	Мощность нагрева, кВт	Скорость вращения слитка, рад/с	Наличие горячих трещин в оплавленном слое
I	Оплавление	40	128	0,008	да
	Нагрев	30	40	0,017	
II	--/--	60	80	0,017	нет
	Оплавление	26	116	0,008	
	Охлаждение	30	32	0,008	

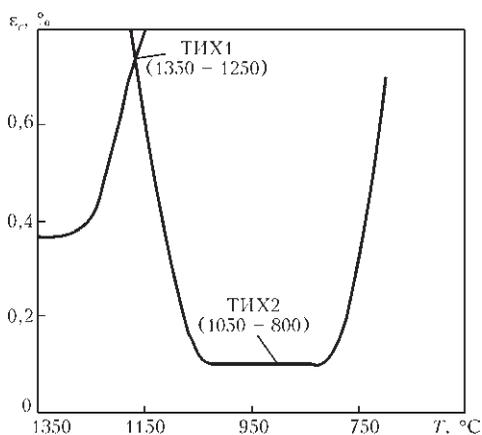


Рис. 4. Величины предельных деформаций при остывании никелевого сплава ЖС-32 в температурных интервалах хрупкости

где

$$J_{ij} = \frac{1}{\Psi} \cdot \left[ (b_{ij} - \delta_{ij} \cdot b) + \delta_{ij} \left( K \cdot \sigma_m^* - \frac{\Delta \varepsilon_T}{K} \right) \right],$$

$$b_{ij} = \frac{1}{2 \cdot G} \cdot (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot \sigma_m)^* + (K \cdot \sigma_m)^*, \quad b = b_{ii}/3;$$

$\sum_V$  – оператор суммы по внутренним конечным элементам,  $\sum_{S_p}$  – оператор суммы по граничным конечным элементам, на которых заданы компоненты вектора  $P_i$  внешних усилий

Специфика технологического процесса ЭЛО слитков из никелевых сплавов рассматривалась на примере оплавления цилиндрического слитка из сплава ЖС-32 (свойства которого приведены в табл. 1) длиной 1000 мм, диаметром 260 мм посредством системы из трёх электронно-лучевых пушек. Согласно результатам численного анализа кинетики поля температур (рис. 5, 6), стационарный режим проплавления можно гарантированно получить для числа оборотов  $n = 5-6$  в достаточно широком диапазоне варьирования параметров тепловложения: скорости вращения слитка  $v$  и мощности источников  $q$ . При этом, глубина проплавления в некоторых случаях может быть недостаточной для устранения характерных дефектов поверхности. Кроме того, в случае недостаточного сведения лучей область между ними может получить меньший прогрев, что характеризуется сокращением длины ванны жидкого металла (рис. 5) и неглубоким проплавлением (вплоть до нуля). Поэтому такие режимы могут быть рекомендованы только для начальных этапов разогрева слитка или при его остывании, тогда как собственно оплавление требует более существенного тепловложения:  $q > 50$  кВт,  $v > 0,045$  рад/с.

Таблица 3. Режимы ЭЛО цилиндрического слитка из никелевого сплава ЖС-32, использованные при моделировании

№ режима	1	2	3
Параметры тепловложения на обороте 1 (нагрев)	$q_1 = 80$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек	$q_1 = 90$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек	$q_1 = 80$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек
Параметры тепловложения на обороте 2 (оплавление)	$q_2 = 105$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек	$q_2 = 130$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек	$q_2 = 105$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек
Параметры тепловложения на обороте 3 (охлаждение)	$q_3 = 45$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек	$q_3 = 70$ кВт; $v = 0,008$ рад/сек	$q_3 = 45$ кВт; $v = 0,007$ рад/сек
Взаимное расположение источников	Недостаточное прогревание области контакта	Недостаточное прогревание области контакта	Перегрев области контакта

Как показали результаты экспериментальных исследований (табл. 2), качественная поверхность слитка без трещинообразных дефектов может быть получена существенным увеличением количества оборотов слитка при оплавлении и остывании (Режим II), что повышает себестоимость и трудоёмкость ЭЛО, а также затрудняет экспериментальную оптимизацию технологических параметров [1]. Разработанные модели позволяют выявить характерные особенности кинетики поля пластических деформаций, а именно, накопление пластических деформаций при остывании в ТИХ1 и ТИХ2 (рис. 4). При этом практический интерес представляют режимы ЭЛО, предполагающие небольшое количество оборотов, но позволяющие получить достаточную глубину проплавления и избежать появления горячих трещин. Принципиальное различие между Режимом I, вызвавшим растрескивание поверхностного оплавленного слоя, и Режимом II, использование которого позволило получить бездефектную поверхность, заключается в том, что благоприятный режим требует предварительного подогрева и плавного охлаждения слитка, тогда как жесткий режим существенного тепловложения

предопределяет повышенную склонность металла к растрескиванию. Поэтому можно предположить, что оптимальным количеством оборотов при ЭЛО слитков из никелевых сплавов является  $n = 3$ : первый оборот для предварительного нагрева слитка, второй – для получения проплавления необходимой глубины, третий – для плавного остывания.

В рамках настоящего исследования было проанализировано влияние параметров процесса локального переплава поверхностного слоя цилиндрического слитка из никелевого сплава на склонность металла к горячему растрескиванию. Наиболее опасным, с позиций технологической прочности металла, является температурный диапазон ТИХ2, который вдвое шире ТИХ1 и имеет меньшее значение критической пластической деформации  $\epsilon_c$ . Влияние таких технологических параметров, как тепловложение на каждом из этапов ЭЛО и взаимное расположение источников нагрева исследовалось на режимах, приведенных в табл. 3. Как видно из результатов расчета, недостаточный прогрев области взаимного влияния электронно-лучевых источников

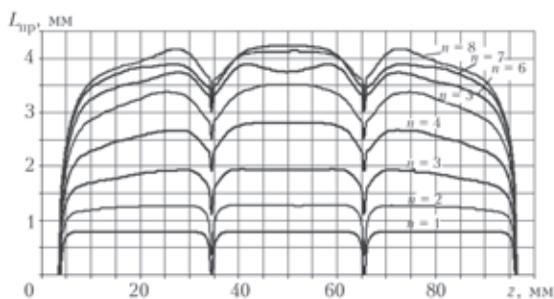


Рис. 5. Осевое распределение длины ванны жидкого металла  $L_{пр}$  в зависимости от количества оборотов слитка  $n$  при  $q = 50$  кВт,  $v = 0,006$  рад/с

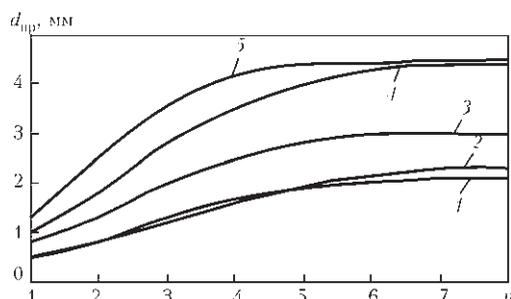


Рис. 6. Зависимость максимальной глубины проплавления  $d_{пр}$  от количества оборотов слитка  $n$  при различных параметрах тепловложения: 1 –  $q = 40$  кВт,  $v = 0,0045$  рад/с; 2 –  $q = 50$  кВт,  $v = 0,0060$  рад/с; 3 –  $q = 50$  кВт,  $v = 0,0045$  рад/с; 4 –  $q = 60$  кВт,  $v = 0,0045$  рад/с; 5 –  $q = 50$  кВт,  $v = 0,003$  рад/с

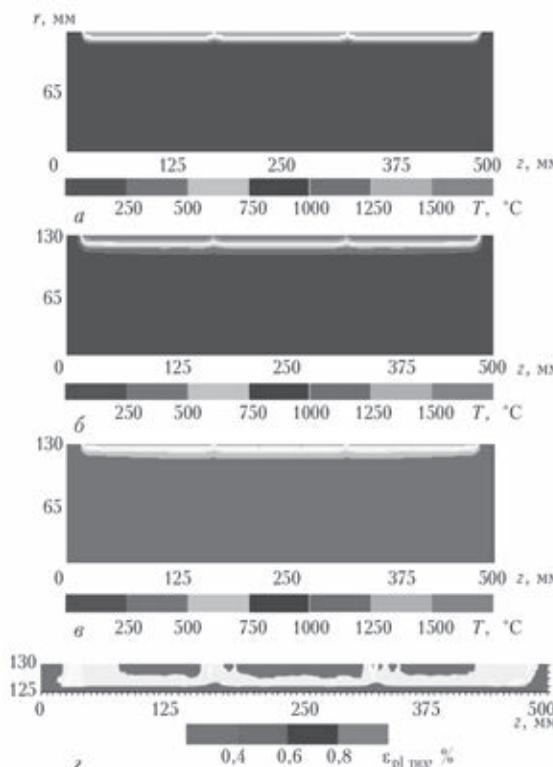


Рис. 7. Поле максимальных температур при ЭЛО цилиндрического слитка для режима 1 (см. табл. 3) на обороте нагрева (а), оплавления (б) и охлаждения (в), распределение пластических деформаций, накопленных при остывании в ТИХ2 (в)

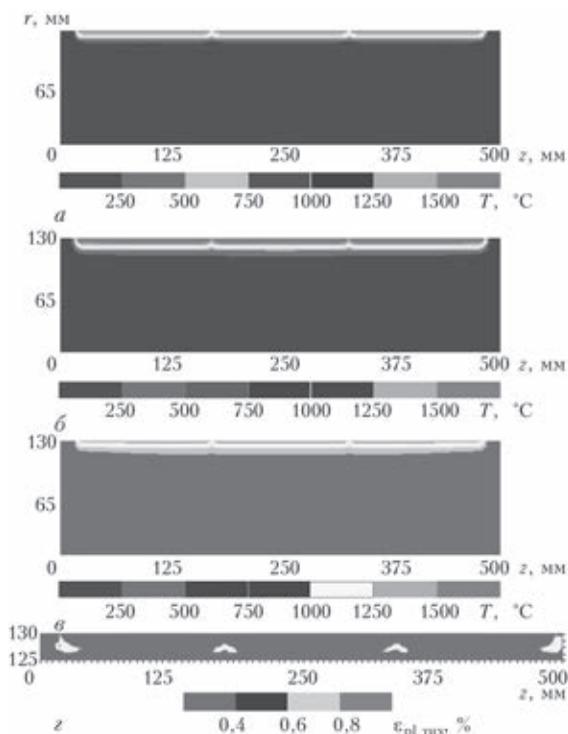


Рис. 8. То же, что на рис. 7 для режима 2 (см. табл. 3)

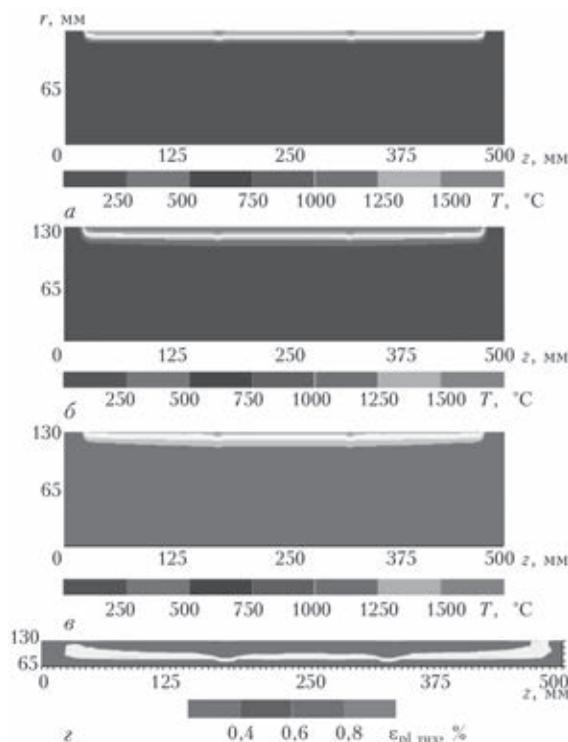


Рис. 9. То же, что на рис. 7 для режима 3 (см. табл. 3)

(Режим 1) вызывает не только неглубокое проплавление этой части поверхностного слоя, но и концентрацию пластических деформаций, накопленных в ТИХ2 (рис. 7). При увеличении тепловложения (Режим 2) снижение скорости остывания снижает склонность металла к появлению горячих трещин, но не позволяет в достаточной степени убрать концентратор напряжений (рис. 8). Сближение источников нагрева (Режим 3) и прогрев области их взаимного влияния имеет благо-

приятное влияние на область локального концентратора и снижает уровень пластических деформаций до допустимых величин (рис. 9).

**Выводы**

1. Построены математические модели и комплекс средств компьютерного моделирования кинетики полей температур, деформаций, напряжений при электронно-лучевом оплавлении цилиндрических слитков из сплавов на основе никеля с позиций оценки влияния технологических параметров процесса на глубину проплавления поверхностного слоя и склонности переплавленного металла к образованию горячих трещин.

2. Исследовано влияние параметров ЭЛО цилиндрических слитков из сплава на основе никеля на характер проплавления поверхностного слоя. Показаны особенности выхода на стационарный режим проплавления при различных величинах тепловложения, а также распределение глубины ванны расплавленного металла при различном взаимном расположении источников нагрева.

3. Показаны пути оптимизации процесса ЭЛО с позиций уменьшения склонности металла поверхностного слоя цилиндрических слитков из никелевых сплавов к возникновению горячих трещин. В частности, исследовано влияние взаимного расположения источников нагрева, а также характера тепловложения на различных этапах оплавления поверхности слитка на степень развития пластических деформаций в температурном интервале хрупкости ТИХ2.

1. Патон Б.Е., Тригуб Н.П., Козлитин Д.А., Ахонин С.В., Дереча А.Я., Пан П.А.: Электронно-лучевая плавка. – Киев, Наук. думка: 1997. – С. 181–198.
2. Электронно-лучевая установка УЭ-185 для оплавления поверхностного слоя слитков / Н. П. Тригуб, Г. В. Жук, А. Н. Пикулин и др. // Совр. электрометаллургия. – 2003. – № 3. – С. 12–14.
3. Электронно-лучевое оплавление слитков титана / А.Н. Пикулин, Г.В. Жук, Н.П. Тригуб, С.В. Ахонин// Совр. электрометаллургия. – 2003. – № 4. – С. 17–19.
4. *Mathematical Modeling of Aluminum Evaporation During Electron-Beam Cold-Hearth Melting of Ti-6Al-4V Ingots* / S.V. Akhonin, N.P. Trigub, V.N. Zamkov, S.L. Semiatin // Metallurgical and Materials Transaction. – Volume 34b. – August 2003. – P. 447–454.
5. Ахонин С.В., Миленин А.С., Пикулин А.Н. Моделирование процессов испарения легирующих элементов при электронно-лучевом оплавлении поверхности цилиндрических слитков из сплавов на основе титана. // Совр. электрометаллургия. – 2005. – № 1. – С. 21–25.
6. Nakata K., Matsuda F. Evaluations of Ductility Characteristics and Cracking Susceptibility of Al Alloys during Welding // Trans. JWRI. – 1995. – Vol. 24. – № 1. – P. 83–94.
7. Исследование зависимости коэффициента полезного действия электронно-лучевого нагрева от угла падения луча на поверхность тела / М.Л. Жадкевич, С.Г. Зимин, Д.А. Ищенко и др. // Физ. и хим. обраб. матер. – 1989. – № 6. – С. 46–48.
8. Махненко В.И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. Киев: Наук. думка, 1976. – 320 с.
9. Махненко В.И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. Киев: Наук. думка. 2006. – 618 с.
10. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е. З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ЭШН ЖМ РАЗНОРОДНЫХ ПО ВЫСОТЕ КРУПНЫХ СТАЛЬНЫХ СЛИТКОВ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

*А. С. Миленин, В. Я. Саенко, А. А. Полишко, С. С. Козлитина, Л. И. Дзюбак*

*Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

На основе математического и физического моделирования проведена оценка возможности получения крупных слитков круглого сечения из разнородных по высоте сталей и сплавов путем электрошлаковой наплавки жидким металлом (ЭШН ЖМ) в токоподводящем кристаллизаторе на торцевую поверхность исходного готового слитка. Приведены результаты экспериментальной проверки расчетов математического анализа на примере получения с применением способа ЭШН ЖМ модельного биметаллического слитка диаметром 180 мм из высоколегированной стали 12Х13 (исходный готовый слиток) и среднелегированной стали 38ХНЗМФА (наплавленный металл) с обеспечением гарантированного сплавления слоев разнородных сталей с помощью методов математического моделирования сделан прогноз по получению крупных слитков из разнородных материалов диаметром до 1200 мм с гарантированным качеством переходной зоны. Отклонение результатов расчетов от экспериментальных данных не превышает 4 %. Разработанная математическая модель адекватна реальному процессу получения с применением ЭШН ЖМ разнородных по высоте слитков, что позволяет ее использовать для практических расчетов.

Применение разнородных элементов конструкций и механизмов позволяет достичь уникального набора эксплуатационных характеристик. Наиболее распространенным методом получения конструкций из различных металлов и сплавов является их сварка, в частности электрошлаковая. Альтернативным подходом применительно к крупногабаритным заготовкам является электрошлаковая плавка в токоведущем кристаллизаторе с переменным составом подаваемого металла. Достаточно простой реализацией такого технологического цикла является использование готового слитка из одного материала с последующей наплавкой другого материала. Оптимизацию такой технологии и изучение особенностей формирования переходной зоны в разнородном слитке удобно производить методами математического моделирования температурных процессов. В рамках настоящей работы был разработан комплекс средств математического и компьютерного моделирования процесса, который позволяет прогнозировать развитие температурных полей при электрошлаковой плавке цилиндрических слитков, разнородных по высоте, и производить соответствующую оптимизацию технологических параметров.

Электрошлаковый переплав (наплавка) с применением жидкого металла (ЭШН ЖМ) открывает большие возможности для получения моноблочных разнородных по высоте (длине) круглых стальных слитков путем регламентированной заливки в токоподводящий кристаллизатор (ТПК) жидкого металла различного химического состава. Ранее в работе [1] была показана возможность путем непрерывного процесса электрошлаковой плавки в токоведущем кристаллизаторе с жидким присадочным металлом получать разнородные по высоте стальные слитки большого сечения с минимальной протяженностью переходной зоны. При этом производилось соответствующее управление глубиной жидкой металлической ванны в головной части слитка первого химического состава перед началом выплавки нижней части слитка второго химического состава.

Однако для реализации такой технологической схемы получения разнородных по высоте (длине) слитков необходимо обеспечить выплавку и бесперебойную строго синхронную подачу на печь ЭШП жидкого металла разного химического состава. Кроме того, для реализации этой схемы требуется разработка и применение специальной системы автоматического управления процессом ЭШН ЖМ. В работе [2] рассматривается возможность получения крупных слитков круглого сечения из разнородных по высоте сталей и сплавов путем электрошлаковой наплавки в токоподводящем кристаллизаторе на предварительно подогретую перед подачей жидкого металла торцевую поверхность исходного готового слитка одного химического состава металлом другого химического состава.

Отличительной особенностью и достоинством рассматриваемой технологической схемы ЭШН ЖМ является то, что протяженность переходной зоны разнородных сталей гетерогенного слитка определяется глубиной проплавления торцевой поверхности исходного слитка, минимальная величина которой практически может не превышать 1–3 мм. При этом в качестве исходного слитка может быть использован слиток ЭШП, ранее полученный на той же печи ЭШП с применением токоподводящего кристаллизатора. Необходимым условием применения опробованной схемы [2] является обеспечение технологических и металлургических условий для гарантированного формирования бездефектной зоны сплавления разнородных сталей по всему поперечному сечению слитка при минимально возможной протяженности переменного химического состава на границе сплавления разнородных сталей гетерогенного слитка. В качестве исходного слитка может быть также использована соответствующая литая или ковкая заготовка, полученная другим методом.

С целью анализа характерных особенностей технологии ЭШН ЖМ в токоведущем кристаллизаторе разнородных по высоте стальных слитков проведено комплексное численно-экспериментальное исследование кинетики процессов, определяющих качество получа-

емого продукта, соответствующие экспериментальные работы и металлографические исследования.

В рамках исследования решались следующие задачи:

– определение поля электрического потенциала в жидкой шлаковой ванне и соответствующего тепловыделения;

– расчет температурного поля в шлаковой и металлической ваннах;

– прогнозирование глубины проплавления слитка в зависимости от технологических параметров процесса.

В результате приложения разности потенциалов  $U_0$  на токоведущий кристаллизатор в слое жидкого шлака формируется поле потенциала  $U$ , определяемое электропроводностью среды  $\sigma$  согласно следующему уравнению в цилиндрических координатах ( $r, \beta, z$ ) в осесимметричном приближении:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r\sigma \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r\sigma \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1)$$

Граничные условия задачи (1) могут быть сформулированы следующим образом: на границе  $z = 0$   $\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$ , на границе  $r = 0$   $\left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$ , на границе токоведущего кристаллизатора  $U = U_0$ , на границе изолятора  $\frac{\partial U}{\partial r} = 0$ , на границе шлак-металл  $U = 0$

Тепловыделение в шлаке с известным распределением потенциала может быть описано распределённым объёмным источником тепла

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

Таким образом, известное распределение объёмного источника тепла в слое жидкого шлака позволяет решить задачу теплопроводности, которая для данной задачи может быть сформулирована следующим образом [3]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rW(r, z, t) = rc\gamma \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (3)$$

где:  $\lambda(T)$  – коэффициент теплопроводности материала;  $c\gamma(T)$  – объёмная теплоемкость материала.

Начальное и граничные условия имеют вид:

$$T(r, z)|_{t=0} = T_{cp}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{(r,z) \in \Pi} = \alpha(T - T_{cp})$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $\Pi$  – внешняя граница.

Оценка адекватности разработанных численных методов проводилась посредством экспериментальных исследований на примере ЭШН ЖМ разнородного по высоте биметаллического слитка диаметром  $D=180$  мм из высоколегированной стали 12Х13 (исходный готовый слиток) и среднелегированной стали 38ХН3МФА (наплавленный металл) с гарантированным сплавлением. Технологическая схема ЭШН ЖМ представлена на рис. 1, состав и физические характеристики указанных сталей представлены в табл. 1–2, внешний вид и

поперечный темплет выплавленного слитка приведены на рис. 2. Результаты проведенных металлографических исследований свидетельствуют о высоком качестве зоны сплавления разнородных сталей; несплавления, шлаковые включения, трещины, отколы не выявлены (рис. 3).

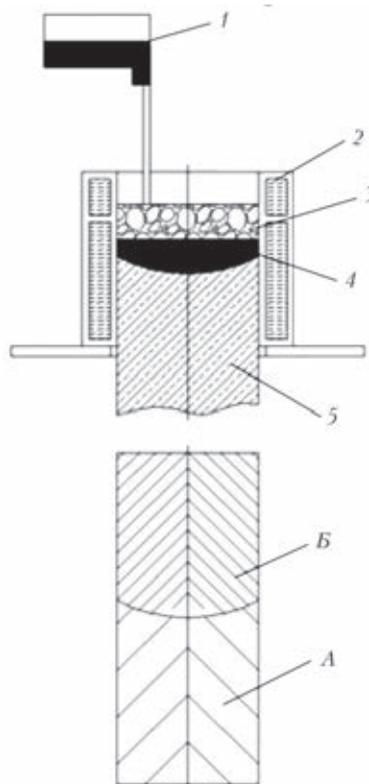


Рис. 1. Технологическая схема изготовления методом ЭШН ЖМ гетерогенных слитков по длине: 1 – заливочное устройство для жидкого металла; 2 – токоподводящий кристаллизатор; 3 – шлаковая ванна; 4 – металлическая ванна; 5 – наплавленный на слиток химического состава А металл химического состава Б

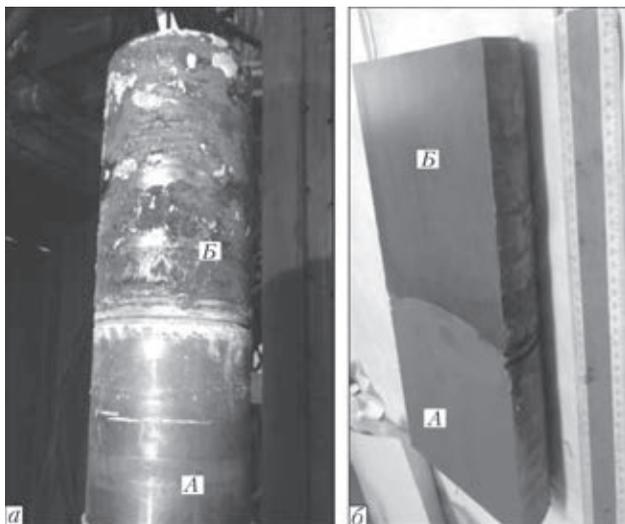


Рис. 2. Внешний вид (а) и поперечный темплет (б) модельного слитка ЭШН ЖМ диаметром 180 мм химического состава А (12Х13) и химического состава Б (38ХН3МФА)

Таблица 1. Химический состав сталей 12Х13 и 38ХН3МФА [4, 5]

Хим. элемент	С	Si	Mn	Ni	S	P	Cr	Mo	V	Cu
12Х13 (состав А)	0,090,15	до 0,8	до 0,8	до 0,6	до 0,025	до 0,03	1214	–	–	–
38ХН3МФА (состав Б)	0,330,4	0,170,37	0,250,5	33,5	до 0,025	до 0,025	1,21,5	0,04	0,15	до 0,3

Таблица 2. Физические свойства сталей 12Х13 и 38ХН3МФА [5, 6]

Температура, °С	12Х13			38ХН3МФА		
	$\lambda$ , Вт/(м °С)	$c$ , Дж/(кг °С)	$\gamma$ , кг/м <sup>3</sup>	$\lambda$ , Вт/(м °С)	$c$ , Дж/(кг °С)	$\gamma$ , кг/м <sup>3</sup>
20	28	473	7720	34	496	7900
100	28	473	7700	34	496	7880
200	28	487	7670	34	508	7850
300	28	506	7640	33	525	7820
400	28	527	7620	32	538	7800
500	27	554	7580	32	567	7760
600	26	586	7550	30	601	7730
700	26	636	7520	29	672	7700
800	25	657	7490	28	697	7670

Результаты моделирования данного процесса (рис. 4) показывают достаточно хорошую корреляцию с экспериментальными исследованиями. В частности, по глубине и форме зоны сплавления отклонение результатов расчетов от экспериментальных данных не превышает 4 %. Изменение концентрации легирующих элементов используемых сталей по высоте слитка определяет размер переходной области, которая в рассмотренном случае составила около 50 мм по высоте (рис. 5).

Характерной особенностью в данном случае является меньший нагрев центральной части слитка в сравнении с периферией, что вызывает неоднородную глубину переходной зоны в радиальном направлении. Поэтому следует ожидать, что при увеличении диаметра выплавляемого слитка эта неоднородность будет проявляться в большей степени, поэтому основной задачей при плавке слитков большого диаметра является прогрев середины слитка до расплавления и формирования расплава по всему сечению заготовки.

Данный вопрос был исследован посредством разработанной математической модели путём прогнозирования оптимальных режимов выплавки цилиндрических слитков различного диаметра. Было обнаружено, что использование кристаллизатора исходной конфигурации (высота изолятора  $H_{из} = 50$  мм) позволяет получать слитки до 700 мм при обеспечении полного расплавления торца заготовки (см. рис. 6 а). При этом ванна характеризуется существенной неоднородностью по глубине, что может иметь негативное влияние на качество переходной зоны и структурную неоднородность слитка. Увеличение высоты

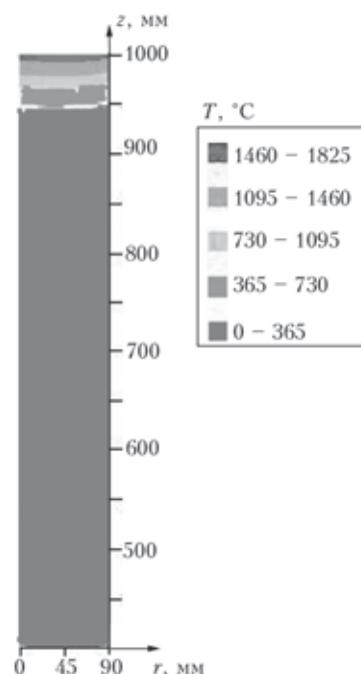


Рис. 4. Распределение температуры на поверхности заготовки химического состава А перед подачей порции жидкого металла химического состава Б:  $D=180$  мм;  $H_{из} = 50$  мм;  $W=120$  кВт; время разогрева 12 мин 30 с

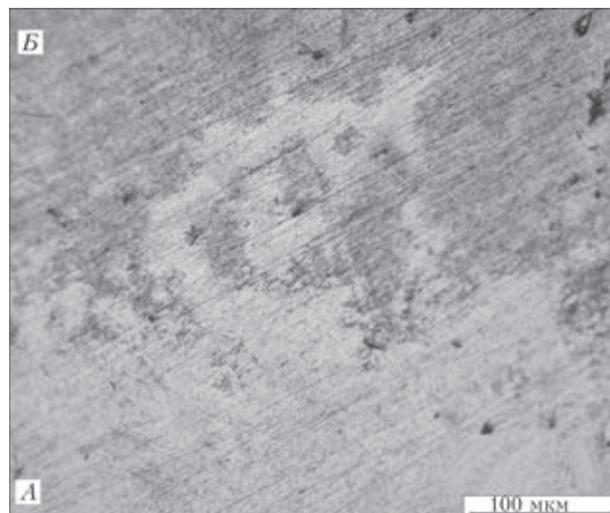


Рис. 3. Микроструктура переходной зоны гетерогенного слитка, x100

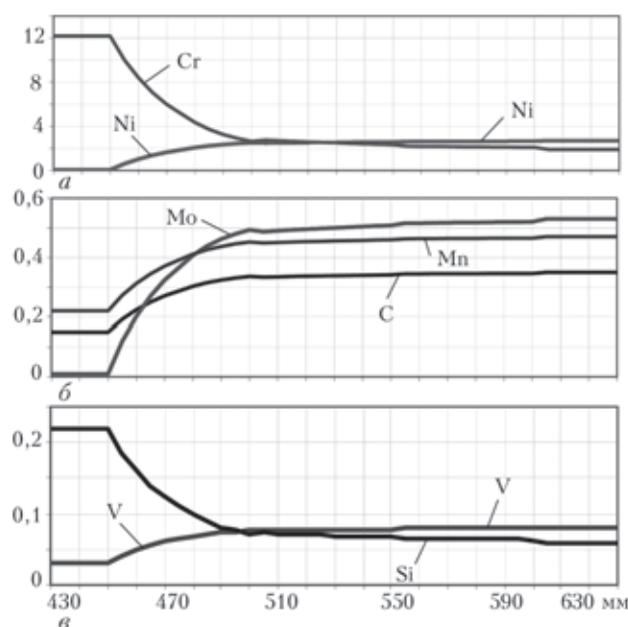


Рис. 5. Распределение химических элементов (С, Cr, Мо, Si, Mn, Ni, V) в переходной зоне по высоте слитка ЭШН ЖМ диаметром 180 мм химического состава А и химического состава Б

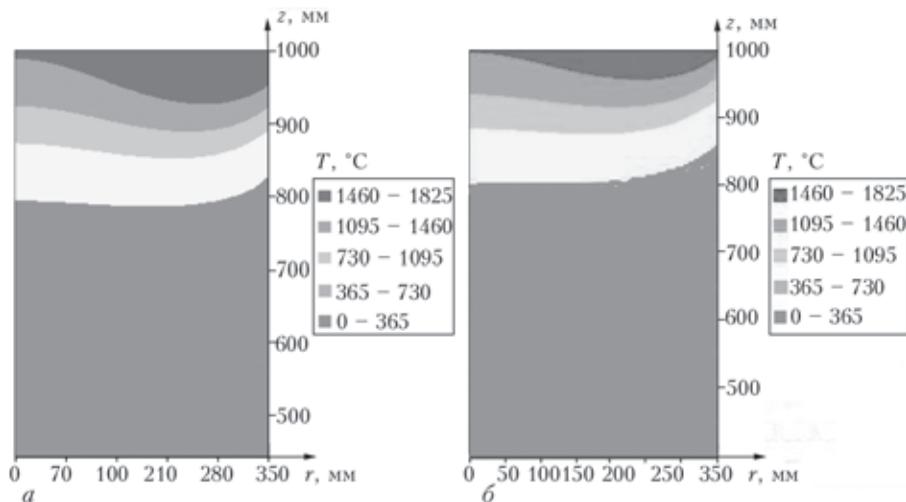


Рис. 6. Распределение температуры заготовки диаметром 700 мм химического состава А перед подачей порции жидкого металла химического состава Б: а –  $H_{из}=50$  мм,  $W = 1000$  кВт, время разогрева 144 мин; б –  $H_{из}=110$  мм,  $W = 1200$  кВт, время разогрева 143 мин

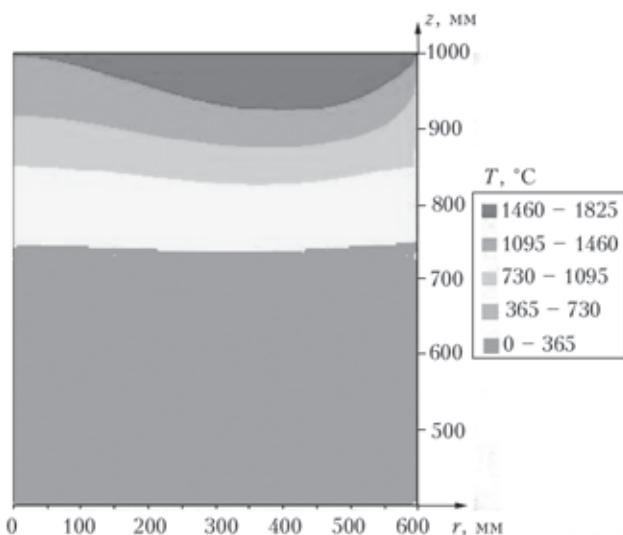


Рис. 7. Распределение температуры исходной заготовки химического состава А перед подачей порции жидкого металла химического состава Б при ЭШН ЖМ и в сечении слитка, выплавка которого ведется ЭШН ЖМ с непосредственной подачей жидкого металла химического состава А и химического состава Б:  $D = 1200$  мм;  $H_{из}=300$  мм;  $W=6240$  кВт; толщина слоя шлака 400 мм, время разогрева 330 мин изолятора позволяет более эффективно перераспределять тепло по ванне жидкого шлака и более равномерно прогревать торец слитка (см. рис. 6 б). Кроме того, такая модификация кристаллизатора даёт возможность увеличить диаметр выплавляемых слитков до 1200 мм (рис. 7) при относительно неглубокой глубине ванны жидкого металла и, соответственно, небольшой переходной зоне между разнородными частями слитка.

**Выводы**

1. Разработан комплекс математических моделей и компьютерных программ для прогнозирования кинетики температурного поля при ЭШН ЖМ разнородных по высоте слитков цилиндрической формы путем электрошлаковой наплавки жидким металлом в токоведущем кристаллизаторе на торцевую поверхность исходного готового слитка. В основу моделирования положено численное решение задачи теплового нагрева и кинетики температурного поля в металле и слое шлака в цилиндрических координатах в осесимметричном приближении.

2. На примере экспериментальной плавки методом ЭШН ЖМ модельного слитка диаметром 180 мм из сталей 12Х13 и 38ХНЗМФА проведена верификация математических моделей, показана хорошая точность прогнозирования формы ванны жидкого металла на торце выплавляемого слитка (около 4 %).

3. На основе результатов математического моделирования показана возможность получения слитков круглого сечения диаметром до 1200 мм из разнородных по высоте сталей и сплавов методом электрошлаковой наплавки жидким металлом (ЭШН ЖМ) в токоведущем кристаллизаторе путём соответствующей модификации формы кристаллизатора.

1. Махненко В. И., Медовар Л. Б., Козлитина С. С., Дзюбак Л. И. Получение способом ЭШП ЖМ разнородного по длине слитка большого сечения с минимальной переходной зоной // Современная электрометаллургия. – 2012. – № 2. – С. 3–7.
2. Заключний звіт ІЕЗ ім. Є.О. Патона НАНУ за темою 1.6.1.9.28 (45). «Розробка нового технологічного процесу отримання гетерогенних матеріалів на базі ЕШП для виробництва композитних роторів енергетичних турбін нового покоління». – номер держреєстрації 0107U003292. – Київ. – 2011. – 169 с.
3. Махненко В. И., Миленин А. С., Козлитина С. С., Дзюбак Л. И. Численный анализ склонности металла разнородного стального слитка к появлению холодных трещин при электрошлаковой плавке // Современная электрометаллургия. – 2008. – № 4. – С. 30–37.
4. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. Киев: Наук. думка, 1976. – 320 с.
5. ГОСТ 4543–71 «Прокат из легированной конструкционной стали».
6. ГОСТ 5632–72 «Стали высоколегированные и сплавы коррозионно-стойкие, жаростойкие и жаропрочные. Марки»
7. Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике. Справочник. Под редакцией Б. Е. Неймарка. М: Энергия, 1967.

# ОЦЕНКА СТЕПЕНИ РАЗГРУЗКИ УЧАСТКА МАГИСТРАЛЬНОГО ТРУБОПРОВОДА С ПОМОЩЬЮ СВАРНОГО БАНДАЖА НА РАЗЛИЧНЫХ ЭТАПАХ РЕМОНТА И ЭКСПЛУАТАЦИИ

А. С. Миленин, В. М. Шекера, Б. В. Царинный, А. Б. Царинный

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

Усиление участков магистральных трубопроводов с обнаруженными при технической диагностике дефектами посредством сварных конструкций (бандажей, муфт) является одним из наиболее распространенных методов ремонта трубопроводов без вывода из эксплуатации. Монтаж усиливающей конструкции состоит из нескольких последовательных этапов (снижение эксплуатационного давления в трубопроводе и установка бандажа; механический натяг; сварка продольных и окружных стыков; подъем давления до эксплуатационного значения), каждый из которых в той или иной степени влияет на суммарный разгружающий эффект. В рамках настоящей работы на основе численно-экспериментального подхода были исследованы закономерности влияния условий и параметров усиления участка магистрального трубопровода на несущую способность конструкции. В частности, с помощью лабораторных стендовых испытаний показаны характерные особенности переходных механических процессов при монтаже усиливающих конструкций, а именно, условия формирования прилегания бандажа к поверхности трубопровода и необратимых деформаций обжимных узлов, которые нивелируют эффект механического натяга. Также предложены подходы инструментального контроля качества монтажа ремонтной конструкции, позволяющие гарантировать необходимый уровень разгрузки. На основе результатов математического моделирования процессов сварки угловых швов при окончательной сборке бандажа показано существенное влияние сварочной усадки на суммарный эффект ремонта.

Усиление участков магистральных трубопроводов (МТ) с обнаруженными дефектами посредством сварных усиливающих конструкций (УК) – бандажей и муфт – является одним из наиболее распространенных методов ремонта сухопутных участков трубопроводов без вывода из эксплуатации [1–3]. Эта технология позволяет частично перераспределить усилие от внутреннего давления на дефектном участке МТ между стенками трубы и УК, что повышает несущую способность такой составной конструкции вплоть до значений, предполагаемых проектными требованиями. Величина разгрузки зависит от геометрических размеров МТ и УК, а также от технологических параметров на каждом из этапов ремонтно-восстановительных работ. Порядок выполнения ремонта усилением металлическими бандажами (муфтами) следующий [4]:

– снижение внутреннего давления в трубопроводе от эксплуатационного  $P$  до ремонтного  $P_k$ , подготовка поверхности трубопровода, установка полумуфт;

– механический натяг бандажа посредством болтовых узлов или цепных механизмов, формирование поверхностного прилегания в контактной паре «трубопровод – бандаж» и необходимого контактного давления  $P_k$ ;

– приварка пластины по образующей для неразъемного соединения двух полуоболочек усиливающей конструкции;

– переизоляция конструкции, увеличение внутреннего давления в трубопроводе до эксплуатационного значения  $P$ .

Актуальные отечественные стандарты [4–5] предписывают оптимизировать толщину стенки УК в зависимости от соотношения толщин бандажа и стенки трубопровода при фиксированном ремонтном давлении  $P_p = 0,7P$ . При этом не рассматриваются такие важные параметры, как величина контактного давления, тип и форма обнаруженного дефекта, влияние сварочного процесса. Как показывают экспериментальные натурные исследования [6],

© А. С. МИЛЕНИН, В. М. ШЕКЕРА, Б. В. ЦАРИННЫЙ, А. Б. ЦАРИННЫЙ

каждый из указанных этапов может иметь существенное влияние на степень разгрузки и эффективность ремонтно-восстановительных работ (рис. 1). Поэтому всестороннее изучение специфики влияния технологических параметров установки УК на степень усиления дефектных участков МТ с позиции гарантирования их безопасной эксплуатации представляет практический интерес. Целью настоящей работы является численно-экспериментальный анализ эффективности разгрузки дефектных участков магистральных трубопроводов посредством усиливающих сварных конструкций.

Экспертиза результатов неразрушающего контроля участка МТ с обнаруженным дефектом позволяет оценить условия допустимости его состояния [7]. В частности, одним из распространенных дефектов является локальная потеря металла коррозионной природы (рис. 2 а), допустимость которых при конкретных эксплуатационных параметрах определяется отраслевыми и государственными нормативными документами. В частности, американский стандарт API 579 предписывает к использованию следующее условие сохранения целостности участка МТ с обнаруженным трехмерным дефектом локального утонения стенки [8]:

$$Y = t_{\min} - W \Delta t - t_p R_i > 0, \quad i = s, u \quad (1)$$

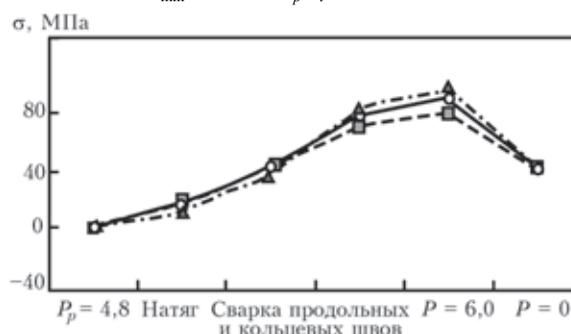


Рис. 1. Влияние различных этапов ремонта посредством сварной муфты на величину окружных (□), продольных (Δ) и эквивалентных (○) напряжений [6]

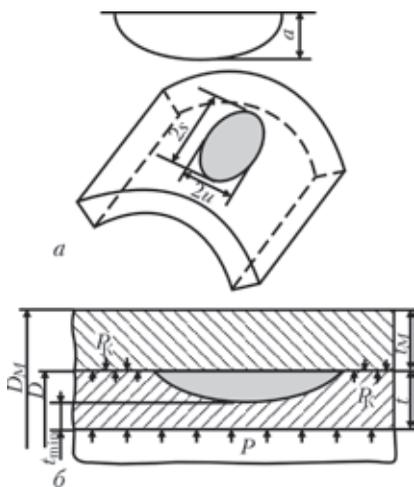


Рис. 2. Схема дефекта локального утонения стенки на внешней поверхности магистрального трубопровода (а) и контактной области между усиливающим бандажом и трубой (б)

где  $t_{min}$  – минимальная остаточная толщина стенки МТ;  $t_p$  – минимальная допустимая толщина стенки МТ, определяемая либо конструктивно-эксплуатационными требованиями к МТ на рассматриваемом участке, либо дополнительным численным исследованием;  $W$  – скорость равномерной коррозии;  $\Delta t$  – рассматриваемый промежуток времени эксплуатации;  $R_i$  – функция формы дефекта утонения, определяемая следующим образом

$$R_s = \begin{cases} 0,2, & \text{если } \lambda = \frac{1,285s}{\sqrt{D_b t_p}} \leq 0,3475 \\ \left(0,9 - \frac{0,9}{\sqrt{1,0 + 0,48\lambda^2}}\right) \times \\ \times \left(1,0 - \frac{0,9}{\sqrt{1,0 + 0,48\lambda^2}}\right)^{-1}, & \text{если } \lambda > 0,3475 \end{cases} \quad (2)$$

$$R_u = \begin{cases} 0,2, & \text{если } \psi = \frac{u}{D_b} \leq 0,3475 \\ \frac{-0,73589 + 10,511\psi^2}{1,0 + 13,838\psi^2}, & \text{если } \psi > 0,3475 \end{cases}$$

где  $D_b$  – внутренний диаметр трубы.

Значение  $t_p$ , в свою очередь, зависит от внутреннего давления в трубопроводе. Соответственно, ремонтное давление  $P_p$  выбирается с позиций перевода дефекта в состояние допустимого с дополнительным учетом контактного давления  $P_K$ , которое сформируется в области поверхностного взаимодействия трубы с УК (рис. 2 б). Связь между величинами ремонтного, эксплуатационного и контактного давлений обеспечивающими необходимую несущую способность МТ выражается следующим образом [9]:

$$P_p \leq \frac{[P] - P(1 - \chi_1) + P_K}{\chi_1} \quad (P_K > 0), \quad (3)$$

где  $[P]$  – максимальное внутреннее давление в МТ, при котором обнаруженный дефект является допустимым,

$$\chi_1 = \left(1 + \frac{(0,5D_M)^2 t}{(0,5D)^2 t_M}\right)^{-1}$$

Экономически наиболее выгодным является такой подбор параметров, который позволяет реализовать величину  $P_K$  достаточную для перевода дефекта в разряд допустимых без сопутствующего снижения давления в трубопроводе на время ремонта  $P_p = P$ . Это требует гарантированной величины  $P_K$ , которая сформировалась в процессе инсталляции ремонтной конструкции, для подтверждения того, что необходимая часть эксплуатационной нагрузки была воспринята УК и дефект перешел в ранг допустимого. Процесс формирования контактной пары «трубопровод – ремонтная конструкция» зависит от многих аспектов, которые трудно описать в рамках математических моделей: состояние поверхностей, отклонение формы рассматриваемых конструкций от цилиндрической, допуски на толщины стенок, проч. Поэтому специфику формирования и методы контроля контактного давления при установке усиливающих конструкций на дефектный участок МТ целесообразно производить с помощью соответствующих экспериментальных исследований. Для этого был разработан стенд для экспериментальных исследований технологического процесса установки бандажа на элемент трубопровода посредством болтового натяга, внешний вид и размеры которого приведены на рис. 3. Толщина стенки бандажа выбрана с точки зрения лучшего выявления специфики развития полей деформаций УК в процессе механического натяга. Инструментальный контроль состояния бандажа производился на основе показаний системы тензодатчиков ПКБ20, установленных согласно схеме, приведенной на рис. 4, а, а также разработанных в Институте электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины деформометров механического (рис. 6, а) и емкостного типа [9]. Прикладываемое усилие кручения на болтовом узле при механическом натяге измерялось посредством динамометрического ключа.

На рис. 4, б приведены характерные зависимости развития деформаций согласно показаниям тензодатчиков от величины крутящего момента  $F_{Kp}$  прикладываемого к болтам при натяге. Как видно из этих данных, распределение деформаций может быть достаточно разнородным по площади бандажа, но при этом можно выделить характерные этапы процесса нагружения, такие как:

- выборка зазоров между УК и элементом трубопровода, изгибное деформирование конструкций как безмоментных оболочек до соответствия форм их поперечного сечения между собой;

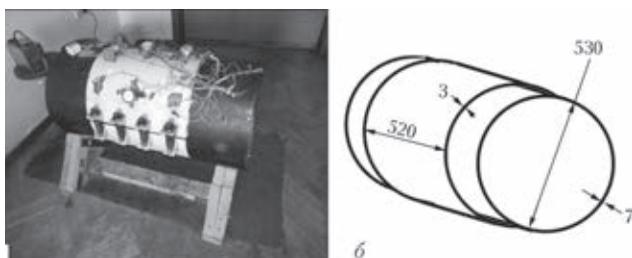


Рис. 3. Внешний вид (а) и схема (б) лабораторного стенда по исследованию процесса монтажа усиливающих конструкций на элемент магистрального трубопровода.

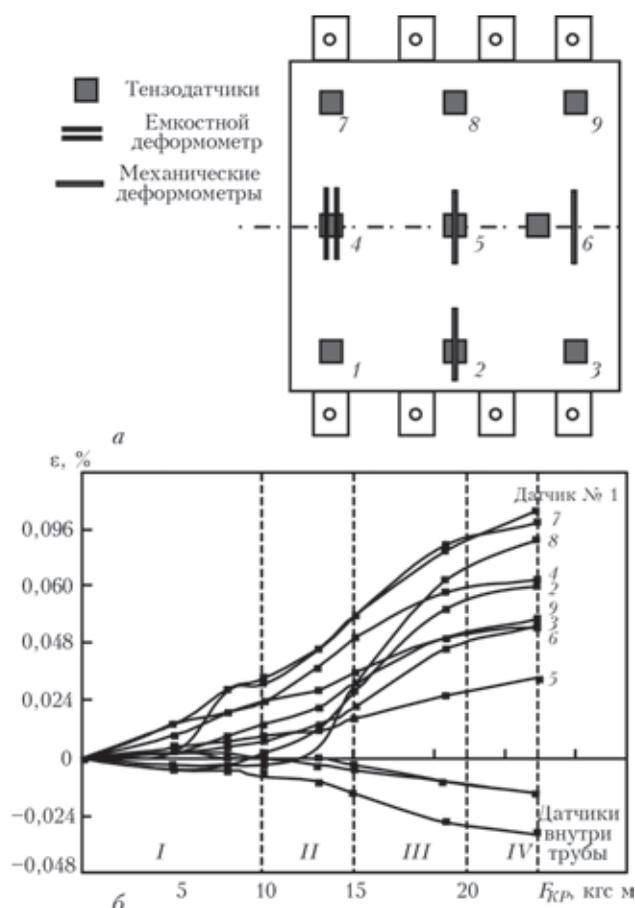


Рис. 4. Схема расположения датчиков при измерении деформированного состояния бандажа в процессе механического натяга (а) и пример показаний системы тензодатчиков в зависимости от текущего крутящего момента на болтовом механизме (б): I – выборка технологических зазоров; II – формирование прилегания; III – упругая область работы контактной пары; IV – исчерпание разгружающего действия бандажа механическим натягом.

– формирование механического прилегания поверхностей в контактной паре, позволяющего передавать усилие с бандажа к трубе;

– упругое перераспределение напряжений между стенками усиливающего бандажа и трубы при увеличении усилия механического натяга;

– исчерпание жесткости болтового узла, достаточной для эффективной передачи растягивающего усилия стенке усиливающей конструкции.

Наиболее эффективным является участок упругой разгрузки, где работа контактной пары подчиняется линейным законам, а перераспределение окружных напряжений между стенками бандажа и трубы происходит пропорционально соотношению их толщин. Следует отметить некоторую неоднородность поля деформаций бандажа, что объясняется как естественной неоднородностью трения по площади контакта с трубопроводным элементом, так и последовательностью приложения крутящего обжимного усилия, что необходимо учитывать при выборе места установки датчиков для контроля механического натяга. При этом разгружающее усилие в стенке трубы, которое измерялось тензодатчиками на ее внутренней поверхности, в достаточно широком диапазоне нагрузок подчиняется линейному закону (см. рис. 5). Это объясняется

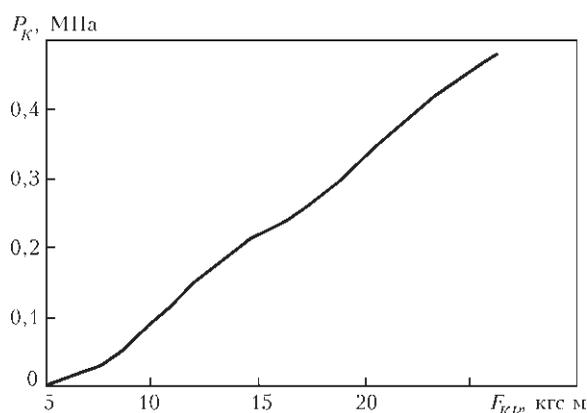


Рис. 5. Зависимость контактного давления в системе «усиливающий бандаж – трубопроводный элемент» от величины крутящего момента, прилагаемого к болтовому узлу при механическом натяге

тем, что неравномерность деформирования бандажа является локальной, и при взаимодействии со стенкой трубы происходит перераспределение напряжений по сравнительно большой области, что нивелирует отрицательное влияние недогруженности отдельных участков бандажа на снижение напряжений в стенке трубы. Для снижения неоднородности поля деформаций при использовании УК (особенно, для ремонта труб большого диаметра) можно использовать многосекционные бандажи, состоящие из трех и более составных частей.

Использование деформометров с большой базой измерения (100–150 мм) позволяет инструментально усреднять деформации бандажа для дальнейшего анализа усилий в контактной паре. Тем не менее, показания деформометров все равно позволяют выделить характерные участки нагружения по мере увеличения крутящего момента на болтах (см. рис. 6 б).

Снижение разгружающей способности УК при больших значениях  $F_{кр}$  связано, прежде всего, с наличием локального изгибающего момента в полке болтового узла, который обуславливает локальный изгиб стенки при значительных усилиях и «затирание» кромки бандажа. В результате увеличения сил трения затрудняется передача силовой нагрузки от болтового узла к стенке трубопровода. Кроме того, происходит локальное деформирование трубы, болтов и болтового узла, что приводит, в итоге, к разрушению конструкции. Поэтому одним из путей расширения диапазона рабочих нагрузок на бандаж является усиление кромки УК для предотвращения «затирания».

Приваривание фиксирующей пластины к двум полуболочкам УК после механического натяга также имеет влияние на эффективность разгрузки дефектного участка МТ. С одной стороны, термомеханическая усадка, связанная с развитием необратимых пластических деформаций в области локального сварочного нагрева дает дополнительный вклад в суммарное разгружающее усилие на дефектном участке МТ. С другой стороны, нагрев при сварке частично снимает растягивающие напряжения от механического натяга бандажа. Поэтому предварительная оптимизация сварочного процесса является важным этапом подготовки к ремонту МТ усилением. Наиболее рациональным подходом

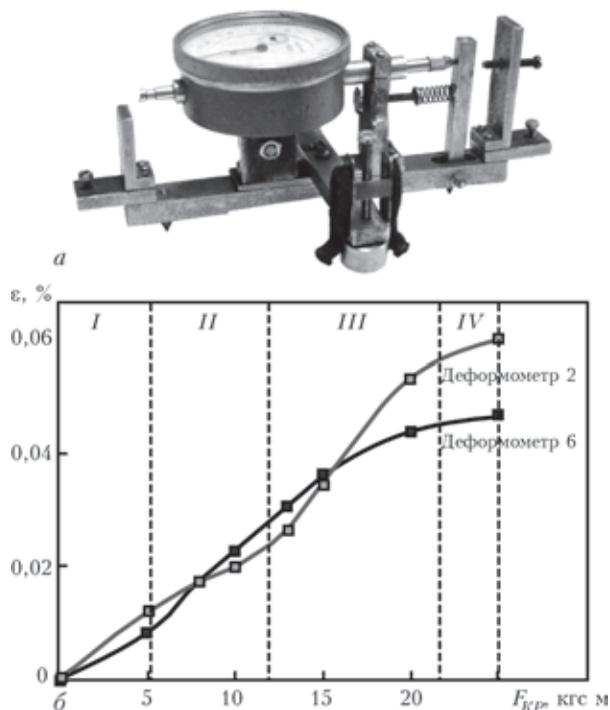


Рис. 6. Внешний вид механического деформометра (а) и пример показаний в процессе механического натяга бандажа на элемент трубопровода (б) (обозначения такие же, как на рис. 4)

для этого является математическое и компьютерное моделирование развития полей температур, напряжений и деформаций при сварке, которое позволяет определить остаточное деформированное состояние контактной пары после проведения сварки и полного остывания конструкции. В настоящей работе, анализ напряженно-деформированного состояния сварной конструкции производился на основе численного решения задачи нестационарной термопластичности путем прослеживания упруго-пластических деформаций с момента начала сварки вплоть до полного остывания конструкции в рамках конечно-элементной модели [10–11] с использованием программного пакета WeldPredictions. Как показали исследования остаточного напряженно-деформированного состояния рассматриваемой конструкции (см. рис. 7), положительный эффект усадки при приварке пластины угловыми швами к бандажу может достигать 1 МПа разгрузочного контактного давления, что является существенным вкладом в суммарный эффект разгрузки.

Рассмотренные выше алгоритмы анализа предполагают наличие на поверхности МТ неглубокой трехмерной геометрической аномалии, для которой контактное давление распределено равномерно и, фактически, является гидростатическим давлением, противоположным внутреннему. В этом случае усилия являются аддитивными, что используется, в частности в (3), а также при лабораторных исследованиях механического натяга (см. рис. 5). В случае существенного развития трехмерные дефекты вызывают неравномерное деформирование стенки трубопровода под действием внутреннего давления, в результате чего появляется естественная неравномерность контакта. Как результат, напряжения перераспределяются между стенками

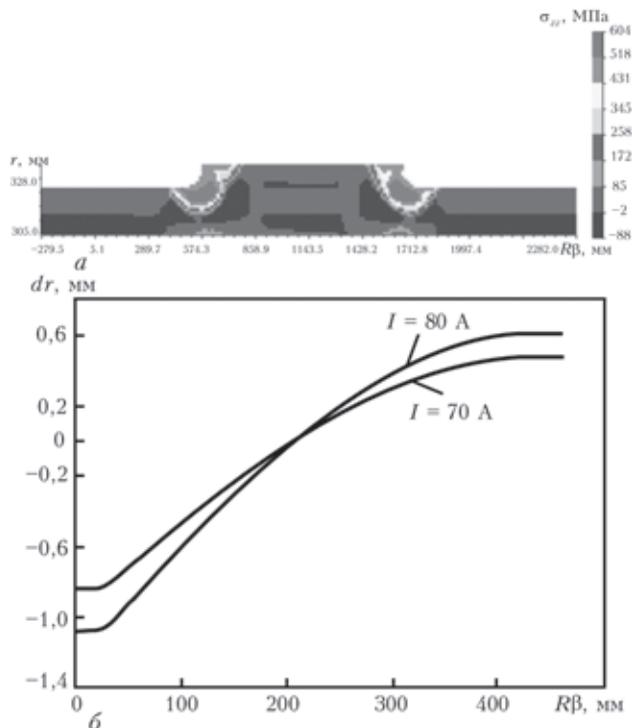


Рис. 7. Пример распределения остаточных окружных напряжений в области приварки фиксирующей пластины к полуоболочкам бандажа (а) и изменение профиля трубопровода в результате сварки на различных токах (б)

УК и МТ также неравномерно, и определенное влияние на эффективность ремонтно-восстановительных работ оказывают: форма дефекта, поверхность расположения, характер прилегания бандажа к трубопроводу, проч. Это делает затруднительным выбор некоторого простого и удобного для инженерного использования интегрального параметра разгрузки, аналогичного контактному давлению. Оценка эффективности разгрузки элементов трубопроводов с обнаруженными трехмерными дефектами существенной глубины может быть произведена с помощью численного метода, разработанного в Институте электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, основанного на вероятностной оценке работоспособности конструкций в сложном деформированном состоянии [12–13]. Суть этого метода заключается в интегрировании поля напряжений конструкций, определенных соответствующим конечно-элементным анализом, в рамках статистики Вейбулла, что позволяет определить вероятность разрушения рассматриваемого конструкционного элемента в условиях известного внешнего силового воздействия. Соответственно, отношение вероятности разрушения до ремонта МТ и после него определяет величину эффективности разгрузки *EPB* в зависимости от технологических параметров процесса ремонта. В качестве примера, на рис. 8 приведен результат анализа влияния внутреннего давления при ремонте на эффективность усиления участка МТ с обнаруженными дефектами различной формы.

Обобщая результаты проведенных исследований, можно сформулировать следующие пути повышения эффективности усиления МТ с обнаруженными дефектами посредством сварных бандажей (муфт) и подходы по га-

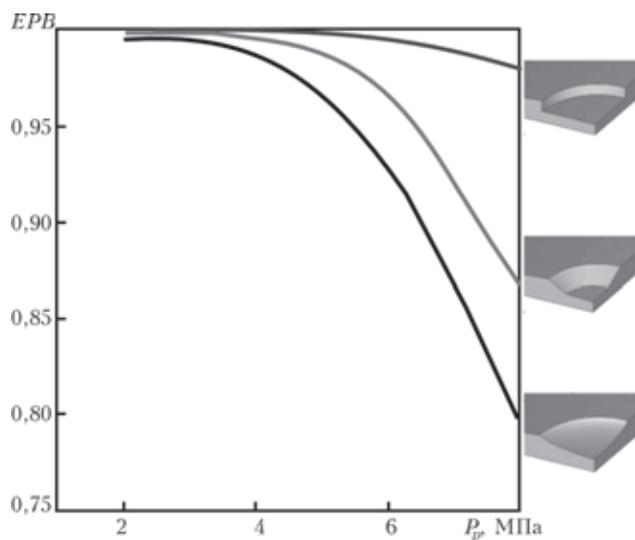


Рис. 8 Пример исследования влияния величины ремонтного давления на эффективность разгрузки участка МТ с обнаруженным внешним дефектом утонения различной формы с использованием вероятностного анализа полей напряжений в стенке трубопровода

рантированию необходимой несущей способности дефектных участков МТ, восстановленных путем установки УК:

- необходимую величину снижения давления в магистральном трубопроводе на время ремонта обосновывать посредством критериев допустимости обнаруженного дефекта с учетом некоторой величины контактного давления, свойств материала и соотношения толщин стенок трубопровода и усиливающей конструкции;

- с целью гарантирования необходимой величины контактного давления в паре «трубопровод – усиливающая конструкция» проводить измерения окружных напряжений в стенке бандажа, сформировавшихся в результате механического натяга посредством болтовых узлов или обжатия цепями. В частности, рекомендованы к использованию деформометры с базой измерения 100–150 мм, что позволяет усреднить показания деформаций. Для измерений необходимо выбирать не менее трех точек по окружности бандажа;

- для контроля натяга на болтовых узлах использование динамометрических ключей позволяет прогнозировать величину контактного давления путем линейной интерполяции предварительных лабораторных результатов. Дополнительное усиление кромки бандажа позволяет избежать «затираания» края на несовершенствах поверхности трубопровода;

- для прогнозирования влияния локального сварочного нагрева и сварочной усадки на величину контактного давления производить предварительный расчет термомеханических процессов окончательного монтажа бандажа на трубопроводе;

- использование муфт и бандажей, состоящих более чем из двух частей для участков магистральных трубопроводов с искривленной осью и существенным повреждением поверхности с целью равномерного распределения контактного давления по поверхности трубопровода.

## Выводы

1. Разработан комплексный численно-экспериментальный метод анализа напряженно-деформированного

состояния контактной пары «трубопровод–усиливающая конструкция» с учетом характерных технологических аспектов ремонта посредством сварных бандажей.

2. Проведен анализ специфики процессов, определяющих эффективность снижения окружных напряжений в стенке трубопровода при установке усиливающих конструкций с болтовым механическим натягом на различных этапах ремонтно-восстановительных работ и последующей эксплуатации. Показано влияние механического натяга и монтажной сварки на степень формирования контактного давления между трубопроводом и усиливающим бандажом, предложены методы контроля степени разгрузки трубопровода с учетом обнаруженной дефектности.

3. Сформулированы технологические рекомендации, повышающие эффективность применения ремонта магистральных трубопроводов с обнаруженными дефектами посредством сварных усиливающих конструкций типа металлических бандажей.

1. J. F. Kiefner, W. A. Bruce, D. R. Stephens. Pipeline repair manual. – Houston: Technical Toolboxes, Inc., 1994. – 167 p.
2. Numerical Simulation of Sleeve Repair Welding of In-Service Gas Pipelines // I.-W. Bang, Y.-P. Son, K. H. Oh et al./ Welding Journal. – 12. – 2002. – P. 273-282.
3. C. R. LaMorte, M. Boring N. Porter. Advanced Welding Repair and Remediation Methods for In-Service Pipelines. Final Report. Columbus: EWI, 2007. – 283 p.
4. Магістральні нафтопроводи. Методи ремонту дефектних ділянок. ВБН В.3.1-00013471-07:2007. – Київ: Міністерство палива та енергетики України, 2007. – 112 с.
5. Магістральні газопроводи. Ремонт дуговим зварюванням в умовах експлуатації. ГБН В.3.1-00013741-12:2011. Київ: Міністерство енергетики та вугільної промисловості України, 2011. – 152 с.
6. Full scale experimental analysis of stress states in sleeve repairs of gas pipelines / M.D. Chapelli, J.L. Otegui, C. Manfredi, C.F. Martins // Int. J. of Pressure Vessels and Piping – № 78. – 2001 – P. 379–387.
7. Bjornoy O. H., Marley M. J. Assessment of corroded pipelines: Past, Present and Future. / Proc. of 11<sup>th</sup> International Offshore and Polar Engineering Conference. Stavanger, Norway, June 17–22, 2001. Vol. 1. – P. 93–101.
8. Fitness-for-Service. American Petroleum Institute. Recommended Practice 579. First edition. Washington: API Publications and Distribution, 2000. – 625 p.
9. Махненко В. И., Олейник О. И. Определение контактного давления усиливающей муфты при ремонте трубопроводов с поверхностными дефектами // Автоматическая сварка. – 2013. – №6. – С. 12–15.
10. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. Киев: Наукова думка, 1976. 320 с.
11. Махненко В. И. Ресурс безопасной эксплуатации сварных соединений и узлов современных конструкций. Киев: Наукова думка, 2006. 618 с.
12. В. И. Махненко, А. С. Миленин. Численный анализ степени усиления стенки трубопровода в зоне дефектов коррозионного утонения посредством муфты-бандажа. // Сб. докладов конференции «Прочность материалов и конструкций», 28–30 сентября 2010 г., Киев, Украина, Институт проблем прочности им. Г. С. Писаренко НАНУ, 2010. – С. 315–324.
13. Вероятностная оценка состояния трубопроводных элементов с обнаруженными дефектами утонения. / Великоиваненко Е.А., Розынка Г.Ф., Миленин А.С. и др. // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2014. – № 2. – С. 12–18.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ И ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОДНОГО МЕТАЛЛА ПРИ СВАРКЕ ПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ

А. П. Семёнов

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев

Процессы нагрева и плавления сварочной проволоки, формирования и переноса капель электродного металла при сварке плавящимся электродом во многом определяют производительность и качество сварки. В свою очередь характер плавления и переноса металла при данном способе сварки определяется большим количеством физических явлений, таких, например, как тепломассоперенос, газо(гидро)динамика, электромагнитные явления, которые протекают в дуговой плазме, на поверхности и в объёме расплавленного металла электрода – капли. В настоящей работе предложена модель процессов плавления электродного металла, формирования и отрыва капель при сварке плавящимся электродом, учитывающая взаимодействие тепловых, электромагнитных, гидродинамических и капиллярных явлений в системе «электродная проволока - капля». При численной реализации модели используется метод конечных элементов. Приведены результаты моделирования динамики формирования и отрыва капель, а также результаты расчётов полей температуры, скорости и плотности электрического тока в капле в процессе её формирования.

Сварка плавящимся электродом в настоящее время остаётся наиболее распространённым видом сварки, используемым в промышленности. Важной характеристикой процесса является режим переноса электродного металла. Тип переноса металла связан с другими характеристиками процесса и в значительной степени определяет качество сварного соединения. В связи с этим данной проблемой не перестают интересоваться инженеры-разработчики сварочного оборудования и источников питания, а также исследовательские группы в различных университетах мира. Об этом свидетельствует большое количество публикаций в научных изданиях, посвящённых настоящей проблеме. Международным Институтом Сварки была предложена детальная классификация типов переноса металла [1]. Отметим наиболее распространённые режимы переноса:

- крупнокапельный перенос (Globular transfer);
- струйный перенос (Spray transfer);
- перенос в импульсном режиме (Pulsing transfer);
- перенос короткими замыканиями (Surface tension transfer).

Современные методы высокоскоростной видеосъёмки позволяют проследить процесс формирования капли металла на конце электрода при различных режимах переноса [2]. Перенос металла взаимосвязан с процессами тепломассопереноса в столбе дуги, а также существенно влияет на тепловое и гидродинамическое состояние сварочной ванны, что впоследствии определяет размеры области проплавления. Отметим также, что процесс формирования капли может сопровождаться разбрызгиванием расплавленного металла. Это приводит к загрязнению околошовной зоны и потерям металла. Из анализа видеосъёмки можно сделать вывод, что причинами разбрызгивания являются формирование капель-сателлитов, объёмное вскипание расплава, а также взрыв перешейка в момент, предшествующий отрыву капли. К нежелательным эффектам следует также отнести испарение легирующих элементов с

поверхности расплавленного металла. Так, например, в работе [3] приведены результаты исследования испарения магния при импульсно-дуговой сварке Al-Mg сплава. Примечательным является тот факт, что магний распределён равномерно в объёме жидкого расплава (рис. 1). Это подтверждает наличие в объёме капли интенсивных конвективных потоков.

Обычно говорят, что существует некоторое пороговое значение силы тока  $I_{th}$ , при котором происходит резкая смена режима переноса от капельного к струйному [4]. Однако, как показывают более поздние работы [5, 6], переход происходит в некотором интервале значений сварочного тока, причём при сварке стальной проволокой величина этого интервала больше, чем в случае сварки алюминиевой проволокой. В работах [7, 8] предложены подходы для определения величины  $I_{th}$ . Несмотря на многочисленные экспериментальные исследования, механизм перехода от капельного переноса металла к струйному до сих пор до конца изучен.

**Основные модели переноса металла.** Как правило, для оценки характеристик переноса металла – размера капель и частоты их отрыва – используются модели *Static Force Balance Theory* (SFBT) [9] и *Pinch Instability Theory* (PIT) [10]. В основе метода SFBT лежит анализ величины равнодействующей всех сил, приложенных к капле расплавленного металла. Размеры капель и частота их отрыва вычисляются исходя из критерия отрыва. Полагается, что капля имеет сферическую форму и её обрыв происходит в момент, когда сила, направленная на отрыв капли, сравнима по абсолютной величине со значением удерживающей силы. Формирование и отрыв капли определяется совместным действием сил поверхностного натяжения, тяжести, электромагнитной, а также аэродинамической силы, обусловленной механическим взаимодействием капли металла с потоком защитного газа. Формирование капель электродного металла в рамках модели PIT рассматривается как распад цилиндрической струи жидкости. Модель PIT представляет собой обобщение теории неустойчивости

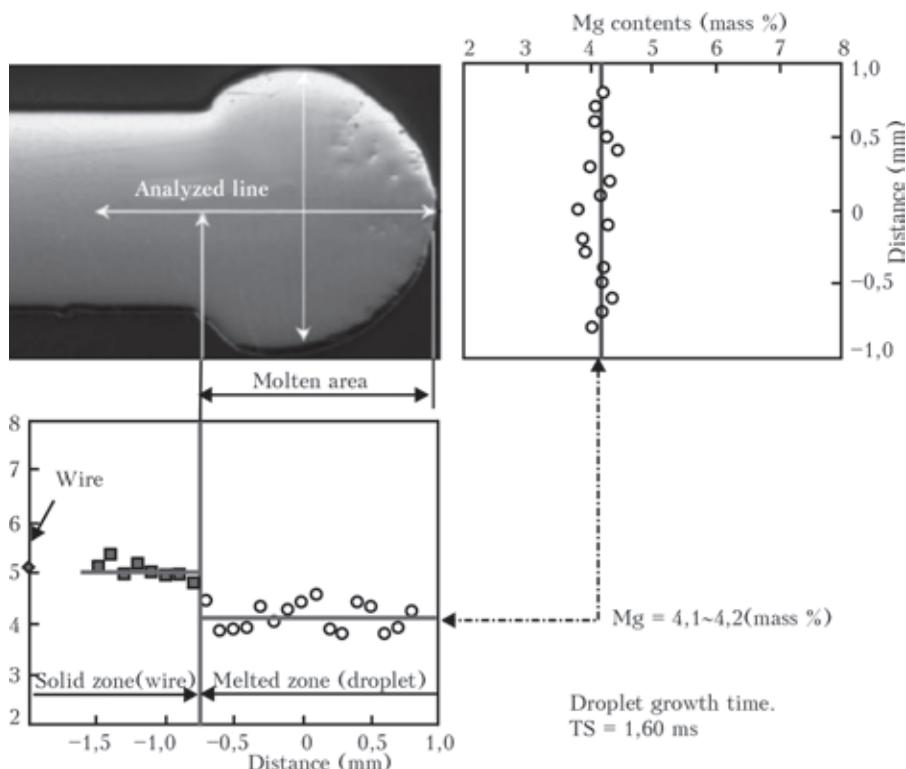


Рис. 1. Распределение концентрации магния в объеме расплава при импульсно-дуговой сварке Al-Mg сплава [3]

Рэля-Плато на случай токнесущей струи. Наилучшее соответствие между экспериментальными результатами и расчётными данными, полученными с помощью метода SFBT, наблюдается в случае крупнокапельного режима переноса металла ( $I < 240$  A), тогда как метод PIT хорошо описывает струйный перенос (рис. 2). Более детально методы математического моделирования переноса металла описаны в работе [11].

**Описание математической модели.** Методика численного решения. В настоящей работе все физические процессы рассматриваются в рамках осевой симметрии. Проблема исследования тепловых процессов в системе «капля жидкого металла-твёрдый участок проволоки» имеет ряд характерных особенностей:

- форма капли, и следовательно, область интегрирования соответствующих уравнений модели динамически изменяется с течением времени;

- тепловой поток на границе плавления претерпевает скачок, который обусловлен поглощением (выделением) скрытой теплоты плавления.

Решение задачи теплопереноса в жидкой и твёрдой фазах с учётом условий Стефана на межфазной границе сопряжено с множеством трудностей. В первую очередь это связано с проблемой адаптации расчётной сетки под форму фронта плавления при численном решении рассматриваемой задачи. К тому же форма межфазной границы неизвестна и подлежит определению. В связи с этим для решения проблем теплопереноса в многофазных средах целесообразно использовать подход, допускающий обобщённую формулировку задачи Стефана [12], что значительно упрощает построение вычислительных алгоритмов для решения подобного класса задач. Для этого вводится понятие эффективной теплоёмкости  $c_{eff} = c + L(d\phi/dT)$ , где  $c$ ,  $L$  – теплоёмкость и скрытая теплота плавления металла соответственно,  $T$  – температура;  $\phi = \phi(T)$  – доля жидкой фазы.

Как правило, длина вылета электрода значительно превышает линейные размеры капли. Это приводит к тому, что радиальный градиент температуры в проволоке вдали от фронта плавления незначительный. Следовательно, в этой области температурное поле можно считать одномерным. Решение задачи теплопереноса будем искать в области HIFG (рис. 3). В HIFA одномерное температурное поле представим функцией  $U = U(z, t)$ ,  $z \in AN$ . Запишем окончательно уравнения, используемые для описания процесса теплопереноса в системе:

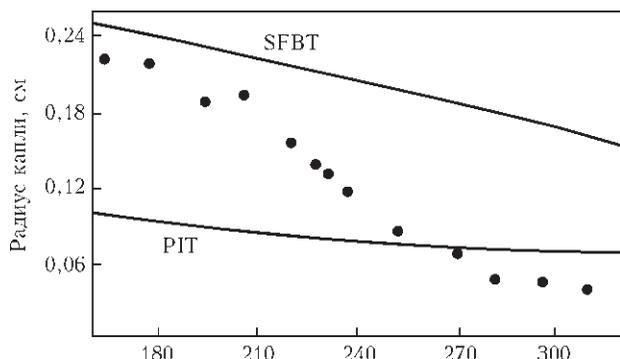


Рис. 2. Зависимость размеров оторвавшихся капель от величины силы тока при сварке стальной проволокой диаметром 1.6 мм в смеси Ag – 2% O<sub>2</sub>. Сравнение экспериментальных результатов (точки) с расчётами (сплошные линии), полученными с помощью методов SFBT и PIT [6].

$$\rho c_{eff} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla T) \right) = (\nabla, \lambda \nabla T) + q_j, \quad (r, z) \in ABFG; \quad (1)$$

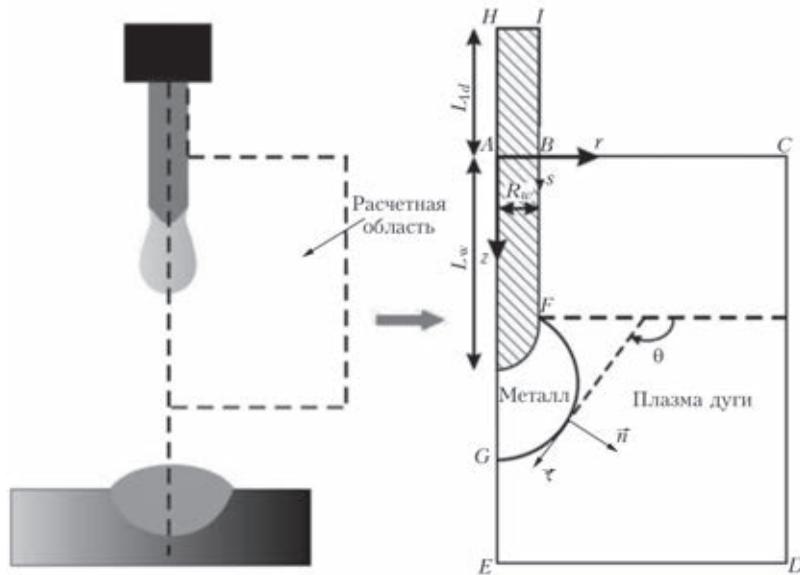


Рис. 3. Схема расчётной области

$$\rho \left( \frac{\partial U}{\partial t} + V_w \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \frac{2\alpha(U - T_0)}{R_w} - \frac{2\varepsilon\sigma_0(U^4 - T_0^4)}{R_w} + q_J, \quad z \in AH, \quad (2)$$

где  $\rho, \lambda$  – соответственно плотность и теплопроводность металла;  $V_w$  – скорость подачи проволоки;  $R_w$  – радиус проволоки;  $T_0$  – температура окружающей среды;  $\varepsilon$  – степень черноты;  $\sigma_0$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $q_J$  – объёмная мощность джоулевых источников нагрева;  $\vec{V} = (u, v)$  – вектор скорости движения металла.

Уравнения (1), (2) дополняются граничными условиями:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{BFG} = q_s - q_r - q_c - q_v, \quad (3)$$

$$U|_H = T_0 \quad (4)$$

и условиями сопряжения, которые выражают непрерывность температуры и величины теплового потока на границе  $AB$ :

$$T|_{AB} = U|_A, \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} \Big|_A = \frac{2}{R_w^2} \int_0^{R_w} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{AB} r dr. \quad (6)$$

В условии (3) используются следующие обозначения:  $q_s$  – удельный тепловой поток, обусловленный тепловым воздействием дуги; а  $q_r, q_v, q_c$  – тепловые потери за счёт излучения, испарения металла и конвективного теплообмена с защитным газом соответственно.

В начальный момент времени  $t = t_i$  капля имеет форму полусферы, а форма фронта плавления полагается плоской. Для описания гидродинамических процессов в расплаве используется модель вязкой несжимаемой жидкости:

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla u) \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left( \Delta u - \frac{u}{r^2} \right) - j_z B \quad (7)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla v) \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \Delta v + j_r B + \rho g \quad (8)$$

$$(\nabla, \vec{V}) = 0, \quad (9)$$

где  $P$  – давление в расплаве;  $J_r, J_z$  – компоненты вектора плотности тока  $\vec{j}$ ;  $B$  – напряжённость магнитного поля.

Граничные условия для (7) – (9) запишем в виде:

$$u|_{AG} = u|_{AB} = 0, \quad v|_{AB} = V_w, \quad (10)$$

$$\mu \left( \frac{\partial V_n}{\partial s} + \frac{\partial V_\tau}{\partial n} \right) \Big|_{BFG} = 0, \quad (11)$$

$$(\vec{V}|_{BFG} - \vec{V}_s, \vec{n}) = 0, \quad (12)$$

где  $V_n, V_\tau$  – соответственно нормальная и касательная к поверхности компоненты вектора скорости,  $\vec{V}_s$  – скорость движения поверхности;  $s$  – длина дуги образующей поверхности металла, отсчитываемая от точки  $B$  (см. рис. 3).

Отметим, что условие (11) выражает баланс касательных напряжений на поверхности, а уравнение (12) – кинематические граничные условия. Для решения задачи (7) – (12) требуется также знать форму и скорость движения свободной поверхности. Форму свободной поверхности удобно описывать параметрически в виде  $R = R(s, t), Z = Z(s, t), 0 \leq s \leq S_d(t)$ , где  $R, Z$  – компоненты радиуса вектора поверхности;  $S_d$  – длина дуги кривой  $BFG$ . Дополнительно введём угол  $\theta = \theta(s, t)$  как показано на рис. 3. Уравнения для нахождения функций  $R, Z, \theta$  имеют вид:

$$P|_{BFG} - P_a = \frac{\gamma}{R \cos \theta} \frac{\partial}{\partial s} (R \sin \theta), \quad (13)$$

$$\frac{\partial R}{\partial s} = \cos \theta, \quad (14)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial s} = \sin \theta, \quad (15)$$

где  $P_a$  – внешнее давление;  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения (КПН).

Уравнения (13)–(15) дополним граничными условиями:

$$\theta(S_d, t) = \pi, \quad R(S_d, t) = 0, \quad R(0, t) = R_w, \quad Z(0, t) = 0. \quad (16)$$

Уравнение (13) следует непосредственно из баланса нормальных напряжений на поверхности металла (формула Лапласа), а (14) и (15) легко получить из геометрических соображений. Как видно, проблема формирования капли на торце электрода в рамках предложенной модели распадается на две взаимосвязанные между собой задачи: а) определение гидродинамических характеристик в расплаве; б) нахождение формы свободной поверхности капли. Задачи такого типа образуют класс проблем *Fluid Structure Interaction* [13], где предметом исследования является процесс механического взаимодействия потока жидкости (газа,

плазмы) с твёрдым объектом (упругая конструкция, оболочка, стенки сосуда и т.п.).

Модель электромагнитных процессов основана на уравнении непрерывности плотности тока и законе Ома:

$$(\nabla, \vec{j}) = 0, \quad (17)$$

$$\vec{j} = -\sigma \nabla \varphi. \quad (18)$$

Граничные условия для (17) – (18) имеют вид:

$$j_z|_{AB} = I / (\pi R_w^2), \quad j_z|_{BC} = j_r|_{CD} = 0, \quad \varphi|_{ED} = 0. \quad (19)$$

Решение задачи (17) – (19) ищем в области ACDE.

Из уравнения Максвелла легко получить выражение для величины магнитного поля

$$B(r, z) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_z(\bar{r}, z) \bar{r} dr. \quad (20)$$

Для решения задач гидродинамики и теплопереноса в настоящей работе используется метод конечных элементов [14] совместно с лагранжево-эйлеровым методом [15]. Приближенное решение 2D задач находилось на неструктурированных треугольных сетках (рис. 4), тогда как для аппроксимации 1D приближения использовалась равномерная сетка. Поскольку форма и размеры области интегрирования для решения 2D задач претерпевают изменения, положения узлов динамически корректировались во избежание искажения сетки. Область интегрирования для задачи гидродинамики охватывает зону жидкого металла и твёрдую часть электрода (см. рис. 3). При численном решении задачи гидродинамики вязкость в твёрдой фазе задаётся достаточно большой (в  $10^6$  раз превышает вязкость жидкого металла). Это позволяет подавить движение

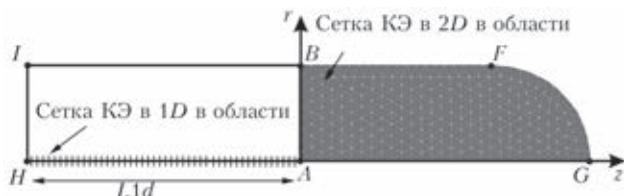


Рис. 4. Сетка конечных элементов в области, включающей в себя расплав и твёрдый участок электрода.

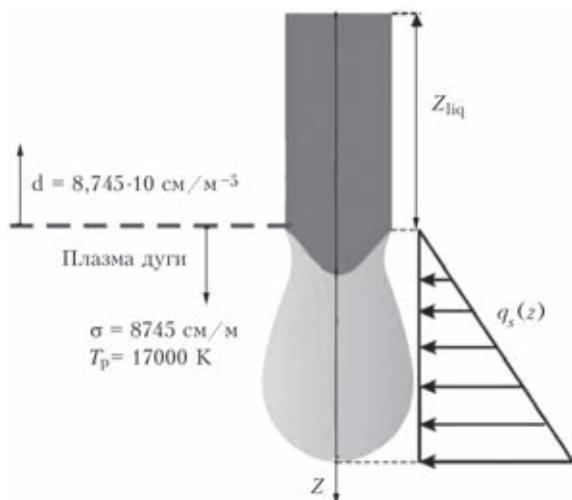


Рис. 5. Модель дуговой плазмы. Распределение теплового потока на поверхности капли

металла в твёрдой фазе, а также исключает необходимость адаптировать конечно-элементную сетку под форму фронта плавления и задавать дополнительные граничные условия на его поверхности. Такой подход встречается в литературе под названием «метод эффективной вязкости» [16]. При разработке модели делались следующие допущения (рис. 5): *a* – верхняя граница привязки дуги соответствует границе плавления, *b* – тепловой поток на поверхности металла распределён по линейному закону:

$$q_s(z, t) = \begin{cases} 0, & z \leq z_{liq}(t); \\ \frac{\eta \eta_d U I (z - z_{liq}(t))}{2\pi \int_{z_{liq}}^{s_d} (Z(s, t) - z_{liq}(t)) R(s, t) ds}, & z > z_{liq}(t), \end{cases} \quad (21)$$

где  $z_{liq}$  – аксиальная координата фронта плавления на поверхности (рис. 5);  $U$  – напряжение на дуге,  $\eta$  – доля выделяемой в столбе дуги энергии, которая поглощается расплавленным металлом;  $\eta_d$  – отношение энергии, подводимой к капле, к величине энергии, поглощаемой расплавленным металлом.

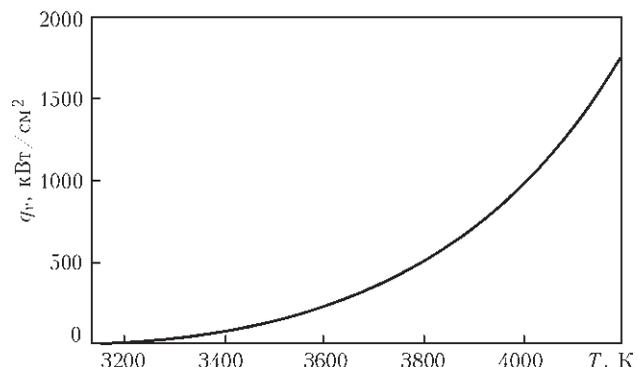


Рис. 6. Температурная зависимость тепловых потерь, обусловленных испарением.

Таблица 1. Технологические параметры [17].

Сварочный ток $I$	350 А
Напряжение $U$	30,5 В
Скорость подачи проволоки $V_w$	0,0925 м/с
Диаметр электрода, $d_w$	1,6 мм
Тепловой КПД $\eta$	0,7
Тепловой КПД $\eta_d$	0,3
Защитный газ	Ar

Таблица 2. Физические свойства материала [18].

Плотность, $r$	7200 кг·м <sup>-3</sup>
Коэффициент поверхностного натяжения $g$	1,2 Н·м <sup>-1</sup>
Динамическая вязкость $m$	0,006 Па·с
Теплопроводность $l$	22 Вт·м <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Удельная теплоёмкость твёрдой фазы $c_s$	700 Дж·кг <sup>-3</sup> ·К <sup>-1</sup>
Удельная теплоёмкость жидкой фазы $c_l$	780 Дж·кг <sup>-3</sup> ·К <sup>-1</sup>
Степень черноты $\epsilon$	0,4
Температура плавления $T_m$	1812 К
Температура кипения $T_b$	3133 К
Скрытая теплота плавления $L$	2,47·10 <sup>5</sup> Дж·кг <sup>-1</sup>
Электропроводность $\sigma$	8,54·10 <sup>5</sup> См·м <sup>-1</sup>

**Результаты численного моделирования.** Вычислительные эксперименты проводили для сварки низкоуглеродистой стали постоянным током обратной полярности. Используемые в расчётах технологические параметры процесса [17] и физические свойства материала [18] приведены в табл. 1 и 2 соответственно. Температурная зависимость тепловых потерь за счёт испарения получена с помощью, предложенной в работе [19] модели и приведена на рис. 6. Также полагалось, что температура прианодной плазмы 17000 К. Электропроводность плазмы (если в качестве плазмообразующего газа используется аргон) при данной температуре составляет 8745 См/м [20].

Как видно из рис. 7, период формирования капли, соответствующий выбранному режиму процесса, составляет 5 мс. Скорость движения расплава внутри капли на этапе её формирования составляет несколько десятков сантиметров в секунду, а в момент, предшествующий отрыву, максимальная её величина достигает нескольких метров в секунду (рис. 8). Кроме того, картина течения имеет вихревую структуру, в силу действия электромагнитной силы. Как видно из рис. 9, изотермы в расплаве имеют форму, нехарактерную для теплопроводного режима теплопереноса. Величина числа Пекле для рассматриваемого режима составляет  $Pe = cr/R_w/\lambda = 183$ , это подтверждает тот факт, что теплоперенос в объёме расплава осуществляется главным образом за счёт конвекции. Распределение темпе-

ратуры в проволоке имеет линейный характер (рис. 10). В объёме расплава на некоторых этапах формирования капли температура на оси капли распределена не монотонно. В момент времени, предшествующий отрыву, максимальная температура достигается в области перешейка. По-видимому, это обусловлено интенсивным джоулевым нагревом перешейка, где плотность тока резко возрастает. Примечательным является тот факт, что мощность тепловых потерь за счёт испарения  $Q_v$  меняется с ростом капли и достигает своего максимума в момент отрыва (рис. 11), а средний за период формирования капли тепловой поток в объём расплава составляет всего 27 % от подводимой к поверхности

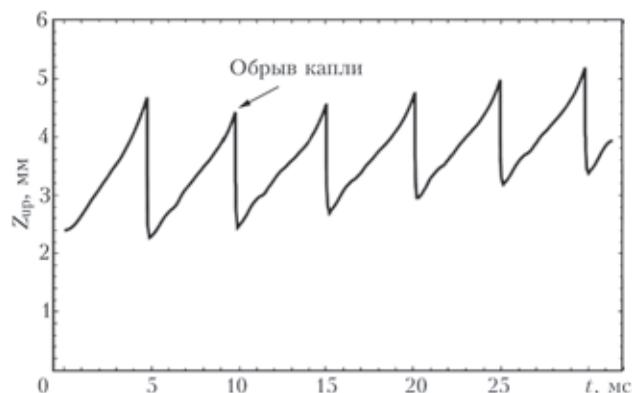


Рис. 7. Динамика изменения координаты кончика капли.

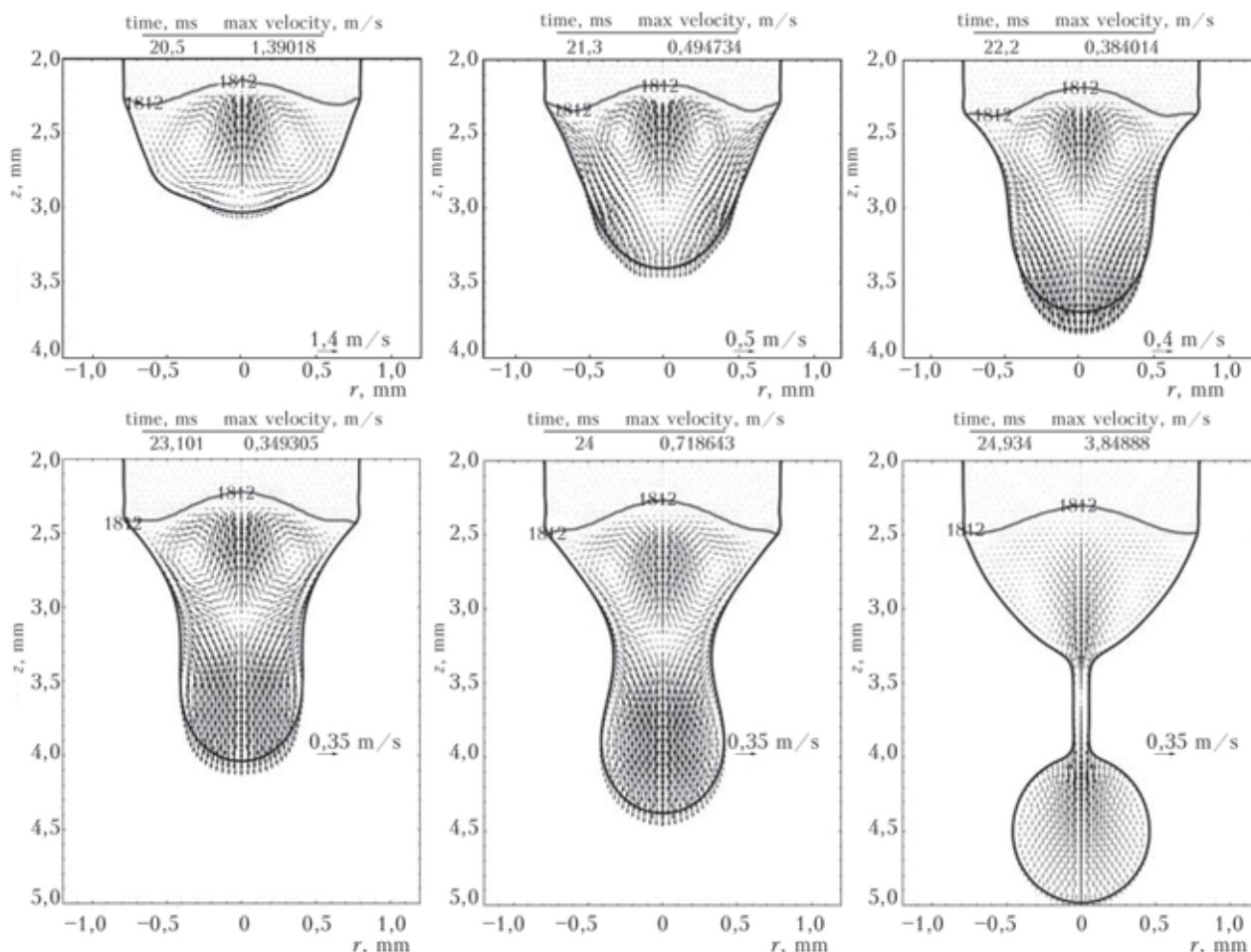


Рис. 8. Форма фронта плавления. Векторное поле скорости в расплаве в системе отсчёта, связанной с электродом.

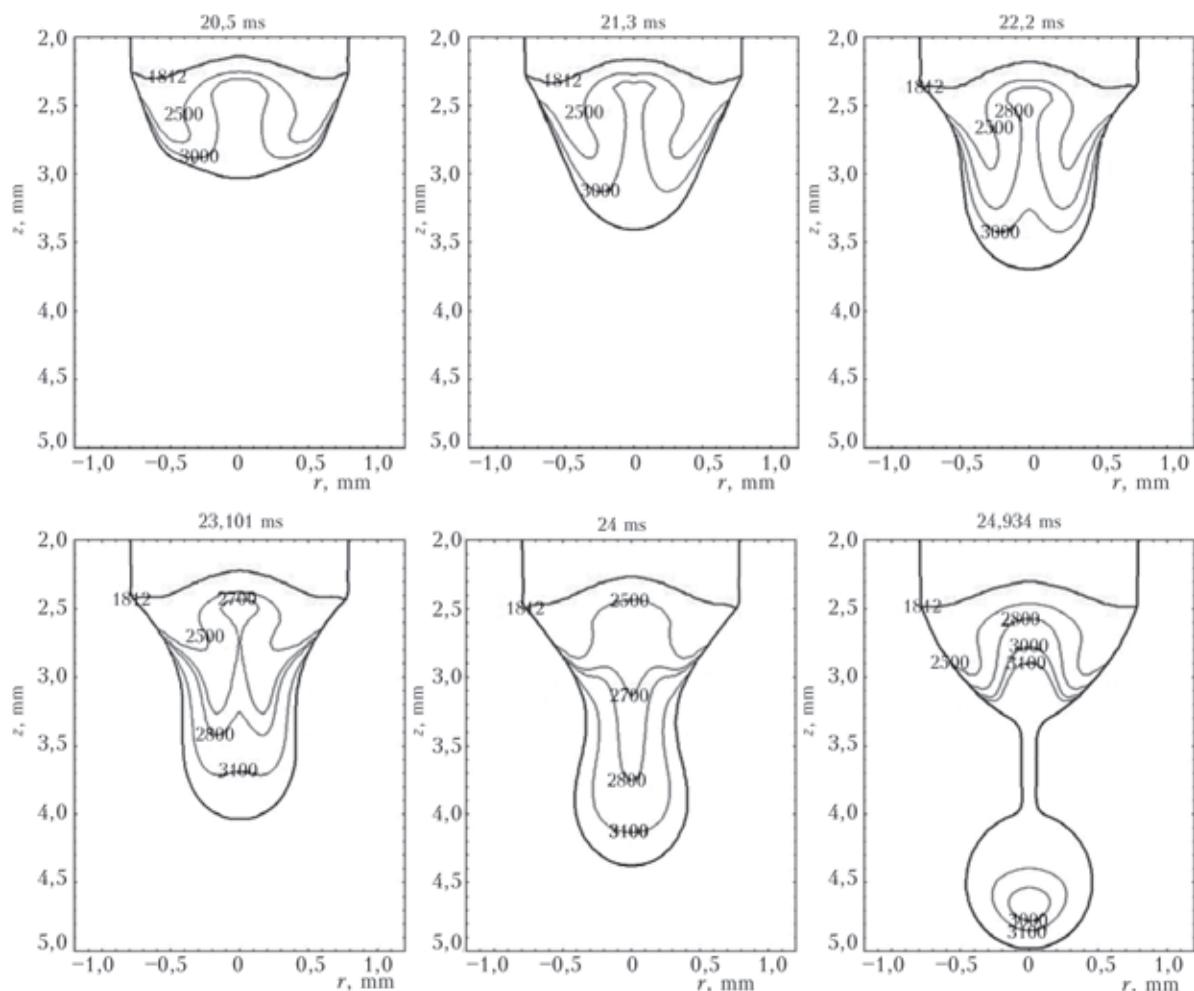


Рис. 9. Форма свободной поверхности и фронта плавления. Тепловое поле в объеме расплава (в кельвинах).

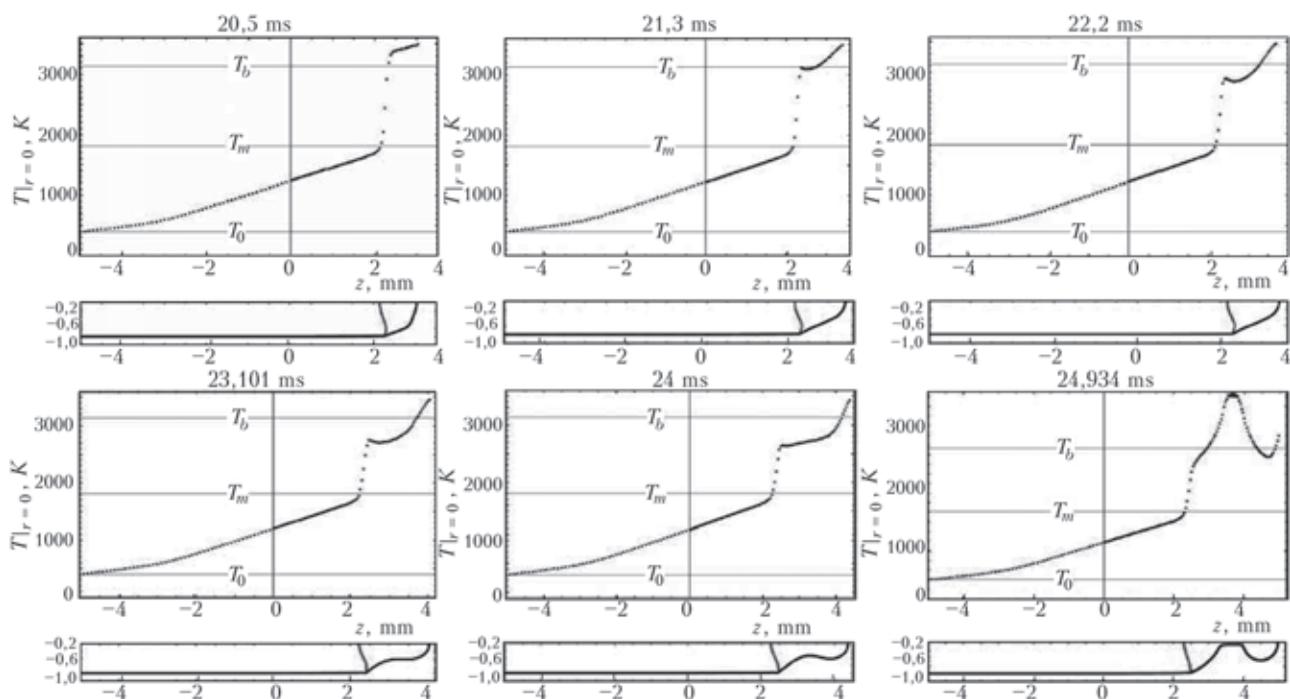


Рис. 10. Распределение температуры вдоль оси электрода (проволоки).

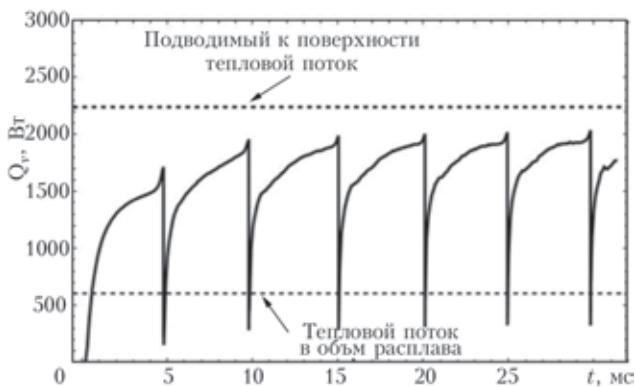


Рис. 11. Динамика тепловых потерь с поверхности капли за счёт испарения

металла мощности. Протекающий в поперечном сечении капли (проволоки) ток уменьшается в аксиальном направлении (рис. 12). Когда перешеек достигает определённых размеров, эта зависимость перестаёт быть монотонной, поскольку происходит смена знака нормальной к поверхности компоненты плотности тока (рис. 13, а). Следовательно, на поверхности капли существует область, через которую ток втекает из плазмы дуги в металл. Причиной этого является утонение перешейка капли перед её отрывом и, как следствие, повышение его омического сопротивления. Падение напряжения на перешейке составляет при этом около 4 В (рис. 13, в).

**Выводы.**

Разработана математическая модель плавления электродной проволоки и формирования капель при

сварке плавящимся электродом, учитывающая взаимодействие тепловых, гидродинамических и электромагнитных процессов. На основе предложенной модели разработано программное обеспечение, позволяющее исследовать тепловые, гидродинамические и электромагнитные процессы в системе «электродная проволока – капля», а также определять такие характеристики процесса переноса металла, как размеры и форму капель, частоту их отрыва. Представлены результаты вычислительного эксперимента процесса сварки на постоянном токе. Показано, что теплоперенос в объёме расплава осуществляется главным образом за счёт конвекции, вызванной действием электромагнитной силы, а картина течения имеет вихревую структуру. При этом скорость движения металла в расплаве значительно превышает скорость подачи проволоки. Анализ электромагнитных процессов показывает, что в момент, предшествующий отрыву капли, отдельный участок свободной поверхности расплава фактически ведёт себя как катод, т. е. ток из плазмы дуги втекает через него в металл капли.

В заключение укажем основные направления развития модели процессов переноса металла, а также отметим недостаточно изученные аспекты физических явлений, сопровождающих данный технологический процесс – процесс сварки плавящимся электродом. Представляет значительный интерес исследовать динамику утонения и разрыва перешейка при отрыве капли, в т.ч. образование капель-сателлитов, а также физические процессы, протекающие в уже оторвавшейся капле. Кроме того, гидродинамические процессы в металле капли приводят к возникнове-

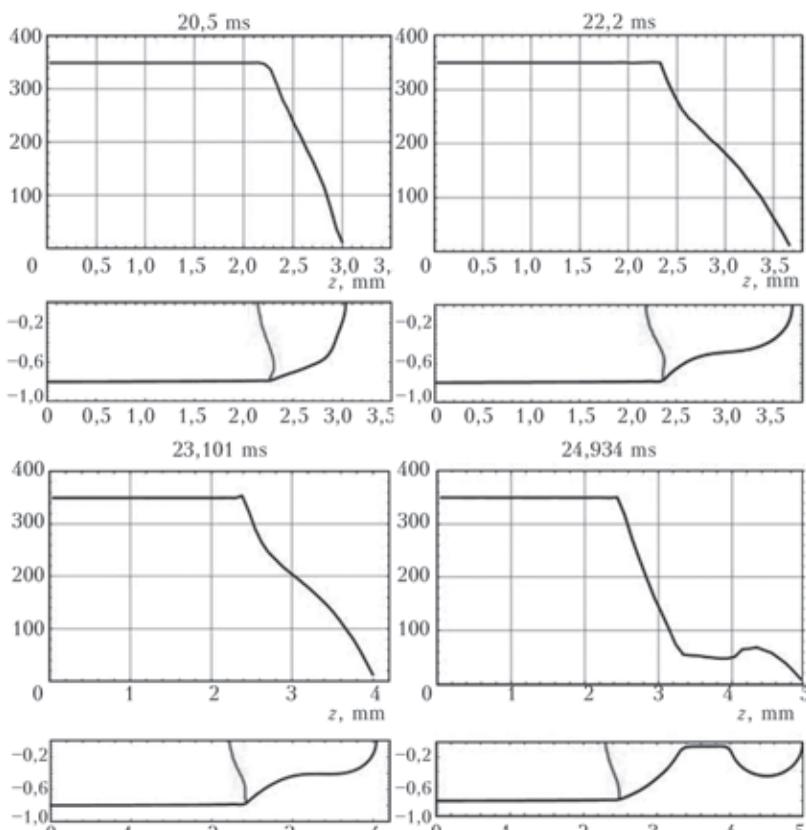


Рис. 12. Ток, протекающий в поперечном сечении электрода. Форма свободной поверхности расплава

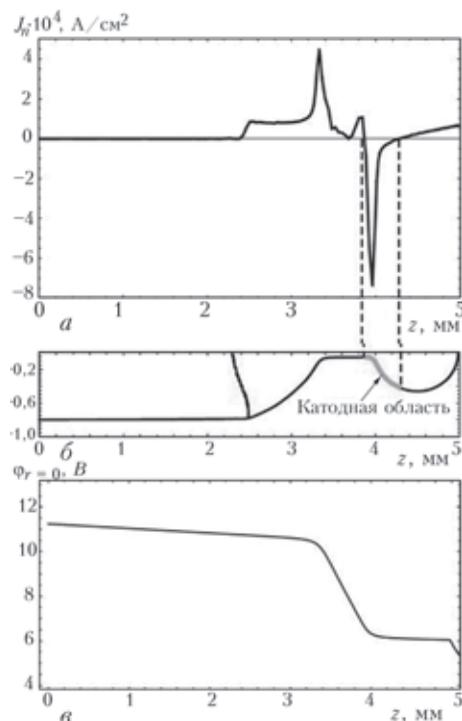


Рис. 13. Распределение нормальной к поверхности компоненты плотности тока (а), форма капли (б), распределение электрического потенциала вдоль оси электрода (в) в момент, предшествующий отрыву капли.

нию конвективной диффузии легирующих элементов. Транспорт легирующих элементов, обладающих, как правило, низкой температурой кипения, от границы плавления к свободной поверхности капли увеличивает интенсивность их испарения. Следует отметить, что испарение металла с поверхности капли может не только влиять на потерю легирующих элементов и энергобаланс капли, но и на динамику ее свободной поверхности. Кроме того, испарение металла будет оказывать значительное влияние на процессы, протекающие в прианодной дуговой плазме. Перечисленные физические процессы также требуют учёта при дальнейшем развитии модели. Наконец, в большинстве работ, посвящённых моделированию формирования капли электродного металла, используется постоянное значение КПН, тогда как его величина сильно изменяется с температурой, а также зависит от химического состава материала проволоки и рода защитного газа. Поэтому для более адекватного моделирования переноса металла при сварке плавящимся электродом необходимо учитывать влияние конвекции Марангони на процессы тепломассопереноса в капле.

1. *Lancaster J. F.* The Physics of Welding. – Oxford: Pergamon Press. – 1986. – 297 p.
2. <http://www.ualberta.ca/~ccwj/videos>
3. *Wang J. B., Nishimura H., Katayama S., Mizutani M.* Evaporation phenomena of magnesium from droplet at welding wire tip in pulsed MIG arc welding of aluminium alloys // Science and Technology of Welding and Joining. – 2011. – 16 №. 5. – P. 418–425.
4. *Lesnewich A.* Control of melting rate and metal transfer in gas shielded metal arc welding: Part II: control of metal transfer // Welding Journal. – 1958. – 37, №. 9. – P. 418s–425s.
5. *Choi S. K., Yoo C. D., Kim Y. S.* Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, part 1: Globular and spray transfer modes // Ibid. – 1998. – 77, №. 1. – P. 38s–44s.
6. *Kim Y. S., Eagar T. W.* Analysis of metal transfer in gas metal arc welding // Ibid. – 1993. – Vol. 72. – №. 6 – P. 269s–278s.
7. *Lowke J. J.* Physical basis for the transition from globular to spray modes in gas metal arc welding // J. of Physics D: Applied Physics. – 2009. – 42, №. 13. – P. 135–204.
8. *Nemchinsky V. A.* Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode // Ibid. – 1994. – 27, №. 7. – P. 1433–1442.
9. *Waszink J. H., Graat L.H.* Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal // Welding Journal – 1983. – 62, №4. – P. 109s–116s.
10. *Allum C. J.* Metal transfer in arc welding as a varicose instability. II. Development of model for arc welding // J. of Physics D: Applied Physics. – 1985. – 18, №. 7. – P. 1447–1468.
11. *Семёнов А. П.* Методы математического моделирования процессов формирования и переноса капель электродного металла при сварке плавящимся электродом (Обзор) // Автом. сварка. – 2014. – №. 10. – С. 3–12.
12. *Самарский А. А., Вабищевич П. Н.* Вычислительная теплотеплопередача. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
13. *Bungartz H. J., Schäfer M.* Fluid-structure interaction: modelling, simulation, optimization. 1. – Berlin: Springer. – 2006. – 391 p.
14. *Zienkiewicz O. C., Taylor R. L.* The Finite Element Method. – I: The Basis. – Oxford: Butterworth-Heinemann. – 2000. – 689 p.
15. *Ляшко И. И., Демченко В. Ф., Вакуленко С. А.* Вариант метода расщепления уравнений вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках // Докл. АН УССР, сер. А. – 1981. – С. 43–47.
16. *Kou S., Sun D. K.* Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds // Metall. Trans. – 1985. – A 16. – P. 203–213.
17. *Wang F., Hou W. K., Hu S. J.* et al. Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2003. – Vol. 36. – №. 9. – P. 1143–1152.
18. *Hu J., Tsai H. L.* Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – 50, №. 5. – P. 833–846.
19. *Knight C. J.* Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA Journal. – 1979. – 17, – №5. – P. 519–523.
20. *Devoto R. S.* Transport coefficients of ionized argon // Physics of Fluids. – 1973. – 16, – №5. – P. 616–623.

# ГАЗОВАЯ ЗАЩИТА ИМПУЛЬСНОГО ДУГОВОГО И ЛАЗЕРНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДОВ

*В. Н. Сидорец, А. И. Бушма, А. М. Жерносеков*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины, Киев*

Процесс импульсно-дуговой сварки продолжает оставаться одним из самых перспективных сварочных процессов. Объясняется это большим количеством преимуществ по сравнению со сваркой на постоянном токе. Среди них: увеличение проплавления основного металла, увеличение скорости плавления электродной проволоки, качественное формирование сварного шва, возможность сварки в любых пространственных положениях, возможность осуществления различных типов переноса электродного металла. Подбор и оптимизация параметров сварочного процесса связанных с параметрами импульсов (амплитуде, частоте, скорости нарастания тока) дает дополнительные возможности управления сварочным процессом и получение качественных изделий. Очень важным параметром процесса импульсно-дуговой сварки является скорость нарастания тока импульса. Именно при больших скоростях проявляются вышеуказанные преимущества. Однако опыт показывает, что при определенных скоростях наблюдается разрушение газовой защиты дугового разряда, что приводит к нестабильности сварочного процесса и появлению дефектов сварных швов.

Настоящая работа посвящена исследованию стабильности газовой защиты импульсно-дугового разряда, т.к. от этой стабильности зависит стабильность технологического процесса в целом. В частности, такие исследования важны при разработке новых сварочных технологий, например, технологии импульсной лазерно-дуговой сварки, предложенной авторами [1].

*Газовая защита и ударные звуковые волны.* Температура в столбе дуги на 1..2 порядка выше температуры окружающего воздуха, плотность газа в столбе дуги на те же 1..2 порядка ниже плотности окружающего воздуха. Принимая во внимание этот факт можно полагать, что при изменении радиуса дуги практически весь газ выталкивается за пределы столба дуги. То есть столб дуги с изменяющимся радиусом при атмосферном давлении можно рассматривать как пульсирующий объект с жесткими стенками, т.е. как акустический излучатель. Акустические свойства дуги были замечены давно [2] и даже находили свое практическое применение.

В ходе технологических экспериментов нами было замечено, что при резких изменениях сварочного тока слышались хлопки, сопровождавшиеся нарушением газовой защиты импульсно-дугового разряда, что приводило к возникновению дефектов сварного соединения. Существенное возрастание уровня интенсивности звука при использовании импульсного тока прямоугольной формы отмечалось в работе [3].

Было выдвинуто предположение, что этот эффект есть не чем иным, как ударной звуковой волной, которая возникает, когда скорость звука порожденного дугой превышает скорость звука  $c_s$  для этой среды

$$\frac{dr_A}{dt} \geq c_s, \quad (1)$$

где  $r_A$  – радиус столба дуги.

Таким образом, для получения количественных оценок следует найти закон изменения радиуса столба дуги во времени и, используя неравенство, выявить области параметров, нежелательных при проведении сварочных процессов. В настоящей работе будет при-

ведено три примера применения этой методики, но сначала остановимся на одном из вариантов получения зависимости изменения радиуса дуги от времени при изменении сварочного тока.

*Математическая модель динамики радиуса столба электрической дуги.* Особенность обобщенной модели динамической дуги по сравнению с другими [4] является возможность выражения внутренней энергии столба дуги через ее электрические параметры.

А именно, из обобщенной математической модели динамической дуги [5] следует, что

$$Q = 2\theta \int_0^{i_0} U(i_0) di_0. \quad (2)$$

В обобщенной математической модели  $\theta$  – постоянная времени дуги;  $i_0$  – ток состояния дуги, определяемый как ток установившегося состояния на статической вольтамперной характеристике (ВАХ) дуги, соответствующего данному динамическому состоянию, характеризующемуся током  $i$  [5].

Статическая ВАХ дуги описывается зависимостью  $U(i_0)$ . В частном случае статической ВАХ степенного вида

$$U(i_0) = U_0 \left( \frac{i_0}{I_0} \right)^n, \quad (3)$$

где  $I_0$  и  $U_0$  – ток и напряжение в фиксированной точке на ВАХ дуги;  $n$  – безразмерный показатель степени ( $n = 0$  для ВАХ независимой от тока;  $n = -1/3$  для свободно горящих дуг;  $n = -1$  для дуг постоянной мощности), формула приводится к следующему виду

$$Q = \frac{2}{1+n} U_0 I_0 \theta \left( \frac{i_0}{I_0} \right)^{1+n}. \quad (4)$$

С другой стороны, внутренняя энергия столба электрической дуги может быть выражена через термодинамические функции плазмы:

$$Q = l_A \int_0^{r_A} \left( \int_{T_0}^{T_A(r)} c_{pv}(T) dT \right) 2\pi r dr, \quad (5)$$

где  $l_A$  – длина столба дуги;  $T_0$  – температура окружающей среды;  $T_A$  – температура плазмы столба дуги, являющаяся функцией текущего радиуса  $r$ ;  $c_{pv}(T)$  – удельная объемная теплоемкость;  $c_{pv} = \rho_p c_p$ ;  $\rho_p$  – плотность плазмы столба дуги;  $c_p$  – удельная массовая теплоемкость плазмы.

Если воспользоваться теоремой о среднем, то уравнение можно представить в виде

$$Q = \pi r_A^2 l_A \int_{T_0}^{\bar{T}_A} c_{pv}(T) dT = \pi r_A^2 l_A q. \quad (6)$$

Здесь  $\bar{T}_A$  – эквивалентное среднее значение температуры плазмы по поперечному сечению столба дуги;  $q$  – средняя удельная внутренняя энергия плазмы.

Приравняв правые части выражений и, находим

$$r_A = \sqrt{\frac{2E_0 I_0 \theta}{(1+n)\pi q} \left(\frac{i_0}{I_0}\right)^{\frac{1+n}{2}}}. \quad (7)$$

Здесь  $E_0 = U_0 / l_A$  – напряженность электрического поля в столбе дуги. Отметим, что значение  $\bar{T}_A$  слабо зависит от тока дуги и определяется в основном составом газа и электродов [6, 7, 8], поэтому подкоренное выражение в формуле можно с достаточной для практики точностью считать не зависящим от  $i_\theta$ .

При  $i_\theta = I_0$  значение  $r_A = r_{A0}$ , и из формулы следует, что

$$r_A(t) = r_{A0} \left(\frac{i_\theta(t)}{I_0}\right)^{\frac{1+n}{2}}. \quad (8)$$

Выражение задает закон изменения радиуса столба дуги  $r_A$  во времени и может рассматриваться как модель динамики радиуса столба дуги. С помощью этой модели можно ставить и решать задачи технологического характера, где важным является изменение радиуса столба дуги во времени.

Как видно из выражения (поскольку  $-1 < n \leq 0$ , и показатель степени положительный), характер изменения во времени радиуса столба дуги совпадает с характером изменения во времени тока состояния  $i_\theta$ . Поэтому иногда будем заменять анализ динамики радиуса столба дуги анализом динамики тока состояния.

*Ударные звуковые волны на фронте тока с нулевой длительностью.* Найдем зависимость изменения во времени тока состояния дуги после фронта тока с нулевой длительностью между уровнями сварочного тока  $I_0$  и  $I_1$  (рис. 1). Уравнение обобщенной динамической модели столба дуги [4] будет иметь вид

$$\theta \frac{di_\theta^2}{dt} + i_\theta^2 = I_1^2, \quad (9)$$

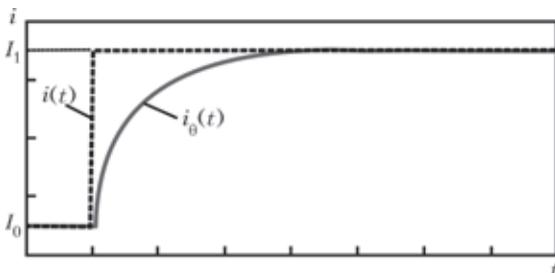


Рис. 1. Временные зависимости тока и тока состояния дуги при воздействии фронта тока с нулевой длительностью

а его решение с учетом начального условия  $i_\theta(0) = I_0$  (см. рис. 1):

$$i_{\theta c}^2(t) = I_1^2 + (I_0^2 - I_1^2) e^{-t/\theta}. \quad (10)$$

Из рис.1 видно, что максимальное значение скорости изменения тока состояния дуги, а значит и максимальное значение скорости изменения радиуса дуги, наблюдается в начальный момент времени  $t = 0$

$$\left. \frac{dr_A}{dt} \right|_{t=0} = r_{A0} \frac{1+n}{4\theta} \left( \frac{I_1^2}{I_0^2} - 1 \right). \quad (11)$$

Ударная волна возникает в том случае, если

$$\left. \frac{dr_A}{dt} \right|_{t=0} \geq c_s. \quad (12)$$

Отсюда следует, что условие возникновения ударной звуковой волны может быть записано в виде

$$\frac{I_1}{I_0} \geq \sqrt{\frac{4\theta c_s}{(1+n)r_{A0}} + 1}. \quad (13)$$

При значениях параметров дуги  $\theta = 1 \cdot 10^{-5}$  с,  $n = -1/3$ ,  $r_{A0} = 2$  мм ударная волна возникает при  $I_1 / I_0 > 3,31$ .

Анализ формулы показывает, что порог возникновения ударной волны увеличивается с увеличением постоянной времени дуги (например, добавляя с плазму дуги легко ионизируемые компоненты) и с уменьшением начального радиуса дуги (например, контрагируя дугу). Порог уменьшается с уменьшением постоянной времени дуги (например, добавляя с плазму дуги углекислый газ  $CO_2$ ).

*Ударные звуковые волны на фронте тока с ненулевой длительностью.* Найдем зависимость изменения во времени тока состояния дуги на протяжении и после фронта тока длительностью  $t_f$  между уровнями сварочного тока  $I_0$  и  $I_1$  (рис. 2). Уравнение обобщенной динамической модели столба дуги [4] на стадии фронта будет иметь вид

$$\theta \frac{di_\theta^2}{dt} + i_\theta^2 = \left[ I_0 + (I_1 - I_0) \frac{t}{t_f} \right]^2, \quad (14)$$

на стадии постоянного тока уравнение совпадает с уравнением (9), их решения описываются следующими формулами (см. рис. 2)

$$i_{\theta f}^2(t) = I_0^2 - 2 \frac{\theta}{t_f} I_0 (I_1 - I_0) \left( 1 - \frac{t}{\theta} - e^{-t/\theta} \right) + 2 \left( \frac{\theta}{t_f} \right)^2 (I_1 - I_0)^2 \left( 1 - \frac{t}{\theta} + \frac{1}{2} \left( \frac{t}{\theta} \right)^2 - e^{-t/\theta} \right) \quad (15)$$

$$i_{\theta c}^2(t) = I_1^2 + (i_{\theta f}^2(t_f) - I_1^2) e^{-(t-t_f)/\theta} \quad (16)$$

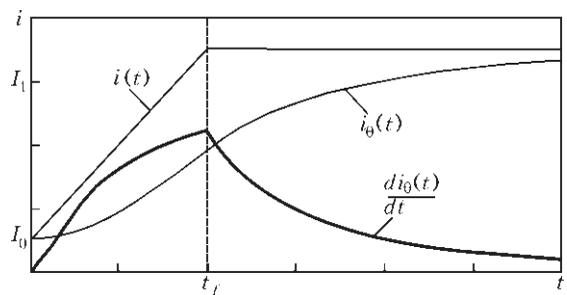


Рис. 2. Временные зависимости тока и тока состояния дуги при воздействии фронта тока с ненулевой длительностью

Очевидно (см. рис. 2), что максимальное значение скорости изменения тока состояния дуги, а значит и максимальное значение скорости изменения радиуса дуги, наблюдается в начальный момент времени  $t = t_f$ . Ударная волна возникает в том случае, если выполняется условие

$$\left. \frac{dr_A}{dt} \right|_{t=t_f} \geq c_s. \quad (17)$$

После проведения преобразований условие приобретает вид

$$\frac{(1+n)(\Delta-1) \cdot \tau_f (1-e^{-\tau_f}) - \dots}{2\tau_f^2 \left[ 1 - \frac{2}{\tau_f} (\Delta-1)(1-\tau_f - e^{-\tau_f}) + \dots \right]} \geq \bar{c}_s, \quad (18)$$

$$\dots \frac{-(\Delta-1)(1-\tau_f - e^{-\tau_f})}{\left[ 1 - \frac{2}{\tau_f} (\Delta-1)(1-\tau_f - e^{-\tau_f}) + \frac{2}{\tau_f^2} (\Delta-1)^2 \left( 1 - \tau_f + \frac{\tau_f^2}{2} - e^{-\tau_f} \right) \right]^{\frac{3-n}{4}}} \geq \bar{c}_s,$$

где  $\Delta = I_1 / I_0$  – относительное изменение тока;  $\tau_f = t_f / \theta$  и  $\bar{c}_s$  – безразмерные длительность фронта и скорость звука

$$\bar{c}_s = \frac{c_s \theta}{r_{A0}}. \quad (19)$$

На рис. 3 изображена пороговая кривая, выше которой возникает ударная звуковая волна. При малых длительностях фронта кривая стремится к значению для фронта с нулевой длительностью, а при больших – значение порога значительно возрастает.

Рассмотренные два примера дают возможность дать рекомендации по выбору параметров специального двухступенчатого импульсного воздействия (рис. 4), предложенного в ИЭС им. Е.О. Патона, при импульсно-дуговой сварке в защитных газах, которые не допустят разрушение газовой защиты тем самым, обеспечивая качество сварных соединений.

Поскольку длительность перехода от базового тока к так называемому предимпульсу, который только производит тепловое воздействие и плавит электродную проволоку, не критична, можно увеличивать длительность фронта и выбирать его согласно условия. Длительность перехода от предимпульса к импульсу очень важна для силового воздействия и отрыва капли и должна быть малой. Поэтому для предотвращения разрушения газовой защиты следует выбирать уровни тока согласно условия.

*Динамическое силовое воздействие лазерно-дугового разряда.* Воспользуемся результатами работ [9], кото-

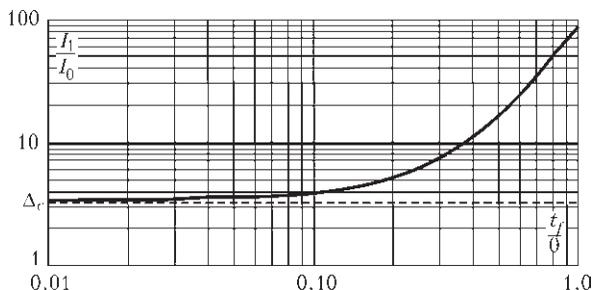


Рис. 3. Зависимость порога возникновения ударной волны от длительности фронта

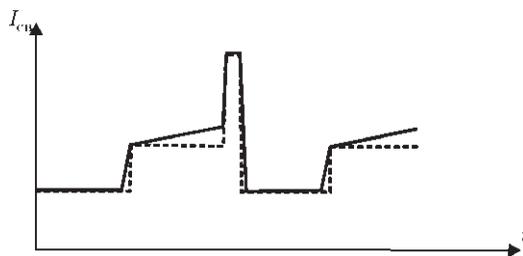


Рис. 4. Возможные варианты выбора длительности фронтов специального импульсного воздействия на дугу.

рые посвящены проблеме силового воздействия электрической дуги. Хотя в них довольно точно учтены все электромагнитные механизмы силового воздействия электрической дуги, анализ силового воздействия дан только в статике, а зависимость геометрических размеров электрической дуги, в частности радиуса ее столба, от величины тока во внимание не принималась. Постараемся расширить область применения имеющейся модели на случай лазерно-дугового разряда, при этом будем использовать те результаты работ [9], которые остаются правомерными и в случае изменяющегося радиуса разряда.

В первую очередь это касается такой важной характеристики силового воздействия, как давление на оси лазерно-дугового разряда. Поскольку лазерная составляющая является безтоковой, выражение для давления на оси лазерно-дугового разряда не отличается от выражения давления на оси дуги [9]

$$p_{\max} = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi^2 r_A^2}, \quad (20)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $i$  – ток дуги.

Формула получена [9] для случая, когда радиус разряда величина постоянная ( $r_A = \text{const}$ ), но она остается справедливой, когда радиус  $r_A$  является величиной изменяющейся.

Анализ динамического силового воздействия лазерно-дугового разряда. С учетом формулы выражение для давления по оси лазерно-дугового разряда  $p_{\max}$  в динамике можно переписать в виде

$$p_{\max}(t) = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot \frac{i^2(t)}{r_{A0}^2} \cdot \left( \frac{I_0}{i_0(t)} \right)^{1+n}. \quad (21)$$

Выражением можно воспользоваться для анализа силовых характеристик автоколебательных режимом лазерно-дугового разряда, т.к. при исследовании электрических цепей с лазерно-дуговым разрядом [10] нами были получены временные зависимости, как тока разряда  $i(t)$ , так и его тока состояния  $i_0(t)$ .

Анализ кривых на рис. 5 показывает, что в случае как гармонических, так и релаксационных колебаний значение давления на оси разряда может превышать аналогичные значения давления при сварке на постоянном токе [1]. Этим объясняется увеличение глубины проплавления. Однако в случае релаксационных колебаний наблюдается большая скорость нарастания радиуса лазерно-дугового разряда.

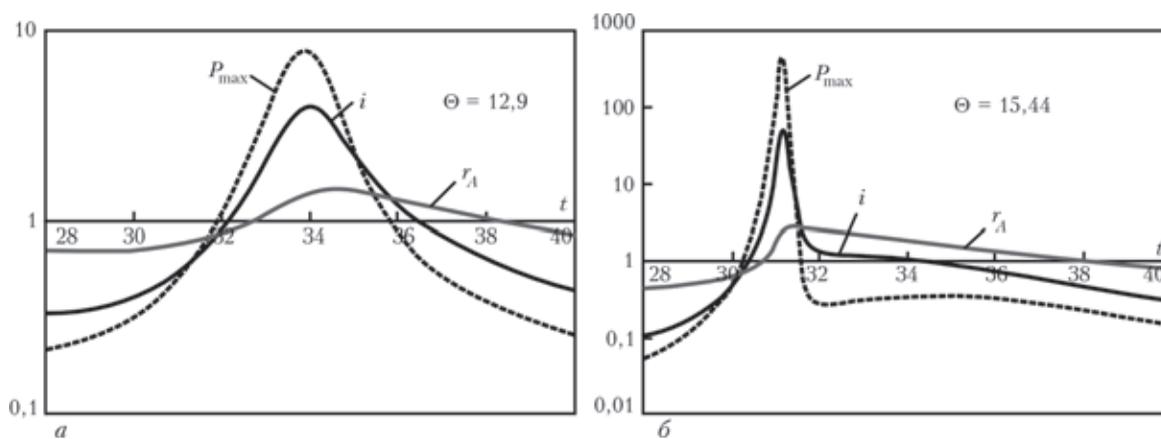


Рис. 5. Временные зависимости тока лазерно-дугового разряда  $i(t)$  и его радиуса  $r_A(t)$  и давления на оси разряда  $p_{max}(t)$ :  $a$  – колебания, близкие к гармоническим;  $b$  – релаксационные колебания (ось ординат – логарифмическая).

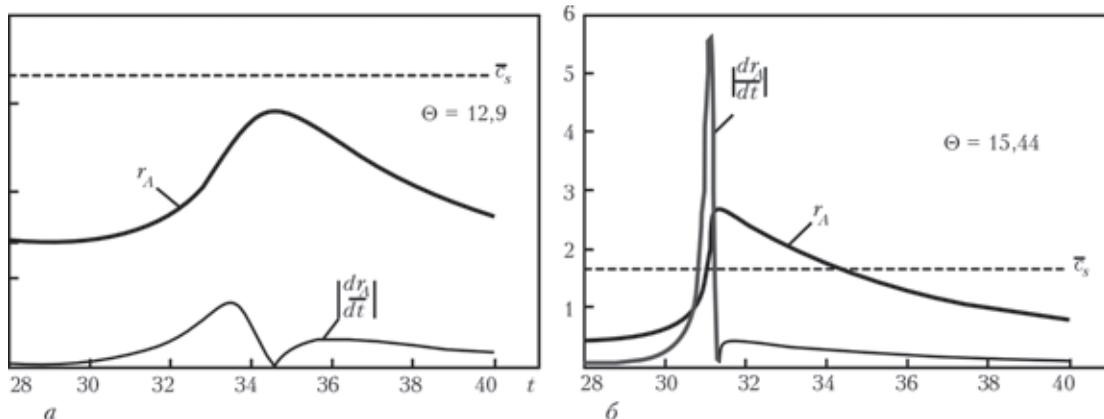


Рис. 6. Временные зависимости радиуса лазерно-дугового разряда  $r_A(t)$  и скорости его изменения:  $a$  – колебания, близкие к гармоническим;  $b$  – релаксационные колебания.

Для исследования этого вопроса были построены временные зависимости радиуса лазерно-дугового разряда  $r_A(t)$  и скорости его изменения (см. рис. 6). На этих же графиках был отложено значение уровня скорости звука (пунктирная линия).

Как видно из рис. 6,  $a$  при колебаниях, близких к гармоническим, скорость изменения радиуса лазерно-дугового разряда гораздо меньше скорости звука. Очевидно, что в этом случае ничего не грозит газовой защите разряда.

При релаксационных колебаниях скорость изменения радиуса лазерно-дугового разряда может превышать скорость звука (затемненный участок на рис. 6,  $b$ ). Переход через звуковой барьер сопровождается возникновением ударной волны, которая приводит к разрушению газовой защиты.

**Выводы**

При изменении тока импульсного дугового и лазерно-дугового разрядов могут возникать ударные звуковые волны, когда скорость изменения радиуса разряда превышает скорость звука.

Ударная звуковая волна может стать причиной разрушения газовой защиты, нестабильности сварочного процесса и возникновению дефектов сварных швов.

При создании новых импульсных лазерно-дуговых технологий и совершенствовании существующих импульсно-дуговых технологий необходимо учитывать,

что скорость изменения тока должна лежать в определенном диапазоне, верхний предел которого соответствует разрушению газовой защиты разряда.

1. Бушма А. И., Сидорец В. Н. Технологические характеристики колебательного лазерно-дугового разряда // Вісник Чернігівського державного технологічного університету. Серія «Технічні науки». – 2012. – №2 (57). – С. 96-100.
2. Ruhmer E. Wireless Telephony. – New York: D. van Nostrand Company, 1908. – 224 p.
3. Investigation on Welding Arc Sound (Rep.5). Effect of Welding Method and Welding Condition of Welding Sound (II). / M. Futamata, T. Toh, K. Inoue, et al // IIV VIII-1344-86. – 7 p.
4. Пентегов И. В., Сидорец В. Н. Сравнительный анализ математических моделей динамической сварочной дуги // Автоматическая сварка. – 1989. – №2. – С. 33-36
5. Пентегов И. В., Сидорец В. Н. Энергетические параметры в математической модели динамической сварочной дуги // Автоматическая сварка. – 1988. – № 11. – С. 36-40.
6. Отключение токов в сетях высокого напряжения. / Под ред. К. Рагаллера. – Москва: Энергоиздат, 1981. – 328 с.
7. Поршнев П. И. Энергобаланс положительного столба газового разряда атмосферного давления // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т. 58, – №5. – С. 814-820.
8. Лелевкин В. М., Мечев В. С., Семенов В. Ф. Двухтемпературная модель столба сварочной дуги // Автоматическая сварка. – 1990. – №6. – С. 10-14.
9. Лебедев В. К., Пентегов И. В. Силовое воздействие сварочной дуги. //Автоматическая сварка. – 1981. – № 1. – С.7-15.
10. Бушма А. И., Сидорец В. Н. Амплитудно-частотные характеристики автоколебаний в цепи с лазерно-дуговым разрядом // Електротехніка і електромеханіка. – 2012. – № 3. – С. 15-18.

# РАСЧЕТНОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АРГОНОВОЙ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ

*В. Н. Сидорец, И. В. Кривцун, В. Ф. Демченко, И. В. Крикент,  
Д. В. Коваленко, И. В. Коваленко, А. Г. Павлов*

*Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины, Киев*

Сварка неплавящимся вольфрамовым электродом в среде инертных газов (ТИГ процесс) широко применяется при изготовлении ответственных конструкций в атомном и химическом машиностроении, пищевой промышленности, ракетно-, авиационном и других отраслях. Недостатком ТИГ сварки является низкая производительность, обусловленная недостаточной проплавливающей способностью дуги при этом способе сварки. Для устранения этого недостатка в настоящее время используются различные способы активации процессов переноса энергии в плазме электрической дуги и сварочной ванне, – такие как: сварка по слою активирующего флюса (А-ТИГ процесс), супер-ТИГ, гибридная сварка (ТИГ + лазер) и др [1-4]. В работе [5] методом математического моделирования дуги с тугоплавким катодом установлено, что при подаче импульса сварочного тока с высокой скоростью его изменения на переднем фронте импульса наблюдается эффект существенного повышения плотности тока и плотности теплового потока на аноде по сравнению с этими же характеристиками стационарной дуги. Технологическим следствием, которое можно ожидать в результате теплового и силового воздействия импульсного тока на расплав, может быть повышение глубины проплавления и увеличение объема расплавленного металла – по сравнению со сваркой на постоянном токе. Эта особенность динамики горения дуги в импульсном режиме, прогнозируемая математическим моделированием, свидетельствует о том, что при соответствующем выборе параметров высокочастотная модуляция тока может выступать в качестве еще одного средства активации процессов переноса энергии в свариваемом металле. Это обуславливает интерес к дальнейшим исследованиям динамических характеристик дуги с тугоплавким катодом при сварке в импульсном режиме. Первичным инструментом, который широко используется при анализе сварочной дуги, является ее вольтамперная характеристика (ВАХ). Исследование связи между током и напряжением при сварке неплавящимся электродом представляет интерес как при сварке на постоянном токе, так и при высокочастотной импульсно-дуговой модуляции тока, при которой проявляются отмеченные выше динамические эффекты. Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию статических и динамических характеристик аргоновой дуги с тугоплавким анодом.

Модель нестационарной дуги, разработанная в работе [5], базируется на описании процессов переноса энергии, массы, импульса и заряда в плазме столба и анодной области дуги. Такое описание требует значительных вычислительных ресурсов для численного расчета тепловых, электромагнитных и магнитогазодинамических характеристик дуговой плазмы, что ограничивает область применения модели работы [5] рассмотрением лишь одиночных импульсов тока. В то же время практический интерес представляет изучение влияния пачек импульсов различной частоты и амплитуды. В связи с этим в настоящей работе рассматривается упрощенная модель дуги (модель с сосредоточенными параметрами), которая не требует громоздких вычислений и позволяет проследить воздействие многочисленных импульсов произвольной формы.

**1. Основные соотношения. Введем ряд определенных.** Пусть  $\vec{j} = -\text{grad } \varphi$  – плотность тока,  $\varphi$  – потенциал электрического поля,  $\Gamma_{kp}$  и  $\Gamma_{ap}$  – границы, разделяющие соответственно катодный и анодный слои с плазмой столба дуги. Из уравнения  $\text{div } \vec{j} = 0$  вытекает следующее балансное соотношение

$$\int_{\Omega} \rho |j|^2 dv = \int_{\Gamma_{kp}} \varphi j_n dS - \int_{\Gamma_{ap}} \varphi j_n dS, \quad (1)$$

где  $j_n$  – проекция вектора плотности тока на нормаль  $\vec{n}$  к соответствующей поверхности,  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление плазмы столба дуги.

В соответствии с законом Джоуля-Ленца запишем  $\int_{\Omega} \rho |j|^2 dV = I \cdot U_{st}$  где  $I$  – сварочный ток,  $U_{st} = \frac{1}{I} \int_{\Omega} \rho |j|^2 dV$  – эффективная величина падения напряжения на столбе дуги. Так как поверхности  $\Gamma_{kp}$ ,  $\Gamma_{ap}$  являются неизопотенциальными, введем для них понятия эффективных значений потенциалов  $\Phi_{kp}$  и  $\Phi_{ap}$  следующим образом

$$\Phi_{kp} = \frac{1}{I} \int_{\Gamma_{kp}} \varphi j_n dS; \Phi_{ap} = \frac{1}{I} \int_{\Gamma_{ap}} \varphi j_n dS. \quad (2)$$

Так как потенциал  $\varphi$  определяется с точностью до произвольной постоянной, то в выражении для  $\Phi_{kp}$  можно заменить  $\varphi$  на  $\bar{\varphi} = \varphi - \varphi_a$ , или, что то же самое, положить  $\varphi_a = 0$ . Тогда  $\Phi_{kp}$  совпадает с эффективной величиной напряжения  $U_a$  между прикатодной областью столба дуги и анодом. Обозначим через  $\varphi_a$ ,  $\varphi_k$  потенциалы анода и катода и в соответствии с формулами определим эффективные величины анодного  $U_a$  и катодного  $U_k$  напряжений в виде:  $U_k = \varphi_k - \Phi_{kp}$ ,  $U_a = \Phi_{ap} - \varphi_{ak}$ . В рамках этих определений из выражения можно получить стандартное выражение для напряжения на дуге  $U$  как сумму напряжений на ее отдельных участках, т.е.

$$U = U_k + U_{st} + U_a \quad (3)$$

В формуле под  $U_a$ ,  $U_k$ ,  $U_{st}$  понимаются определенные выше эффективные значения напряжения. При этом напряжение  $U_a$  является отрицательным из-за обратного скачка потенциала на анодном слое [6]. Отметим, что

лишь в терминах эффективных величин напряжения имеет место суммарный баланс мощностей составляющих дугового разряда, по форме аналогичный. Для теоретической оценки полного напряжения в дуговом разряде и его отдельных составляющих следует определить распределение в дуговой плазме скалярного потенциала электрического тока  $\phi$  и поле плотностей тока, исходя из описания процесса переноса заряда в столбе дуги, а также описании процессов, протекающих в анодной и катодной областях дуги (см. [6]).

**2. Статические вольтамперные характеристики аргоновой дуги с тугоплавким катодом.** Рассмотрим результаты экспериментальных измерений статической ВАХ дуг длиной  $l = 1,5$  и  $3$  мм, горящих на медном водоохлаждаемом аноде. На рис.1 в виде отдельных маркеров приведены измеренные экспериментальные данные, штриховые линии – аппроксимация этих данных рядом Лорана

$$U_{StA}(i) = \sum_{j=1}^{j=1} a_j \left( \frac{i}{100} \right)^j, \quad (4)$$

коэффициенты которого приведены в таблице 1.

Для теоретической оценки составляющих напряжения, входящих в формулу, воспользуемся результатами расчетов (см. [7]) распределенных характеристик стационарной дуги длиной  $3$  мм, выполненных в диапазоне токов  $I = 50 \dots 250$  А, исходя из модели работы [6]. На рис. 2 представлены изменения анодного напряжения и напряжения на столбе дуги, вычисленных по разнице эффективных значений потенциалов на соответствующих поверхностях. На этих же графиках линиями без маркеров показаны напряжения, определенные как разность осевых значений потенциалов. Как видно из рисунков, погрешность в определении напряжений, вносимая осевыми значениями разности потенциалов, составляет величину порядка  $10\%$ .

В модели работы [5] в явном виде не рассматривается модель катодного слоя, поэтому теоретически оценить величину катодного падения напряжения по данным расчетов, выполненных в работе [7], не представляется возможным.

Для определения  $U_k$  воспользуемся экспериментальными данными (рис. 1) о зависимости напряжения на дуге  $U$  от величины сварочного тока и вычислим катодное падение напряжения как разность между экспериментально определенной величиной  $U$  и рассчитанным напряжением  $U_a$  (см. рис. 3). Определенное таким образом изменение катодного напряжения  $U_k$  от тока показано на рис. 4. На этом же рисунке представлены расчетные данные о величине катодного напряжения, полученные в докладе [8], исходя из приближенной модели катодного слоя. Сравнение этих двух результатов расчета указывает на качественно аналогичный характер зависимости катодного напряжения от тока, хотя

Таблица 1

Длина дуги $l$ , мм		1,5	3,0
Коэффициенты аппроксимации	$a_{-1}$	1,394283	1,113619
	$a_0$	7,343352	9,765307
	$a_1$	1,443792	1,333032

данные и отличаются на величину порядка  $1,3$  В. Расчетно-экспериментальные данные рис. 4 используются нами далее для построения динамической ВАХ импульсной дуги.

**2. Динамическая модель дуги с сосредоточенными параметрами.** В качестве альтернативы динамической модели работы [5], компьютерная реализация которой требует значительных вычислительных ресурсов, сформулируем модель динамической дуги с сосредоточенными параметрами, которая допускает аналитическое решение, не связанное с громоздкими вычислениями.

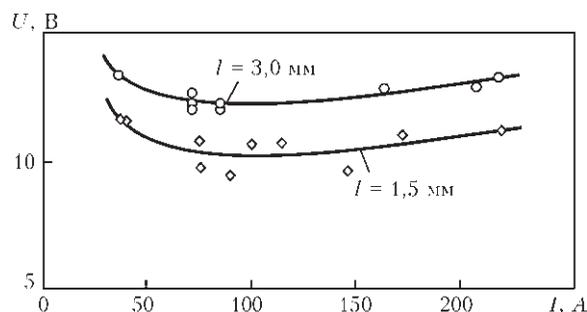


Рис. 1. Экспериментальные данные и аппроксимации статической ВАХ дуги с медным водоохлаждаемым анодом и длиной  $1,5$  и  $3$  мм

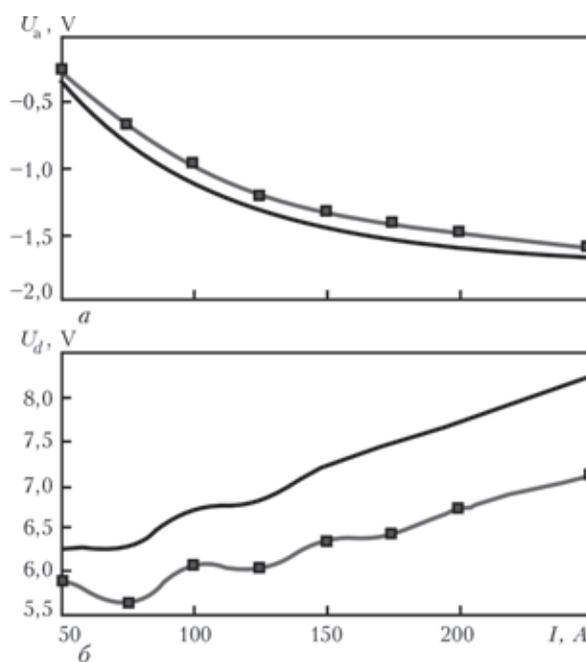


Рис. 2. Зависимости от тока, полученные моделированием горения стационарной дуги с использованием модели с распределенными параметрами: с маркерами – усредненные значения; без маркеров – осевые значения; а – анодное напряжение; б – напряжение на дуге

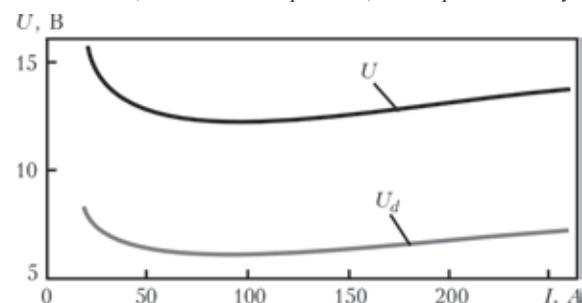


Рис. 3. Зависимость напряжения на дуге  $U$  (эксперимент) и эффективного напряжения  $U_d$  (расчет) от тока

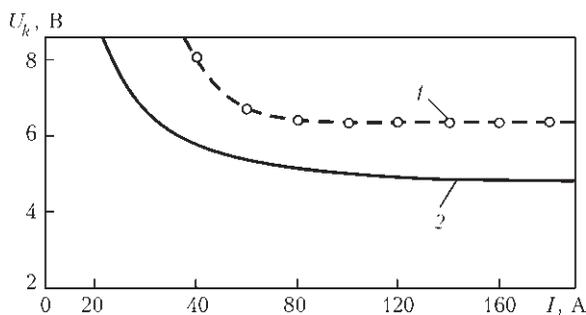


Рис. 4. Зависимость катодного напряжения от тока  $I$  – по данным работы [8], 2 – вычисленные в соответствии с данными рис. 3.

В этой модели столб дуги рассматривается как тепловой объект, который подчиняется закону сохранения энергии [9]

$$\frac{dQ}{dt} = P - P_0, \quad (5)$$

где  $Q$  – внутренняя энергия столба дуги;  $P$  и  $P_0$  – подводимая и отводимая мощности, соответственно.

Используя в качестве исходных данных функцию статической вольтамперной характеристики столба дуги  $U_{st}(i)$  и ее постоянную времени  $\theta$ , эта модель описывает динамику столба сварочной дуги при любом изменении тока  $i(t)$

$$u_{st}(t) = \frac{U_{st}(i_0(t))}{i_0(t)} i(t). \quad (6)$$

В формуле используется понятие тока состояния  $i_0$ . Рис. 5 иллюстрирует это понятие. Каждой точке динамической ВАХ столба дуги с координатами  $(u_{st}, i)$  соответствует только одна точка статической ВАХ с координатами  $(U_{st}(i_0), i_0)$ , причем внутренняя энергия  $Q$  (и

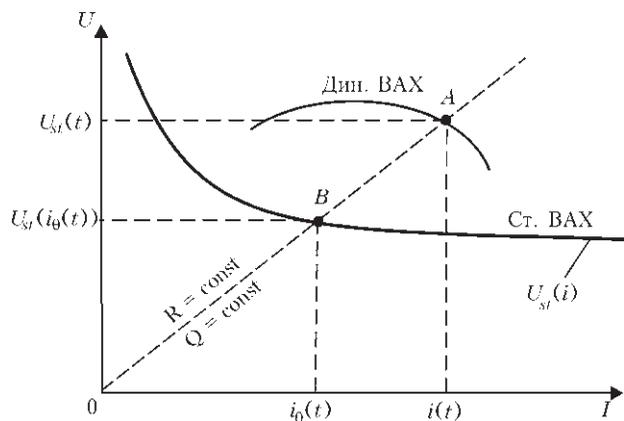


Рис. 5. Определение падения напряжения на столбе дуги в динамике с использованием понятия тока состояния дуги  $i_0$

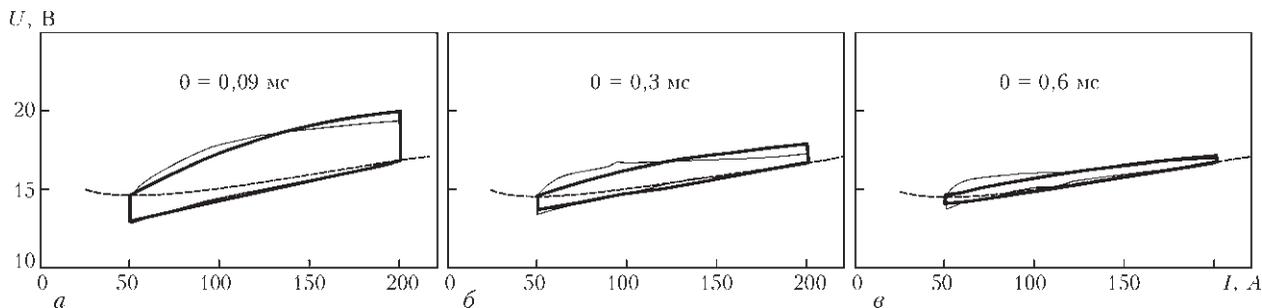


Рис. 6. Динамические вольтамперные характеристики дуги при различных длительностях фронтов импульса: а – длительность фронта 20 мкс; б – длительность фронта 100 мкс; в – длительность фронта 200 мкс; пунктир – статическая ВАХ дуги; сплошная тонкая – динамическая ВАХ дуги (модель с распределенными параметрами); сплошная жирная – динамическая ВАХ дуги (модель с сосредоточенными параметрами)

сопротивление) столба дуги в статическом и динамическом состояниях равны.

Формула входит в уравнения, которые соответствуют законам Кирхгофа, описывающие электрическую цепь. Эти же уравнения дополняются уравнением динамической модели дуги, которое является электротехническим аналогом [9] уравнения

$$\theta \frac{di_0^2}{dt} + i_0^2 = i^2. \quad (7)$$

Отметим, что функцию статической вольтамперной характеристики дуги можно измерять экспериментально, так и рассчитывать теоретически, например, с помощью модели с распределенными параметрами.

Напряжение на дуге определяли по формуле

$$U(I) = \frac{U_{st}(i_0)}{i_0} I + U_a(I) + U_k(I) \quad (8)$$

где  $U_a$  – падение напряжение на аноде, которое определено с помощью модели с распределенными параметрами;  $U_k$  – падение напряжение на катоде, которое определено предложенной экспериментально-численной методикой. Таким образом, в рамках динамической модели дуги падение напряжения на нестационарной дуге рассчитывается как функция текущей величины тока в импульсе. При этом в качестве априори заданных параметров динамической модели дуги с сосредоточенными параметрами используются данные о зависимости анодного и катодного падений напряжения от тока, полученные экспериментально или с помощью модели с распределенными параметрами.

Энергетические и технологические характеристики дуги можно получить обработкой результатов моделирования.

**3. Динамические вольтамперные характеристики аргоновой дуги с тугоплавким катодом.** Приведем результаты расчета динамических ВАХ аргоновой дуги с тугоплавким катодом, выполненные с использованием моделей дуги с распределенными параметрами. Расчеты велись при длине дуги 3 мм, параметры импульса варьировались. Для отработки моделей динамической дуги рассматривались модельные импульсы с длительностью 20, 100, 200 мкс на переднем и заднем фронтах импульса. Предполагалось, что после подъема (спада) тока дуга горит при постоянном токе, соответствующему окончанию переходного процесса, – вплоть до установления стационарного состояния дуги. Катодное и анодное напряжения в зависимости от текущей

величины тока выбирались в соответствии с данными рис. 2 и 4. Результаты расчета динамической ВАХ для моделей дуги с распределенными параметрам представлены на рис. 6.

Рассмотрим результаты расчета динамической ВАХ, полученные с помощью модели дуги с сосредоточенными параметрами при подаче трапецеидального импульса тока (см. рис. 7)

Подобное воздействие можно рассматривать поэтапно, как последовательное воздействие фронтов импульсов (длительностями  $t_{f1}$  и  $t_{f2}$ ) и постоянного тока (длительностями импульса  $t_i$  и  $t_p$ ). Общие решения дифференциального уравнения для этих этапов, имеют вид

$$\begin{aligned}
 i_{0C}^2(t, I_0, I_1) &= I_1^2 + (I_0^2 - I_1^2)e^{-t/\theta}; \quad (9) \\
 i_{0f}^2(t, I_0, I_1, I_2, t_f) &= I_0^2 e^{-t/\theta} + I_1^2 (1 - e^{-t/\theta}) - \\
 &- 2 \frac{\theta}{t_f} I_1 (I_2 - I_1) \left(1 - \frac{t}{\theta} - e^{-t/\theta}\right) + \\
 &+ 2 \left(\frac{\theta}{t_f}\right)^2 \left(1 - \frac{t}{\theta} + \frac{t^2}{2\theta^2} - e^{-t/\theta}\right), \quad (10)
 \end{aligned}$$

где  $t_f$  – длительность фронта;  $I_0$  – начальное значение тока состояния на каждом этапе.

Для получения стационарного решения применяли метод приспособывания, с помощью которого получили условия на границах этапов

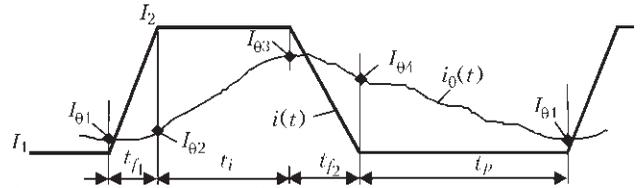


Рис. 7. Исследование воздействия на дугу трапецеидального импульса тока с помощью метода приспособывания

$$\begin{aligned}
 i_{0f}(t_{f1}, I_{01}, I_1, I_2, t_{f1}) &= I_{02}; i_{0C}(t_i, I_{02}, I_2) = I_{03}; \\
 i_{0f}(t_{f2}, I_{03}, I_2, I_1, t_{f2}) &= I_{04}; i_{0C}(t_p, I_{04}, I_1) = I_{01}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Матричная форма записи придает решениям уравнений компактный вид

$$\begin{pmatrix} I_{01}^2 \\ I_{02}^2 \\ I_{03}^2 \\ I_{04}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -e^{-t_{f1}/\theta} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & -e^{-t_i/\theta} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -e^{-t_{f2}/\theta} & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -e^{-t_p/\theta} \end{pmatrix}^{-1} \times \\
 \times \begin{pmatrix} i_{0f}^2(t_{f1}, 0, I_1, I_2, t_{f1}) \\ i_{0C}^2(t_i, 0, I_2) \\ i_{0f}^2(t_{f2}, 0, I_2, I_1, t_{f2}) \\ i_{0C}^2(t_p, 0, I_1) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Подставляя значения токов состояния на границах этапов из формулы в выражения 9 и 10, получаем зависи-

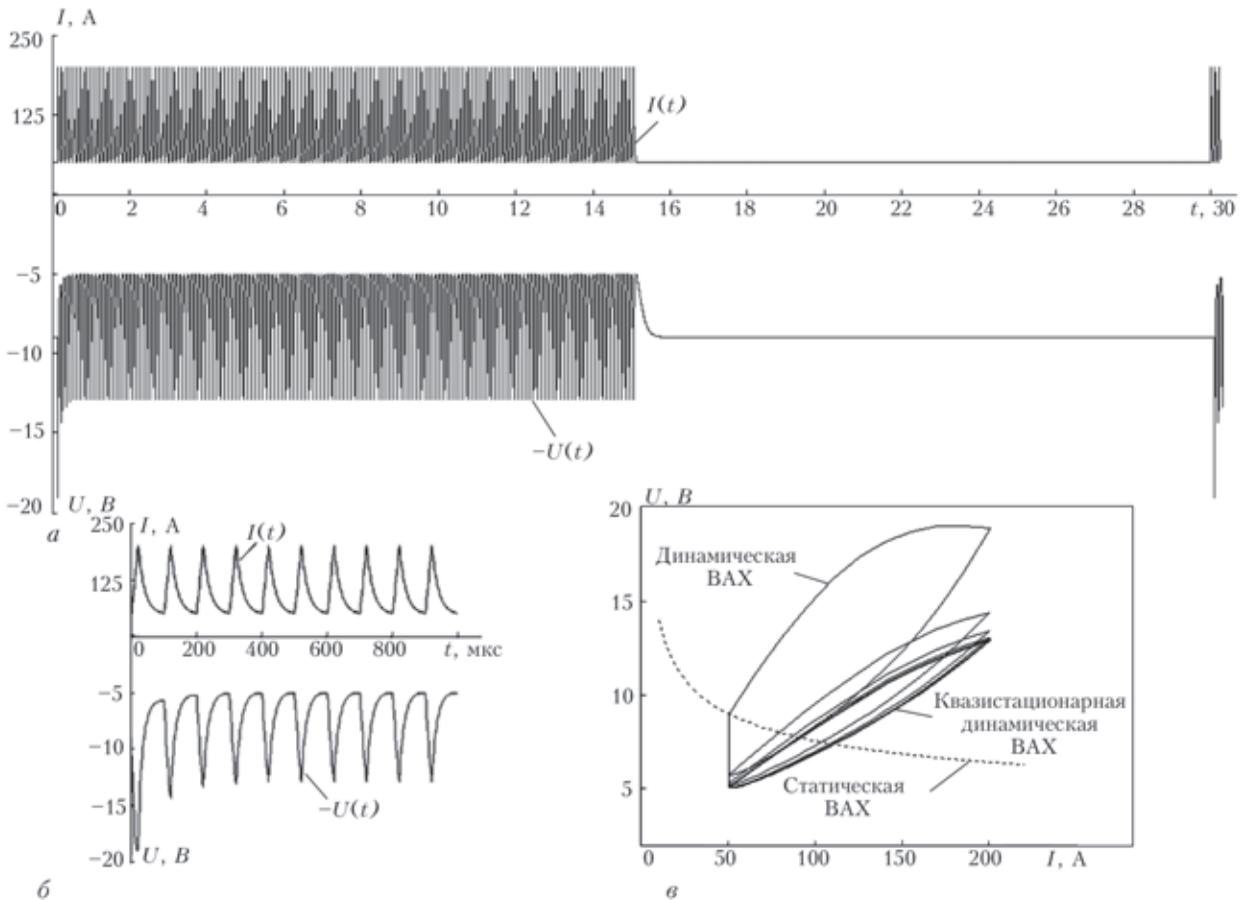


Рис. 8. Воздействие на дугу пакетов высокочастотных импульсов тока: а – временные зависимости тока дуги и напряжения на ней; б – воздействие нескольких начальных импульсов пачки (укрупненный масштаб рисунка а); в – динамическая ВАХ дуги (расчетная) при таком воздействии.

мости изменения тока состояния от времени при воздействии трапецидального импульса на дугу.

Если длительности импульса и паузы в трапецидальном импульсе взять достаточно большими (чтобы дуга успевала достичь стационарного состояния), результаты, полученные с помощью модели с сосредоточенными параметрами, можно сравнивать с результатами, полученные с помощью модели с распределенными параметрами, для одиночных фронтов (см. рис. 6).

Калибровка постоянной времени  $\theta$  в модели с сосредоточенными параметрами осуществлялась таким образом, чтобы различие между данными двух моделей было минимальным. Заметим, что постоянная времени убывает с уменьшением длительности импульса. Характерной особенностью ВАХ динамической дуги является то, что она представляется в виде петли гистерезиса, в которой верхняя и нижние кривые соответствуют переднему и заднему фронтам импульса, а вертикальные отрезки – переходу в стационарное состояние дуги (для сопоставления на этих же рисунках нанесена статическая ВАХ). ВАХ в виде петли гистерезиса была получена экспериментально в работах [10, 11]. Физической причиной возникновения петли является различная степень инерционности процессов переноса энергии, импульса и заряда при подъеме и спаде тока. Отметим, что с увеличением длительности импульса размах петли гистерезиса уменьшается и ВАХ динамической дуги приближается к ВАХ статической дуги.

После отработки модели динамической дуги, описанной в п. 2, и калибровки входящих в нее параметров, эта модель была применена для расчета динамической ВАХ при подаче пачек высокочастотных импульсов. Экспериментально импульсы генерировались при помощи устройства, разработанного в отделе физики газового разряда и техники плазмы. Устройство генерирует пачки ВЧ импульсов в диапазоне частот 5...25 кГц с формой близкой к треугольной. Частота следования пачек от 1 до 75 Гц, заполнение пачки ВЧ импульсами от 1 до 99%.

Были проведены экспериментальные исследования воздействия на дугу пакетов высокочастотных импульсов и получены осциллограммы изменения во времени сварочного тока и напряжения на дуге.

Теоретическое исследование такого же воздействия с помощью модели с сосредоточенными параметрами показало (см. рис. 8) хорошее совпадение результатов с экспериментальными данными, что свидетельствует об адекватности описания переходных процессов в дуге при высокочастотной модуляции сварочного тока.

Анализируя рис. 8 *в*, следует отметить, что реакция дуги на шесть-восемь начальных импульсов пачки отличается от реакции на все остальные импульсы. Только по прошествию этого переходного процесса формируется квазистационарная динамическая ВАХ дуги.

## Выводы

Введено понятие эффективного напряжения между неизопотенциальными поверхностями и на этой основе оценены эффективные значения падения напряже-

ния на анодном слое и в столбе дуги. Расчетно-экспериментальным методом определено катодное падение напряжения.

Показано, что при соответствующем выборе постоянной времени результаты расчетов переходных процессов в импульсной дуге на основе модели дуги с сосредоточенными параметрами с достаточной степенью точностью соответствуют расчетным данным, полученным при помощи модели с распределенными параметрами. Динамическая модель дуги с сосредоточенными параметрами не требует больших вычислительных ресурсов, что делает ее пригодной для исследования переходных процессов при подаче пачек высокочастотных импульсов.

На основе сравнительного анализа моделей с сосредоточенными и распределенными параметрами, описывающих переходные процессы в импульсной дуге, получены вольтамперные характеристики импульсной дуги при сварке неплавящимся электродом. Показано, что с увеличением крутизны фронтов импульса тока размах петли гистерезиса динамической вольтамперной характеристик увеличивается.

При высокочастотной модуляции сварочного тока установление квазистационарной вольтамперной характеристики импульсной дуги достигается после подачи 6–8 импульсов.

1. *Повышение* эффективности проплавления титановых сплавов при аргонодуговой сварке / С.М. Гуревич, В.Н. Замков, Н.А. Кушниренко // Автоматическая сварка. – 1965. – № 9. – С. 1–4.
2. *Применение* активаторов при дуговой сварке вольфрамовым электродом в инертных газах (А-ТИГ) сталей и сплавов / К.А. Ющенко, Д.В. Коваленко, И.В. Коваленко // Автоматическая сварка. – 2001. – № 7. – С. 37–43.
3. *Arc augmented laser welding* / W.M. Steen, M. Eboo // Metal Construction. – 1979. – V. 11, No. 7. – P. 332–335.
4. *Marangoni convection and weld shape variations in Ar-O<sub>2</sub> and Ar-CO<sub>2</sub> shielded GTA welding* / S. Lu, H. Fujii, K. Nogi // Materials Science and Engineering: A. – 2004. – V. 380, No. 1–2 – P. 290–297.
5. *Моделирование* динамических характеристик импульсной дуги с тугоплавким катодом / И.В. Кривцун, И.В. Крикент, В.Ф. Демченко // Автоматическая сварка. – 2013. – № 7. – С. 14–25
6. *Модель* процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом / И.В. Кривцун, В.Ф. Демченко, И.В. Крикент // Автоматическая сварка. – 2010. – № 6. – С. 3–11.
7. *Моделирование* процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом / И.В. Крикент, И.В. Кривцун, В.Ф. Демченко // Автоматическая сварка. – 2012. – № 3. – С. 7–11
8. *Cathode Fall Voltage of TIG Arcs from a Non-equilibrium Arc Model* / D. Uhrlandt, M. Baeva, R. Kozakov, G. Gött // IW Essen, 12.09.2013, Group 212 – Physics of Welding. – 21 p.
9. *Сидорец В. Н., Пентегов И. В.* Детерминированный хаос в нелинейных цепях с электрической дугой – Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2013. – 272 с.
10. *Динамические* характеристики импульсной дуги при сварке в аргоне / Н.М. Трофимов, Р.В. Сеницкий // Сварочное производство. – 1967. – № 8. – С. 18–19
11. *Динамические* характеристики свободной и сжатой сварочных дуг постоянного тока с неплавящимся электродом / О.И. Соколов, Гладков Э.А. // Сварочное производство. – 1977. – № 4. – С. 3–5

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОГО РАСПЫЛЕНИЯ ПРОВОЛОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*М. Ю. Харламов<sup>2</sup>, И. В. Кривцун<sup>1,2</sup>, В. Н. Коржик<sup>1,2</sup>, А. И. Демьянов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *Гуандунский генеральный научно-исследовательский институт промышленных технологий (Гуанчжоуский генеральный научно-исследовательский институт цветных металлов), КНР*

<sup>2</sup> *Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев*

Обобщены результаты теоретических исследований и предложена схема комплексного математического моделирования процессов, протекающих при плазменно-дуговом распылении. Приведены результаты численного анализа процессов формирования и отрыва капель жидкого металла с конца распыляемой проволоки, а также их последующего движения, нагрева и дробления в плазменной струе. Показано, что при движении капель расплава в струе плазмы происходит их многократное дробление, приводящее к формированию частиц с размерами, значительно меньшими размеров исходных капель, срываемых с конца проволоки.

**Введение.** Процессы распыления проволочных материалов получили широкое распространение в промышленности. В частности, распыление прутков и проволок применяется при напылении покрытий, получении мелко- и ультрадисперсных порошковых материалов, а также в других технологических приложениях. Так, к одним из новых перспективных процессов газотермического напыления, использующих в качестве напыляемого материала прутки и проволоки, относится плазменно-дуговое проволочное напыление [1], при котором осуществляется распыление токоведущей проволоки-анода, постоянно подаваемой в плазменную дугу за срезом сопла плазмотрона. Разрабатываются модификации данного процесса, предназначенные для получения порошков тугоплавких материалов из прутков и проволок. Как при напылении, так и при получении порошковых материалов, ход и результативность всего технологического процесса во многом будет определяться комплексом физико-химических явлений, протекающих непосредственно при распылении проволоки или прутка.

Отметим, что процессам плавления и распыления проволочных материалов, в том числе и плазменно-дугового, в современной научно-технической литературе уделено недостаточно внимания. Здесь можно отметить работы [2-4], описывающие процессы формирования и переноса капель электродного металла при сварке плавящимся электродом. Имеется ряд работ, в которых исследованы некоторые аспекты процесса электродуговой металлизации [5-7]. Однако и эти работы не освещают в полной мере процессы, протекающие при распылении, в особенности те, что касаются формирования капель расплава распыляемой проволоки, а также дальнейшего поведения жидких капель в транспортирующем плазменном или газовом потоке. Опубликована серия работ, посвященных процессам плазменно-дугового распыления, которые выполнены на основании исследований, проведенных в ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. В данных работах исследованы процессы формирования плазменной струи с учетом наличия внешнего участка плазменной дуги, горячей за соплом плазмотрона и замыкаемой на распыляемой проволоке [8-10], нагрева и плавления проволоки [11, 12], а также форми-

рования капель расплава и ввода их в плазменный поток [13]. Большой интерес представляет обобщение данного материала с целью создания комплексной математической модели процесса плазменно-дугового распыления, позволяющей рассматривать этот процесс с единых, системных позиций. Такая модель с соответствующим набором входных и выходных параметров будет полезна для анализа закономерностей диспергирования проволочных материалов при учете особенностей влияния различных технологических факторов и параметров режима распыления. В конечном итоге это будет способствовать совершенствованию технологического оборудования и развитию технологий, основанных на распылении проволочных материалов. Формулировка комплексной математической модели процессов, протекающих при плазменно-дуговом распылении проволочных материалов, а также рассмотрение особенностей математического моделирования его отдельных этапов и составляло цель данной работы.

**Схема процесса плазменно-дугового распыления.** Рассмотрим схему процесса плазменно-дугового распыления проволочных материалов, принятую при построении комплексной математической модели (рис. 1).

Дуга постоянного тока  $I$  горит между тугоплавким водоохлаждаемым катодом плазмотрона и токоведущей проволокой, находящейся за срезом его сопла на расстоянии  $Z_2$  от начального сечения расчетной области ( $z = 0$ ), расположенного вблизи рабочего конца катода (см. рис. 1), и при  $z > Z_2$  имеет место бестоковое инерционное движение плазмы. Распыляемая проволока круглого сечения радиусом  $R_w$  подается в плазменную дугу со скоростью  $v_w$ . Будем считать, что формируемая плазмотроном электрическая дуга замыкается на конце проволоки, являющейся анодом, и нагревает проволоку вблизи ее конца. Вся проволока нагревается обтекающим ее плазменным потоком, а также протекающим через нее током дуги  $I$ . Подаваемый в плазмформирующее сопло длиной  $Z_1$  и радиусом  $R_c$  плазмобразующий газ с массовым расходом  $G_1$  нагревается электрической дугой и истекает во внешнюю газовую среду. Открытый участок течения дуговой плазмы может обдуваться коаксиальным потоком внешнего газа с массовым расходом  $G_2$ . При этом обдувающий газ по-

дается через кольцевой канал  $R_1 \leq r \leq R_2$  под углом  $\alpha$  к оси плазматрона.

Под действием анодного пятна дуги, обтекающего проволоку высокотемпературного плазменного потока и протекающего через нее тока проволока нагревается, плавится и на ее торце образуется слой расплавленного металла с характерной толщиной  $L_p$  (рис. 2). При этом расплавленный материал проволоки будет увлекаться плазменным потоком, образуя струю жидкого металла, ось которой находится на расстоянии  $L_p$  от оси плазменного потока. По мере дальнейшего течения эта струя будет распадаться на капли – дисперсные частицы напыляемого материала. Попадая в плазменный поток расплавленные частицы ускоряются, нагреваются и, при достижении определенных критических условий, разрушаются с формированием более мелких фрагментов.

**Структура комплексной математической модели.**

На основании изложенной схемы протекания процесса плазменно-дугового распыления, а также разработанных математических моделей отдельных стадий этого процесса [8-13] можно сформулировать его комплексную математическую модель. При этом процесс плазменно-дугового распыления будем рассматривать с единых позиций, с учетом взаимосвязей и взаимодействий между отдельными стадиями (этапами) рассматриваемого процесса.

В первом приближении комплексная модель может быть представлена пятью взаимосвязанными моделями, описывающими ту или иную подсистему (этап) технологического процесса (рис. 1): 1 – модель плазменной струи, создаваемой плазматроном с внешней проволокой-анодом; 2 – модель нагрева и плавления проволоки; 3 – модель формирования жидкой прослойки на рабочем конце проволоки; 4 – модель формирования и срыва капель расплавленного металла; 5 – модель нагрева и движения расплавленных частиц в плазменном потоке с учетом их дробления. При описании схемы комплексной модели процесса для каждой модели будем использоваться два набора (вектора) параметров:  $\vec{T}$  – вектор входных параметров, в том числе управляющих параметров, регулирующих протекание соответствующего этапа;  $\vec{O}$  – вектор выходных параметров.

Для модели первой стадии процесса – формирования плазменной струи и течения электродуговой плазмы [8-10], входными параметрами  $I_1$  будут выступать параметры режима работы плазматрона (ток дуги, тип и расходы плазмообразующего и обдувающего газов), теплофизические свойства этих газов и соответствующие коэффициенты переноса, геометрические параметры плазмформирующего канала сопла плазматрона, дистанция напыления, состав газа внешней среды. Выходными параметрами  $O_1$  данной модели являются распределенные и интегральные характеристики генерируемого плазматроном плазменного потока: пространственные распределения скорости и температуры плазмы, напряжение дуги, распределение напряженности электрического поля, мощность и КПД плазматрона и др.

Модели нагрева и плавления проволоки и формирования жидкой прослойки на ее конце [11, 12] являются

согласованными и решаются совместно. Решение определяется по балансу расплавленной части проволоки и толщины удерживаемой на конце проволоки прослойки жидкого металла, который устанавливается при определенном положении конца проволоки относительно

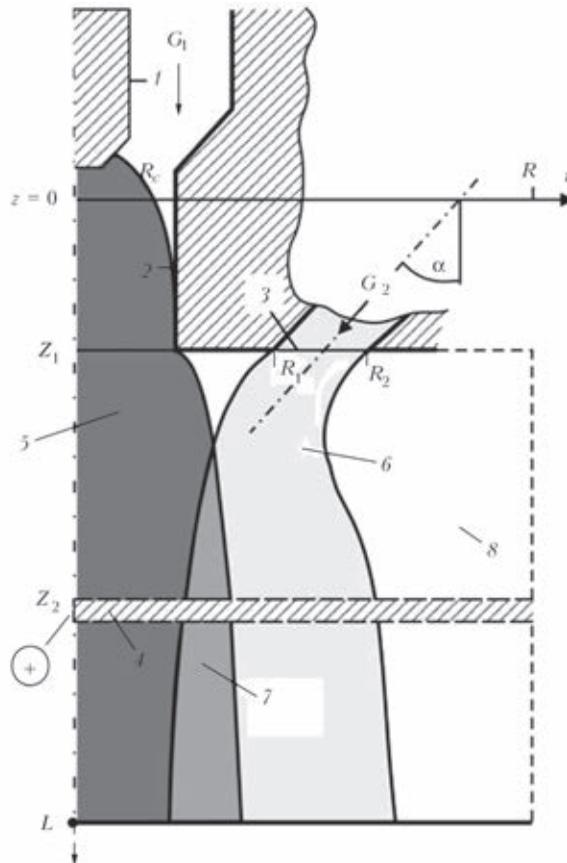


Рис. 1. Схема процесса плазменно-дугового распыления проволочных материалов: 1 – катод; 2 – сопло плазматрона; 3 – канал подачи обдувающего газа; 4 – внешняя проволока-анод; 5 – дуговая плазма; 6 – обдувающий газ; 7 – область смешения; 8 – внешняя газовая среда

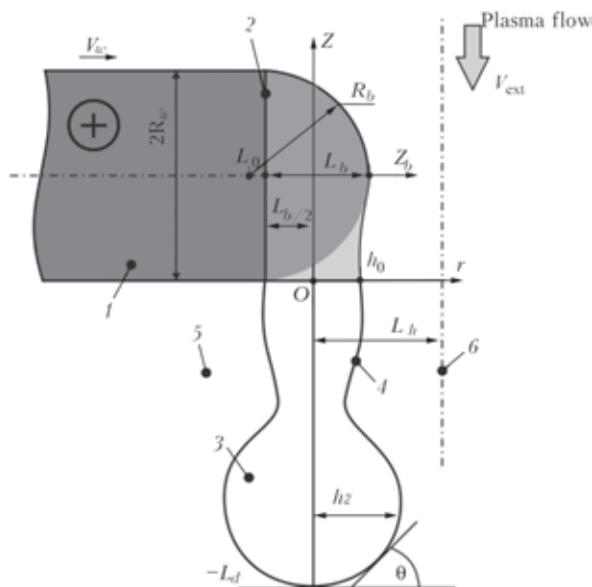


Рис. 2. Схема формирования струи расплавленного металла проволоки при плазменно-дуговом распылении: 1 – нерасплавленная проволока; 2 – фронт плавления; 3 – расплав; 4 – граница раздела расплав – плазменный поток; 5 – область течения плазмы; 6 – ось симметрии плазменного потока, генерируемого плазматроном

оси плазменной струи. Поэтому, входные параметры  $I_{23}$  для данных моделей являются общими и включают в себя диаметр и скорость подачи проволоки, ее положение относительно среза сопла плазмотрона, теплофизические параметры материала проволоки, а также распределенные и интегральные характеристики плазменного потока  $O_1$ , являющиеся выходными данными первой модели. Выходными данными  $O_{23}$  будут выступать температурное поле в распыляемой проволоке, объем расплавленного металла, размеры удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки и скорость течения в ней жидкого металла, а также расстояние от расплавленного конца проволоки до оси плазменной струи, определяющее область ввода напыляемых частиц в плазменную струю.

При моделировании процесса диспергирования проволоки (формирования и срыва капель) входными данными  $I_4$  будут выступать выходные данные моделей первой, второй и третьей стадий процесса, в частности: пространственные распределения скорости и температуры плазмы, положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазмотрона, толщина жидкой прослойки, удерживаемой на конце проволоки, и скорость течения в ней расплава. В качестве основных выходных данных  $O_4$  будут выступать диаметр срываемых капель, частота их отрыва и начальная скорость движения.

Выходные параметры четвертой стадии процесса  $O_4$ , наряду с выходными параметрами  $O_{23}$  и  $O_1$  являются входными параметрами  $I_5$  для модели ускорения, нагрева и дробления расплавленных частиц в плазменной струе. Выходные параметры  $O_5$  данной модели – скорость и траектория движения частиц и их фрагментов, тепловое состояние частиц и фрагментов, а также распределения напыляемых частиц по скорости, средней температуре и размерам в различных сечениях плазменной струи.

**Модель плазменной струи, формируемой плазмотроном с внешней проволокой-анодом.** Рассмотрим математическую модель, описывающую турбулентное течение электродуговой плазмы и формирование плазменной струи в плазмотронах прямого и косвенного действия [8-10].

Для математического описания процессов, протекающих при формировании плазменной дуги и истечении дуговой плазмы из сопла плазмотрона, использовались следующие допущения: рассматриваемая плазменная система обладает цилиндрической симметрией, а протекающие процессы предполагаются стационарными; обдуваемый газ подается осесимметричным потоком через кольцевой канал, течение этого газа в канале полагается ламинарным; плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, собственное излучение плазмы – объемное; основным механизмом нагрева плазмы являются джоулево тепловыделение (работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь), а перенос энергии в столбе происходит за счет теплопроводности и конвекции (естественная конвекция в расчет не принимается); течение плазмы вязкое, дозвуковое, режим течения турбулентный; внешние магнитные поля отсутствуют;

плазменная компонента смеси является инертной (Ar) и не вступает в химические реакции с внешним газом.

Основу математической модели формирования плазменной струи составляет система магнитогидродинамических (МГД) уравнений в приближении турбулентного пограничного слоя для осредненных по времени значений температуры и скорости плазмы, которая имеет вид [8]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( p + \mu_0 \frac{H_\phi^2}{2} \right); \quad (2)$$

$$\rho C_p \left( u \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \psi. \quad (3)$$

Здесь  $T$  – осредненная температура плазмы;  $\bar{v} = (\rho v + \rho' v') / \rho$ , где  $v$  – осредненная радиальная скорость,  $\rho$  – осредненная плотность плазмы,  $\rho'$  и  $v'$  – пульсации плотности и радиальной скорости;  $u$  – осредненная аксиальная скорость плазмы;  $p$  – давление;  $C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $\sigma$  – удельная электропроводность плазмы;  $\mathbf{j}$  – вектор плотности электрического тока;  $\psi$  – объемная плотность мощности собственного излучения;  $\bar{\eta}$  и  $\bar{\chi}$  – полные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы;  $\mu_0$  – универсальная магнитная постоянная;  $H_\phi(r, z)$  – азимутальная составляющая магнитного поля тока дуги.

С целью более корректного описания электромагнитных характеристик дуги (не делая допущения о малости радиальной компоненты плотности электрического тока по сравнению с аксиальной) будем использовать уравнение для напряженности магнитного поля тока дуги [10]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r \sigma} \frac{\partial (r H_\phi)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \right] = 0. \quad (4)$$

Азимутальная составляющая напряженности магнитного поля  $H_\phi(r, z)$  связана с компонентами плотности электрического тока следующими уравнениями [10]:

$$j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi); \quad j_r = - \frac{\partial H_\phi}{\partial z}. \quad (5)$$

Распределение давления в пределах канала сопла определяется с учетом магнитной составляющей давления:

$$p = p_{ext} - \int_z^{Z_1} \frac{dp_c}{dz} dz + \mu_0 E_z \int_r^{R_c} \sigma H_\phi dr, \quad (6)$$

где  $p_{ext}$  – давление во внешней среде. Градиент газостатического давления  $dp_c/dz$  в приближении пограничного слоя также постоянен по сечению канала и определяется из условия сохранения полного массового расхода плазмообразующего газа:

$$\rho_0 G_1 = 2 \pi \int_0^{R_c} \rho u r dr, \quad (7)$$

где  $\rho_0$  – массовая плотность газа при нормальных условиях. На открытом участке разряда ( $z > Z_1$ ) давление определяется выражением:

$$p = p_{ext} + \mu_0 E_z \int_r^{R_c} \sigma H dr. \quad (8)$$

Система уравнений (1)–(8) дополняется соотношениями

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p); & C_p &= C_p(T, p); \\ \chi &= \chi(T, p); & \eta &= \eta(T, p); \\ \sigma &= \sigma(T, p); & \psi &= \psi(T, p), \end{aligned} \quad (9)$$

определяющими зависимости термодинамических характеристик, молекулярных коэффициентов переноса и оптических свойств плазмы от температуры и давления. Подробные таблицы указанных величин для используемых плазмообразующих газов приведены, например, в [14].

Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, используемые в приведенных выше уравнениях, имеют вид:

$$\bar{\eta} = \eta + \eta_t; \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_t, \quad (10)$$

где  $\eta$  и  $\chi$  – коэффициенты молекулярной вязкости;  $\eta_t$  и  $\chi_t$  – коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

Для описания турбулентности была использована двухпараметрическая  $k$ - $\varepsilon$  модель, получившая широкое распространение в мировой научной литературе. В рамках данной модели коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности определяются по следующим формулам:

$$\eta_t = \frac{C_\mu \rho \bar{k}^2}{\varepsilon}; \quad \chi_t = \eta_t \frac{C_p}{Pr_t}, \quad (11)$$

где  $\bar{k}$ ,  $\varepsilon$  – кинетическая энергия и скорость диссипации турбулентности,  $C_\mu$  – эмпирическая константа, равная 0,09,  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля, полагаемое равным единице [10]. Первое соотношение (11) замыкается уравнениями переноса для кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации:

$$\rho \left( u \frac{\partial \bar{k}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \eta + \frac{\eta_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right] + S - \rho \varepsilon, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \rho \left( u \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) &= \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \eta + \frac{\eta_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + C_1 S \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $S = \eta_t (\partial u / \partial r)^2$  – источниковый член,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $Pr_\varepsilon$ ,  $Pr_k$  – константы  $k$ - $\varepsilon$  модели турбулентности, равные 1,44; 1,92; 1,3 и 1,0 соответственно.

В случае, если турбулентный поток плазмы, формируемый плазмотроном, истекает во внешнюю газовую среду иного, нежели используемый плазмообразующий газ, химического состава, чаще всего в воздух, необходимо учитывать процессы конвективной диффузии, имеющие место при смешении плазмообразующего газа с внешней газовой средой, и соответствующего изменения состава, теплофизических свойств и коэффициентов переноса плазмы. Для этого используется

уравнение конвективной диффузии плазмообразующего газа во внешней газовой среде [9]:

$$\rho \left( u \frac{\partial m_1}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho \bar{D}_{12} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right), \quad (14)$$

$$m_1 + m_2 = 1.$$

Здесь  $m_1(r, z)$  и  $m_2(r, z)$  – относительные массовые концентрации плазмообразующего и внешнего газа в плазменной смеси (здесь и далее индексом 1 будем обозначать характеристики плазмообразующего газа, а индексом 2 – внешнего газа), определяемые как  $m_i = \rho_i / \rho$ , где  $\rho_i$  – приведенные плотности компонент ( $i = 1, 2$ ), характеризующие их массы в единице объема плазменной смеси;  $\rho$  – в случае истечения дуговой плазмы в среду с инородным газом будет представлять осредненную плотность смеси;  $\bar{D}_{12}$  – коэффициент бинарной диффузии. Теплофизические характеристики, коэффициенты переноса и другие свойства (9) плазменной смеси, помимо зависимости от температуры и давления, будут также зависеть от концентрации компонент.

Подробное описание начальных и граничных условий, а также замыкающих соотношений для модели (1)–(14) приводится в работах [8–10].

#### Модель нагрева и плавления проволоки-анода.

В условиях плазменно-дугового распыления тепловое состояние проволоки-анода будет определяться совокупностью следующих физических процессов [11]:

- конвективно-кондуктивным теплообменом плазменного потока с боковой поверхностью проволоки;
- обменом энергией теплового излучения между плазмой и поверхностью проволоки;
- действием электрической дуги, вводящей тепло через анодное пятно на торце проволоки;
- объемным джоулевым нагревом проволоки, связанным с протеканием через нее электрического тока;
- потерями тепла с расплавленным металлом, уносимым плазменным потоком;
- охлаждением поверхности проволоки за счет уноса потоком пара энергии испарения атомов ее материала.

Задача определения температурного поля в проволоке, при описанных выше условиях, сводится к решению следующего квазистационарного уравнения теплопроводности, записанного в цилиндрической системе координат:

$$\gamma_w C_w \nu_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \chi_w r \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z_w} \left( \chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} \right) + j^2 \rho_w. \quad (15)$$

Здесь  $T_w(r, z_w)$  – пространственное распределение температуры в проволоке;  $\gamma_w(T)$ ,  $C_w(T)$ ,  $\chi_w(T)$ ,  $\rho_w(T)$  – плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и удельное электрическое сопротивление материала проволоки соответственно;  $j$  – плотность электрического тока.

С учетом оговоренных выше механизмов теплообмена, граничное условие на поверхности проволоки (при  $r = R_w$ ) может быть представлено следующим образом:

$$\left( -\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_w} = Q_c + Q_r - Q_v, \quad (16)$$

где  $Q_c$  – плотность потока энергии за счет конвективно-кондуктивного теплообмена проволоки с плазменным потоком;  $Q_r$  – плотность потока энергии теплового излучения плазмы, поглощаемой поверхностью проволоки;  $Q_v$  – плотность потока энергии испарения, уносимой с поверхности проволоки. На оси проволоки ставились условия симметрии:

$$\frac{\partial T_w}{\partial r} = 0. \quad (17)$$

Полагая, что из мундштука проволока выходит с температурой  $T_0$ , граничное условие при  $z_w = 0$  запишется следующим образом

$$T_w(r, 0) = T_0. \quad (18)$$

При определении граничного условия на торце проволоки необходимо учесть тепло, выделяемое в области анодной привязки дуги, а также потери тепла связанные с испарением материала проволоки и отрывом расплава плазменной струей. В результате граничное условие при  $z_w = L_w$  определится, как

$$\left( -\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} \right) \Big|_{z_w=L_w} = Q_a - Q_v - Q_t, \quad (19)$$

где  $Q_a$  – удельный тепловой поток от дуги в анод;  $Q_t$  – потери тепла, связанные с отрывом и уносом расплавленного материала проволоки.

Замыкающие соотношения для определения тепловых потоков  $Q_c$ ,  $Q_r$ ,  $Q_v$  и  $Q_t$  приводятся в [11].

**Модель формирования жидкой прослойки на конце проволоки.** Под действием дуги и обтекающего проволоку высокотемпературного плазменного потока проволока нагревается и на ее конце образуется слой расплавленного материала толщиной  $L_{liq}$ , объем которого будет сноситься в тонкую струю расплава обтекающим проволоку плазменным потоком. Параметры течения жидкого металла в сносимой жидкой прослойке, удерживаемой на торце силами поверхностного натяжения, во многом будут определять дальнейшее течение струйки, а также условия ее дробления на капли. Будем считать, что удерживаемая на торце проволоки жидкая прослойка под действием обтекающего плазменного потока принимает форму шарового сегмента с толщиной  $L_b$  и радиусом шара, образующего сегмент –  $R_b$ , с центром в точке, расположенной перпендикулярно оси плазменной струи на расстоянии  $L_0$  от фронта плавания (см. рис. 2).

В результате сноса части расплава с конца проволоки, условия теплового равновесия последней будут нарушены. Стремясь к равновесному состоянию, проволока займет такое пространственное положение относительно оси плазменной струи  $L_p = z^*$ , при котором объем удерживаемой на конце проволоки жидкой прослойки  $V_b$  будет соответствовать объему расплавленного металла проволоки  $V_{liq} = \pi R_w^2 L_{liq}$ , т. е. будет выполняться условие  $V_b = V_{liq}$ . Объем расплавленной части  $L_{liq}$  определяется по модели тепловых процессов в проволоке [11], а объем удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки при помощи выражения

$$V_b = \pi \int_0^{L_b} [y(z_b)]^2 dz_b, \quad (20)$$

где  $y(z_b) = \sqrt{R_w^2 - 2 \cdot ((R_w^2 - L_b^2)/(2L_b)) \cdot z_b - z_b^2}$  – кривая границы шарового сегмента;  $z_b$  – ось симметрии проволоки. Соответственно, положение конца проволоки относительно оси плазменной струи, которое будет установлено при заданных значениях параметров режима напыления, можно определить из соотношения

$$V_{liq}(z^*) - V_b(z^*) = 0. \quad (21)$$

Зависимость  $V_{liq} = V_{liq}(L_b)$  можно получить на основе модели тепловых процессов в проволоке, фиксируя параметры заданного режима напыления и варьируя лишь величину  $L_b$ .

Толщина  $L_b$  жидкой прослойки на торце проволоки может быть определена из уравнения [12]

$$\frac{v_w S_w}{2} = 2 \frac{\tau_p(v_m(L_b))}{\eta_{liq}} \int_0^{L_b} \int_0^{y(z_b)} dy dz_b, \quad (22)$$

где  $\tau_p = \left( \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{L_b}$  – напряжение трения плазмы на обтекаемой поверхности расплава, которое можно представить следующим образом [12]:

$$\tau_p(\tilde{v}_m) = \frac{\bar{v}_{ext}^2(\tilde{v}_m)}{\left( \frac{1}{kar} \cdot \ln(Ey^+) \right)^2} \cdot \rho_p = \frac{\bar{v}_{ext}^2(\tilde{v}_m) \cdot \rho_p}{396,71}, \quad (23)$$

где  $\bar{v}_{ext}(\tilde{v}_m) = v_{ext} - \tilde{v}_m$  – скорость течения невозмущенного потока плазмы вблизи торца проволоки  $v_{ext}$  относительно скорости течения расплава  $\tilde{v}_m$ .

В свою очередь, с помощью величины  $z^*$  могут быть определены параметры жидкой прослойки, удерживаемой на конце проволоки, в том числе ее температура, объем и скорость течения расплава:

$$v_{liq}(z_b) = \frac{z_b}{L_b} \cdot v_m, \quad (24)$$

где  $v_m$  – скорость течения расплава на границе раздела сред [12]:

$$v_m(L) = \frac{S_w}{4} \frac{v_w L}{\int_0^L \int_0^{y(z)} dy dz} \quad (25)$$

**Модель формирования и срыва капель расплавленного металла.** Для описания течения и распада струи расплавленного металла проволоки примем допущения об осесимметричности рассматриваемой гидродинамической системы, а также ламинарном режиме течения расплава. В этом случае можно показать, что течение струи жидкого металла с достаточно высокой точностью будет описываться в рамках системы одномерных уравнений Навье-Стокса для тонкой струи [13], записанной с учетом силы вязкого трения, действующего на расплав со стороны плазменного потока:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial z} + 3v_w \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left( h^2 \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{2\tau_p}{h\gamma_w}, \quad (26)$$

$$-L_d < z < 0;$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(vF)}{\partial z} = 0, \quad (27)$$

где  $v = v(z, t)$  – аксиальная компонента скорости течения расплава;  $p$  – давление в расплаве;  $h = h(z, t)$  – радиус поперечного сечения струи;  $F(z, t) = \pi h^2(z, t)$  – площадь ее поперечного сечения;  $\tau_p = \tau_p(z)$  – напряжение трения на обтекаемой поверхности;  $\rho_w$ ,  $\nu_w$  – плотность и кинематическая вязкость расплавленного металла проволоки;  $L_d$  – полная длина струи.

Величина давления в струе определяется выражением

$$p = 2\sigma K + p_{ext}, \quad (28)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $K$  – средняя кривизна поверхности струи;  $p_{ext}$  – давление во внешней среде.

Граничные и начальные условия для (1) и (2) имеют вид:

$$V(-L_d, t) = -\frac{dL_d}{dt}, \quad V(0, t) = -v_0, \quad (29)$$

$$h(-L_d, t) = 0, \quad h(0, t) = a,$$

$$h(z, 0) = h_0(z), \quad V(z, 0) = 0, \quad z \in (-L_d^{(0)}, 0), \quad (30)$$

где  $L_d^{(0)}$  – начальная длина струи, а  $h_0(z)$  определяется формой струи в начальный момент времени,  $v_0$  – скорость жидкости на основании, радиус которого равен  $a$ .

Величину  $h_0 = h_0(z)$  можно определить по эквивалентному значению площади поперечного сечения шарового сегмента, удерживаемого на рабочем конце проволоки:

$$h_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi} \int_0^{L_b} \int_0^{y(z_b)} dy dz_b}. \quad (31)$$

В свою очередь, зная массовую скорость плавления проволоки-анода  $G_w = \gamma_w v_w S_w$ , где  $S_w = \pi R_w^2$  – площадь поперечного сечения проволоки, скорость поступления расплавленного металла в струю можно определить с помощью выражения

$$v_0 = v(0, t) = G_w / (\pi h_0^2 \gamma_w). \quad (32)$$

Отрыв капли в точке  $z = z^*$  фиксировался при выполнении условия

$$h(z^*) \leq h^*, \quad (33)$$

где  $h^* \rightarrow 0$ . В этом случае объем отрывающейся капли определяется соотношением

$$V^* = \pi \int_{-L_d}^{z^*} h^2(z, t) dz \quad (34)$$

и предполагается выполнение следующих условий

$$h(z^*) = 0; \quad L_d = z^*. \quad (35)$$

Данная математическая модель описывает гидродинамические процессы при струйном течении и формировании капель жидкого металла в спутном высокоскоростном плазменном потоке. Ее совместное использование с разработанными моделями плазменной струи и теплового состояния проволоки обеспечивает возможность проведения детального количественного анализа процессов нагрева и плавления проволоки, а

также формирования и отрыва капель расплавленного металла в зависимости от параметров режима работы плазматрона и подачи проволоки в дугу.

**Модель движения, нагрева и дробления капель расплавленного металла в плазменной струе.** Будем полагать, что исходные параметры капель, попадающих в плазменную струю, определяются исходя из условий динамического и теплового взаимодействия потока дуговой плазмы с проволочным материалом. Примем, что координаты точки ввода жидких частиц в плазменный поток  $x_0, z_0$  совпадают с местоположением расплавленного конца проволоки. Начальные значения диаметра  $d_0$  и скорости  $\mathbf{w}_0$  движения жидкой частицы, формируемой при диспергировании проволоки, определяются на основе модели струйного течения расплавленного металла проволоки и формирования капель жидкого металла в спутном высокоскоростном плазменном потоке.

После отрыва капли ее движение в плазменной струе описывается уравнениями:

$$\frac{d(m\mathbf{w})}{dt} = \mathbf{F}; \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{w}. \quad (36)$$

Здесь  $m(t)$ ,  $\mathbf{w}(t) = (w_x, w_y, w_z)$  и  $\mathbf{r}(t) = (x, y, z)$  – текущие значения массы ( $m(0) \equiv m_0 = (4/3)\pi d_0^3 \rho_m$ , где  $\rho_m$  – плотность расплавленного металла), вектора скорости и радиус-вектора положения частицы в выбранной декартовой системе координат;  $\mathbf{F}(t)$  – результирующая сила, действующая на жидкую частицу со стороны плазмы.

Будем считать, что основной силой, действующей на частицу, является сила аэродинамического сопротивления [15]:

$$\mathbf{F} = 0,5 C_d S \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) |\mathbf{v} - \mathbf{w}|, \quad (37)$$

где  $C_d$  – коэффициент лобового (аэродинамического) сопротивления;  $S$  – площадь миделева сечения частицы;  $\mathbf{v}$  – вектор невозмущенной скорости плазмы в точке нахождения частицы,  $\rho$  – плотность плазмы.

Предположим, что при движении в плазменной струе жидкая частица, деформируясь, принимает форму эллипсоида вращения (сфероида), геометрические размеры которого будем характеризовать безразмерным параметром

$$y = \frac{d_{mid}}{d_v}, \quad (38)$$

представляющим собой отношение диаметра миделева сечения частицы  $d_{mid}$  к диаметру эквивалентной по объему сферы  $d_v$ . При этом, площадь миделева сечения будет определяться, как  $S = \pi d_v^2 y^2 / 4$ .

Для учета изменения формы жидкой частицы при ее движении в плазменном потоке воспользуемся уравнением, предложенным в работе [16]:

$$\begin{aligned} & \pi^2 + \frac{16}{y^6} \frac{d^2 y}{d\tilde{t}^2} - \frac{48}{\pi^2 + 16} \frac{1}{y^7} \left( \frac{dy}{d\tilde{t}} \right)^2 + \\ & + \frac{40}{\text{Re}_{def}} \frac{1}{y^2} \frac{dy}{d\tilde{t}} + \frac{20}{\text{We} S_0} \frac{1}{dy} \frac{dS}{dy} = \frac{2C_2}{y}. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь  $\tilde{t} = t/t^*$  – безразмерное время,

$$t^* = \frac{d_v}{|\mathbf{v} - \mathbf{w}|} \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho}} - \text{характерное время дробления [17];}$$

$C_2 = 2/3$ ;  $Re_{def} = |\mathbf{v} - \mathbf{w}| \cdot d_v / \eta_m \cdot \sqrt{\rho \cdot \rho_m}$  – число Рейнольдса для течения расплава в капле [16],  $\eta_m$  – динамическая вязкость материала расплавленной частицы;  $We$  – число Вебера, определяемое как

$$We = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{w}|^2 d_v \rho}{\sigma}. \quad (40)$$

Начальные условия, необходимые для решения уравнения (39), задаются следующим образом:

$$y(0) = 1, \frac{dy}{d\tilde{t}} \Big|_{\tilde{t}=0} = 0. \quad (41)$$

Коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_d$  для жидкой деформирующейся частицы будем определять по интерполяционному многочлену [18], позволяющему вычислять  $C_d$  для эллипсоида по известным коэффициентам аэродинамического сопротивления для диска  $C_{d_{Disk}}$ , сферы  $C_{d_{Sphere}}$  и сжатого эллипсоида с коэффициентом формы  $E = 0,5 C_{d_{0,5}}$ :

$$C_d = 2(E-1)(E-0,5) \cdot C_{d_{Disk}} - 4E(E-1)C_{d_{0,5}} + 2E(E-0,5) \cdot C_{d_{Sphere}}, \quad (42)$$

где  $E = 1/y^3$  – коэффициент формы капли ( $E = 1$  – для сферы,  $E = 0$  – для диска).

Величина  $C_{d_{Sphere}}$  определялась при помощи зависимостей [19], позволяющих проводить вычисления для большой области изменений числа  $Re$ :

$$C_{d_{Sphere}} = \begin{cases} \frac{24}{Re}, & Re < 0,01, \\ \frac{24}{Re}(1 + 0,1315 Re^{0,82-0,05 \lg Re}), & 0,01 < Re \leq 20, \\ \frac{24}{Re}(1 + 0,1935 Re^{0,6305}), & 20 < Re \leq 260, \\ 10^{1,6425-1,1242 \lg Re + 0,1558 \lg^2 Re}, & 260 < Re \leq 1500, \\ 10^{-2,4751+2,5558 \lg Re - 0,9295 \lg^2 Re + 0,1049 \lg^3 Re}, & 1500 < Re \leq 1,2 \times 10^4. \end{cases} \quad (43)$$

Для вычисления  $C_{d_{Disk}}$  использовались выражения [19]:

$$C_{d_{Disk}} = \begin{cases} \frac{64}{\pi Re}(1 + 0,138 Re^{0,792}), & 1,5 \leq Re \leq 100, \\ \frac{64}{\pi Re}(1 + 0,00871 Re^{1,393}), & 100 \leq Re \leq 300, \\ 1,17, & Re > 300, \end{cases} \quad (44)$$

а для коэффициента сопротивления сжатого эллипсоида  $C_{d_{0,5}}$  формула [19]:

$$\log_{10} C_{d_{0,5}} = 2,0351 - 1,660 \log_{10} Re + 0,398(\log_{10} Re)^2 - 0,0306(\log_{10} Re)^3. \quad (45)$$

Тепловое состояние частиц при плазменно-дуговом напылении будем определять при помощи нестационарного уравнения теплопроводности. При этом, в первом приближении, для расчета температурного поля

сделаем допущение о сферической форме частицы, используя текущее значение диаметра эквивалентной по объему сферы  $d_v$ . Тогда, нестационарное уравнение теплопроводности для определения пространственно-временного распределения температуры в такой частице будет иметь вид

$$\rho_m \bar{C}_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right). \quad (46)$$

Здесь  $T_m(r, t)$  – пространственно-временное распределение температуры в частице;  $\chi_m(T)$  и  $\bar{C}_m(T)$  – коэффициент теплопроводности и эффективная теплоемкость ее материала, определяемая как  $\bar{C}_m = c_m(T) + W^{(m)} \delta(T - T^{(m)})$ , где  $c_m(T)$  – удельная теплоемкость материала;  $T^{(m)}$  – температура плавления;  $W^{(m)}$  – скрытая теплота плавления;  $\delta(x)$  – дельта-функция.

Краевые условия для уравнения (46) запишем в следующем виде:

$$-\left( \chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) \Big|_{r=a} = Q_c + Q_r - Q_v, \quad \frac{\partial T_m}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad (47)$$

где  $a(t) = d_v(t)/2$  – текущий эквивалентный 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 удельные потери тепла, связанные с поверхностным испарением материала частицы.

Начальное условие, необходимое для решения уравнения (46), задается в виде:

$$T_m(r) \Big|_{t=0} = T_0 \geq T^{(m)}, \quad (48)$$

где  $T_0$  – начальная температура частицы, которая принималась равной температуре расплава, срываемого с рабочего конца расплавленной проволоки.

Для определения критических значений  $We^*$  (при которых осуществляется тот или иной механизм дробления) использовалась обобщающая зависимость [20]. При этом, для количественного учета полного (суммарного) воздействия потока на каплю-частицу вводится некое усредненное по времени число Вебера

$$H = t_k^{-1} \int_0^{t_k} We(t) dt, \quad (49)$$

где интеграл берется от начала действия аэродинамических сил на каплю до момента  $t_k$ , достижения критических значений числа Вебера  $We^*$ . Здесь  $t_k$  – период собственных колебаний капли, который согласно [18] можно определить, как

$$t_k = 0,25 \pi \left\{ \frac{\sigma}{\rho_m d_v^3} - 6,25 \frac{\eta_m^2}{(\rho_m d_v^2)^2} \right\}^{-0,5}. \quad (50)$$

В свою очередь, для определения значения  $We^*$ , при котором происходит разрушение капли, использовались выражения [20]:

$$We^* = \begin{cases} 13,54 - 0,442L, & \text{при } H \leq H' \\ (17,04 - 0,556L) \exp(-0,028 + 0,00486L)H, & \text{при } H' \leq H \leq 12,7 \end{cases} \quad (51)$$

$$L = \ln La, \quad H' = 6,41 - 0,331L,$$

где  $La = d_v \rho_m \sigma / \eta_m$  – число Лапласа.

С дроблением каплей тесно связаны такие временные характеристики, как время полного разрушения капли  $t_b$  и время индукции  $t_i$  (задержки дробления), которые отсчитываются с момента  $t_{cr}$  достижения каплей критических значений числа  $We$ . Для определения  $t_b$  будем использовать результаты работы [21]

$$\tilde{t}_b = t_b / t^* = \begin{cases} 6(We-12)^{-0,25}, & 12 \leq We \leq 18, \\ 2,45(We-12)^{0,25}, & 18 \leq We \leq 45, \\ 14,1(We-12)^{0,25}, & 45 \leq We \leq 351, \\ 0,766(We-12)^{0,25}, & 351 \leq We \leq 2670, \\ 5,5, & We \geq 2670. \end{cases} \quad (52)$$

Для нахождения времени  $t_p$ , которое в расчетах использовалось для определения верхней временной границы применимости уравнения (5), использовалось выражение [21]

$$\tilde{t}_i = t_i / t^* = 1,5. \quad (53)$$

По прошествии времени  $t_b$  с момента достижения расплавленной частицей критических значений числа Вебера считалось, что частица разрушается. При этом полагалось, что скорость образующихся фрагментов равна скорости частицы перед ее дроблением, их форма сферическая, а начальная температура ( $T_{i0}$ ) фрагментов принималась равной среднеобъемной температуре исходной частицы в момент ее разрушения, определяемой как

$$T = \frac{3}{a^3} \int_0^a T(r) r^2 dr. \quad (54)$$

Кроме того, необходимым условием при образовании фрагментов частицы является баланс массы:

$$m_0 = \sum_{i=1}^{n_f} m_i, \quad (55)$$

где  $m_i$  – масса  $i$ -го фрагмента;  $n_f$  – количество образованных фрагментов.

Для приближенной оценки числа образующихся при разрушении капли фрагментов использовалось выражение [22], применимое для широкого класса многофазных течений

$$n_f = 2 + 0,9 \left[ \left( \frac{d_v}{d_{cr}} \right) - 1 \right], \quad (56)$$

где  $d_{cr}$  – максимальный стабильный диаметр капли, при которой не будет осуществляться ее разрушение и который может быть оценен следующим образом:

$$d_{cr} = We^* \cdot \sigma / (\rho \cdot |\mathbf{v} - \mathbf{w}|^2).$$

Для определения размеров фрагментов, образующихся при дроблении капли, воспользуемся функцией распределения, предложенной в одной из немногих работ, посвященных разрушению каплей [23]:

$$h(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{n_f-1}, k) = \frac{A_p \varphi_1^p \varphi_2^p \dots \varphi_{n_f-1}^p \left( k - \sum_{i=1}^{n_f-1} \varphi_i \right)^p}{k^{n_f \cdot p + n_f - 1}}, \quad (57)$$

где  $k$ ,  $\varphi_i$  – объемы исходной капли и фрагментов соответственно;  $p$  – константа, которая при проведении расчетов принималась равной 1 [23].

**Результаты численного анализа процессов плазменно-дугового проволочного распыления.** Численные исследования проводились применительно к условиям распыления сплошной проволоки из низкоуглеродистой стали, теплофизические характеристики которой были взяты из работы [4]. Диаметр проволоки при расчетах выбирался в диапазоне 1,2...1,6 мм, скорость ее подачи в дугу – 7...12 м/мин, расстояние от проволоки до среза сопла плазматрона – 6,3 мм. Параметры режима работы плазматрона выбирались в следующих диапазонах: ток дуги  $I = 160...240$  А, расход плазмообразующего газа (Ar)  $G_1 = 1,0...1,5$  м<sup>3</sup>/ч, расход обдувающего газа (воздух)  $G_2 = 20$  м<sup>3</sup>/ч.

На рис. 3 представлены рассчитанные продольные распределения аксиальной компоненты скорости и температуры плазмы при различных условиях истечения. Распределенные газодинамические и тепловые характеристики плазменного потока использовались в дальнейшем при численном анализе последующих стадий процесса плазменно-дугового распыления.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов, связанных с формированием и срывом капель расплавленного металла с конца проволоки [10]. Исходными данными при выполнении расчетов являлись параметры жидкой прослойки, удерживаемой на конце проволоки, которые определялись на основе самосогласованных моделей теплового состояния проволоки и формирования жидкой прослойки на ее конце, а также распределенные характеристики плазменного потока. На рис. 4 приведены графики изменения во времени длины струи, связанного с отрывом капель, для ряда значений скорости подачи проволоки. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что при плазменно-дуговом распылении проволочных материалов можно выделить три наиболее характерных типа течения расплава. Первый, как правило, реализуется в случае распыления проволок небольшого диаметра (1,2...1,4 мм), подаваемых с относительно малыми скоростями (5...7 м/мин) и, соответственно, расходом распыляемого материала 0,7...1,3 г/с при токе дуги порядка 200 А и расходе плазмообразующего газа 1 м<sup>3</sup>/ч. При таких условиях струя расплавленного металла начинает вытягиваться по длине (см. кривую 1 на рис. 4) и наблюдается, фактически, струйный перенос металла, без осуществления распыления.

Второй тип течения и распада струи устанавливается при скорости подачи проволоки в диапазоне 8...12 м/мин и ее диаметрах 1,4...1,6 мм, что соответствует расходу 1,3...2,1 г/с, и характеризуется стабильным протеканием процесса формирования капель, т.е. их стабильными размерами и периодом отрыва (см. кривую 2 на рис. 4). Такой тип распыления проволоки является наиболее предпочтительным с точки зрения формирования одинаковых по размеру капель.

Наконец, третий тип течения имеет место при высоких скоростях подачи проволоки (12...15 м/мин), когда длина струи изменяется циклически, т.е. осуществляется формирование капель с регулярным чередованием процессов нарастания длины струи и процессов ее обрыва (см. кривую 3 на рис. 4). В последнем случае наблюдается, также, появление капель-сателлитов, сопровождающих отрыв крупных капель и, как правило, предшествующих обрыву струи.

Усредненные характеристики процесса отрыва капле при плазменно-дуговом распылении приводятся на рис. 5. Как видно из представленных на этом рисунке расчетных данных, при распылении стальной проволоки в основном формируются капли, по объему соответствующие сферическим каплям диаметром 600...750 мкм с периодом отрыва 0,4...0,8 мс. На параметры формируемых капель наибольшее влияние оказывают количество расплавляемого и поступающего в струю материала в единицу времени, т.е. диаметр расплавляемой проволоки и скорость ее подачи, а также режим работы плазматрона.

Период отрыва капле наиболее существенно зависит от скорости подачи проволоки, при увеличении значений которой происходит интенсификация процессов, протекающих в струе расплавленного металла.

Полученные результаты, в том числе средние значения диаметра  $\bar{d}_0$ , скорости  $\bar{w}_{x0}$  и температуры  $\bar{T}_0$ , а также место ввода в плазменный поток  $(x_0, z_0)$  расплавленных частиц использовались в качестве входных данных при моделировании пятой стадии процесса распыления – поведения капле расплавленного металла в плазменной струе. Данные по исходным параметрам частиц сведены в таблице.

После срыва с конца проволоки капли расплавленного металла попадают в высокоскоростной высокотем-

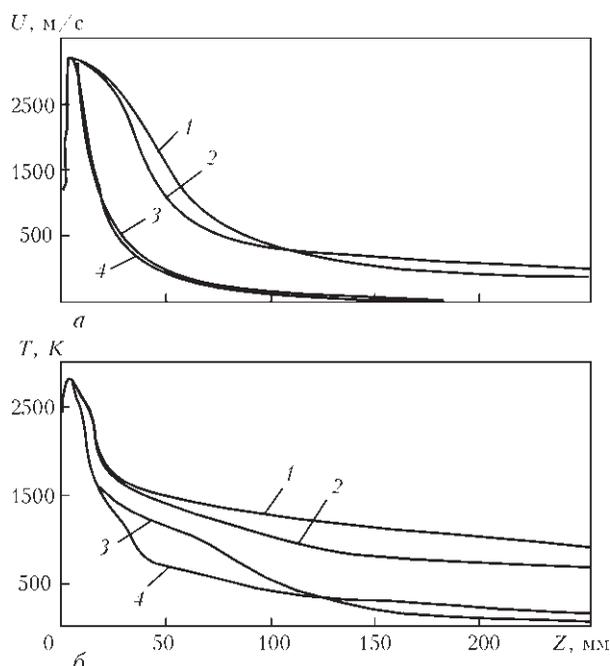


Рис. 3. Продольные изменения скорости (а) и температуры (б) плазмы в плазменной струе, истекающей в аргонную (1, 3) и воздушную (2, 4) среду при различных режимах работы плазматрона: 1 –  $G_2 = 20 \text{ м}^3/\text{ч}$  (Ar); 2 –  $G_2 = 20 \text{ м}^3/\text{ч}$  (воздух); 3, 4 –  $G_2 = 0$ ;  $I = 200 \text{ А}$ ,  $G_1 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}$

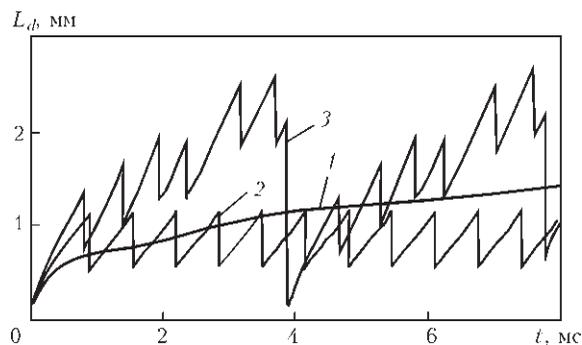


Рис. 4. Изменение длины струи расплавленного металла с течением времени: 1 – скорость подачи проволоки 6; 2 – 9; 3 – 12 м/мин; ток дуги 200 А; расход Ar 1 м<sup>3</sup>/ч; диаметр проволоки 1,4 мм

пературный плазменный поток, оказываясь при этом в критических условиях, приводящих к их быстрому разрушению. Обобщенные данные по ускорению, нагреву и дроблению расплавленных частиц и их фрагментов в потоке плазмы приведены на рис. 6. В частности, на этом рисунке показаны расчетные значения количества частиц в каждом сечении струи, а также изменения вдоль дистанции напыления усредненных значений скорости, температуры, среднего диаметра и числа Вебера для частиц в полидисперсном потоке, образованном при дроблении капле, сорванной с конца расплавляемой проволоки в условиях плазменно-дугового распыления. Данные приводятся для трех режимов, отличающихся скоростью подачи проволоки в дугу  $v_w$ , а, следовательно, и начальными параметрами капле, срываемых с конца расплавляемой проволоки (см. табл.). Как видно из представленных расчетных данных, имеет место множественное дробление частиц и их фрагментов, движущихся в плазменной струе. В частности, из исходных капле диаметром 670...755 мкм на дистанции 150 мм от среза сопла плазматрона в результате многократных дроблений формируется порядка 200...300 фрагментов со средним диаметром 90...110 мкм.

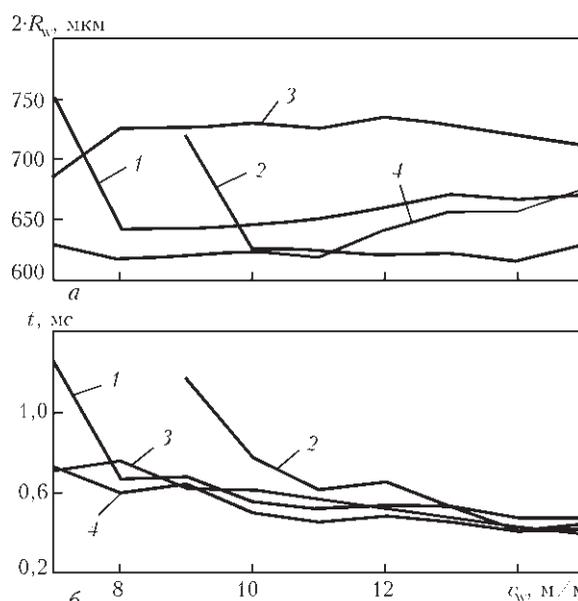


Рис. 5. Влияние скорости подачи проволоки на средний диаметр (а) и период отрыва (б) капле: 1 – диаметр проволоки 1,4; 2 – 1,2; 3 – 1,6 мм; ток дуги 200 А; 4 – диаметр проволоки 1,4 мм; ток дуги 240 А

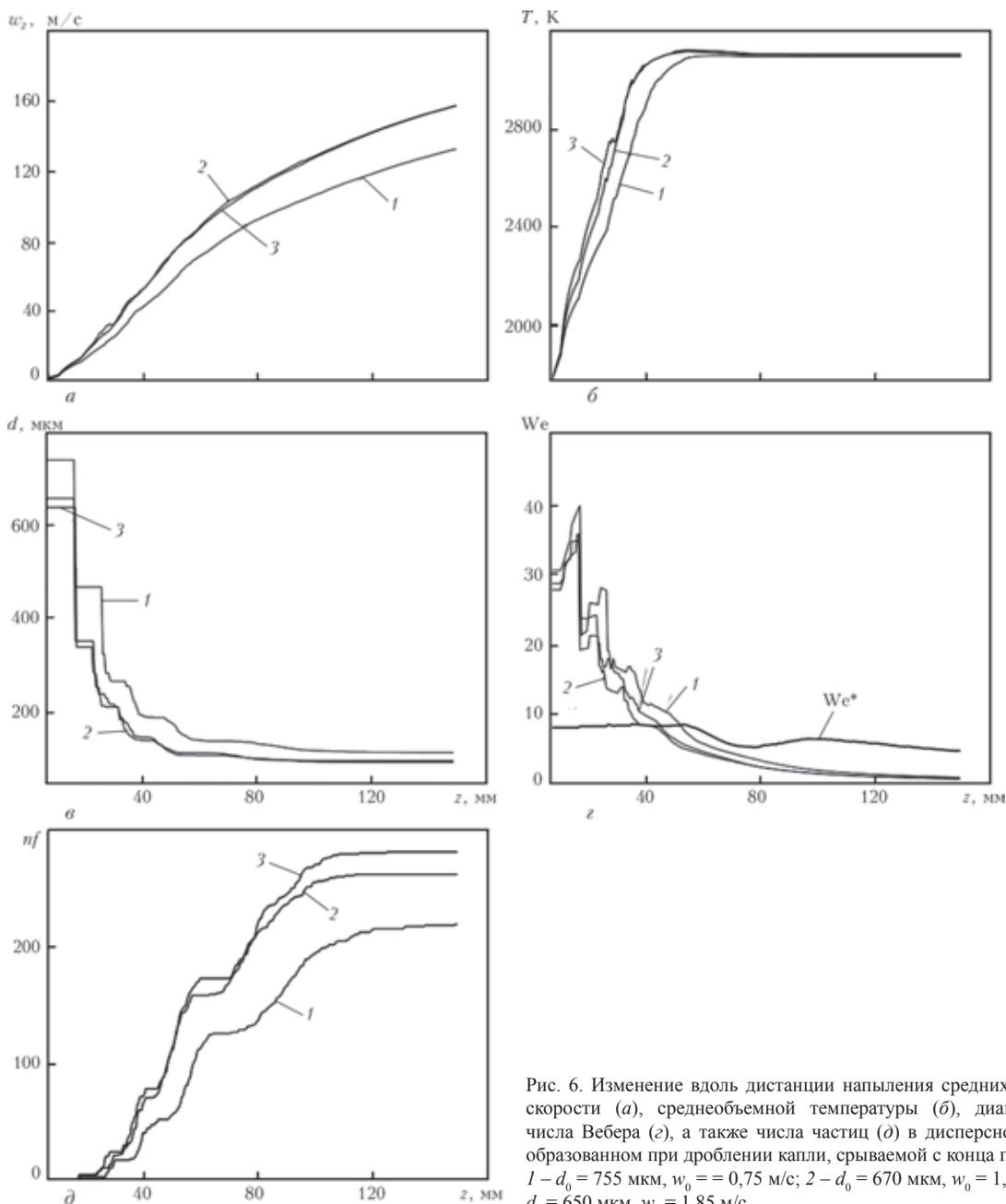


Рис. 6. Изменение вдоль дистанции напыления средних значений скорости (а), среднеобъемной температуры (б), диаметра (в), числа Вебера (г), а также числа частиц (д) в дисперсном потоке, образованном при дроблении капли, срываемой с конца проволоки: 1 –  $d_0 = 755 \text{ мкм}$ ,  $w_0 = 0,75 \text{ м/с}$ ; 2 –  $d_0 = 670 \text{ мкм}$ ,  $w_0 = 1,31 \text{ м/с}$ ; 3 –  $d_0 = 650 \text{ мкм}$ ,  $w_0 = 1,85 \text{ м/с}$

На основании результатов расчетов можно выделить два наиболее характерных участка дробления жидких частиц и их фрагментов. На первом участке (вблизи среза сопла плазмотрона), который характеризуется высокими значениями скорости и температуры плазмы и имеет при рассматриваемом режиме распыления длину порядка 60 мм, осуществляется наиболее интенсивное дробление частиц (см. рис. 6 в, г). На этом участке число  $We$  для частиц существенно превышает критическое значение числа Вебера  $We^*$ , что приводит к интенсивному их дроблению. На втором участке (при  $z > 60 \text{ мм}$ , см. рис. 6) за счет уменьшения (в результате дробления) размеров частиц, а также снижения относительной скорости плазмы и частиц по мере удаления от среза сопла плазмотрона, меняются условия их обтекания. При этом расплавленные частицы испытывают плавное нарастание силы аэродинамического сопротивления

за счет изменения формы частиц, что, по истечении определенного времени, также может приводить к их разрушению. Дробление частиц практически прекращается на расстоянии порядка 120 мм от среза сопла плазмотрона.

Процессы дробления оказывают существенное влияние на тепловые и динамические характеристики напыляемых частиц. Так, в результате интенсивного дробления уже на расстоянии  $\sim 80 \text{ мм}$  от среза сопла плазмотрона практически все частицы в потоке достигают температуры кипения (см. рис. 6, б). Высокие значения ускорения частиц на начальном участке плазменной струи постепенно уменьшаются по мере их продвижения вдоль дистанции напыления, несмотря на уменьшение размеров частиц в результате дробления, что связано со снижением скорости самой струи (см. рис. 3).

На рис. 7 показаны области в плоскости, проходящей через проволоку и ось плазменной струи, в которой

Исходные параметры капле – расплавленных частиц, срывааемых с конца расплываемой проволоки

№	$I, A$	$G(Ar), м^3/ч$	$D_w, мм$	$v_w, м/мин$	$\bar{d}_0, мкм$	$\bar{w}_{x0}, м/с$	$\bar{T}_0, K$	$z_0, мм$	$x_0, мм$
1	200	1,0	1,4	7	755	0,75	1774,39	6,3	0,74
2				9	670	1,31	1773,39		0,62
3				12	650	1,85	1774,10		0,48

происходит движение фрагментов, возникающих при дроблении частицы (область распространения фрагментов). Как видно из представленных результатов, по мере продвижения фрагментов в потоке плазмы области движения фрагментов постепенно увеличивается. При этом поперечные размеры области, в которой происходит их движение, зависят от размеров исходной частицы, а также места ее ввода в плазменный поток, что определяется параметрами режима напыления. В частности, при срыве с расплавленного конца проволоки частиц большого диаметра, что соответствует малым значениям скорости ее подачи, наряду со значительным смещением области ввода частиц относительно оси плазменной струи, область разлета фрагментов расширяется (см. рис .7).

Наконец, рассмотрим распределения частиц, образованных в результате дробления, на расстоянии  $z = 150 мм$

от среза сопла плазмотрона по скоростям, температурам и размерам (рис. 8). Как следует из этого рисунка, при режиме распыления № 1 (см таблицу), когда скорость подачи проволоки составляет 7 м/мин, основное количество частиц на расстоянии 150 мм от среза сопла плазмотрона имеют размеры 80...140 мкм. При увеличении скорости подачи до 9 м/мин (режим № 2) основное количество частиц имеет размеры 60...90 мкм, при этом дисперсия распределения частиц по скорости и температуре оказывается меньшей, т.е. при распылении формируются практически одинаковые по размеру частиц, имеющих близкие значения скорости и температуры. Отметим, что часть частиц имеет скорость в 1,5...2 и более раз превышающую скорость основного количества частиц. Соответственно, размеры таких частиц оказываются значительно меньше среднего размера частиц в дисперсном

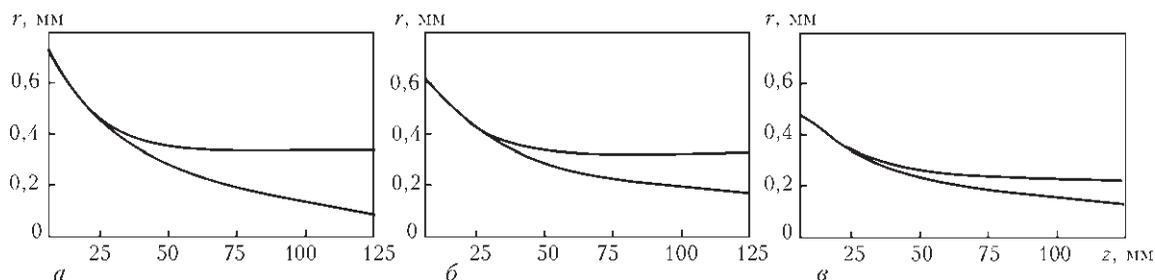


Рис. 7. Области движения фрагментов расплавленной частицы, срывааемой с конца проволоки ( $r$  – расстояние от оси симметрии,  $z$  – расстояние от среза плазмотрона): а –  $d_0 = 755 мкм, w_0 = 0,75 м/с$ ; б –  $d_0 = 670 мкм, w_0 = 1,31 м/с$ ; в –  $d_0 = 650 мкм, w_0 = 1,85 м/с$

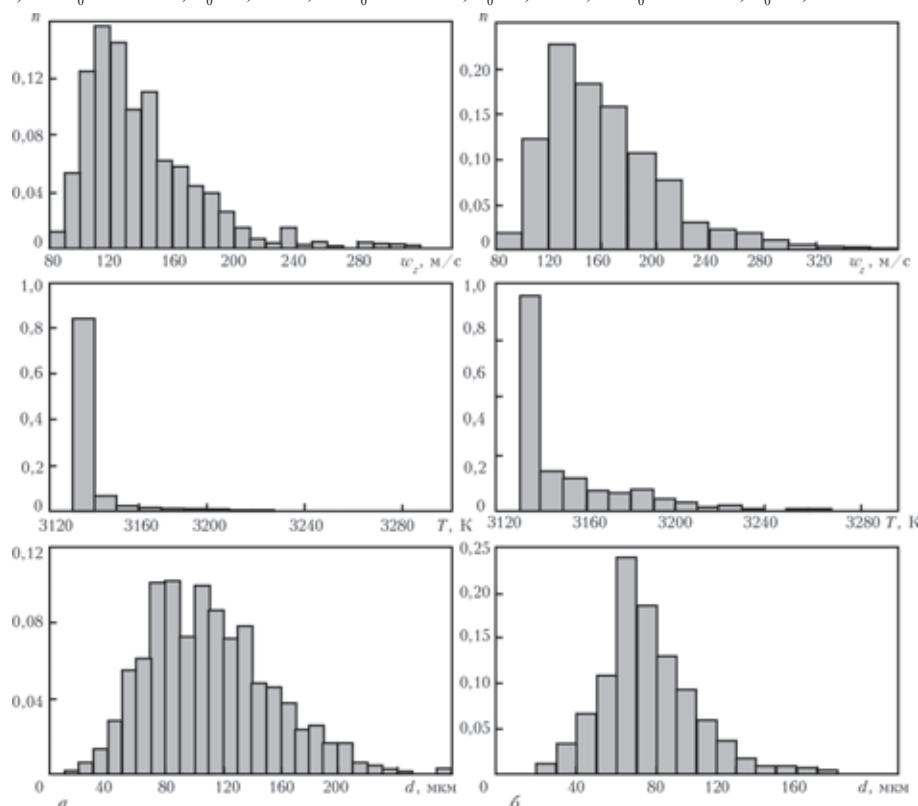


Рис. 8. Распределение частиц, образованных при дроблении капли, срывааемой с конца проволоки, по скоростям, среднеобъемным температурам и диаметрам на расстоянии 150 мм от среза сопла плазмотрона: а –  $d_0 = 755 мкм, w_0 = 0,75 м/с$ ; б –  $d_0 = 670 мкм, w_0 = 1,31 м/с$

потоке. Что касается температуры частиц, то большая их часть на расстоянии 150 мм от среза сопла плазматрона имеет температуру, соответствующую температуре кипения материала (3133 К), или незначительно ее превышающую, что характерно для частиц меньших по размеру фракций.

## Выводы

1. Обобщены результаты теоретических исследований физических процессов, протекающих при плазменно-дуговом распылении проволоочных материалов, и предложена схема их комплексного математического моделирования. При этом рассмотрены особенности моделирования основных этапов процесса распыления, выделены входные и выходные параметры моделей и установлена их взаимосвязь.

2. Представлена математическая модель, описывающая процессы теплового и динамического взаимодействия плазменной струи с расплавленными частицами. Данная модель позволяет определять скорость, траекторию движения и тепловое состояние жидких частиц с учетом их аэродинамического дробления в плазменной струе.

3. На основе комплексного моделирования процессов плазменно-дугового проволоочного распыления показано, что на расстоянии 150 мм от среза сопла плазматрона большая часть частиц в потоке имеет диаметр 50...100 мкм, скорость движения 100...180 м/с и температуру, незначительно превышающую температуру кипения их материала (3133 К), тогда как с конца проволоки срываются капли с размерами 600...800 мкм с температурой, близкой точке плавления (1773 К). Учет деформации и дробления расплавленных частиц в рамках предложенной модели позволяет объяснить формирование фрагментов с размерами, значительно (в 6 и более раз) меньшими размеров капель, срывающихся с расплавленного конца распыляемой проволоки.

*Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку подготовки и публикации данной статьи в рамках Проекта инновационной группы провинции Гуандун «Инновационная команда по передовым лазерным и плазменным технологиям в производстве» (No. 201101C0104901263) и Проекта иностранных экспертов (No. WQ20124400119), финансируемого Организационным отделом Центрального Комитета КПК.*

1. *Технология и оборудование для плазменно-дугового напыления для восстановления ответственных деталей железнодорожного транспорта / Коржик В.Н., Харламов М.Ю., Петров С.В. и др. // Вестник Восточноукр. национ. ун-та им. В. Даля – 2011. – № 14. – С. 76–82.*
2. *Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. – М.: Машгиз, 1951. – 286 с.*
3. *An Improved Model of Cored Wire Injection in Steel Melts / S. Sanyal, S. Chandra, S. Kumar et al. // ISIJ Int (The*

- Iron and Steel Institute of Japan). – 2004, Vol. 44, No. 7. – P. 1157–1166.*
4. *Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007, Vol. 50. – P. 833–846.*
5. *Коробов Ю.С. Оценка сил, действующих на распыляемый материал при электрометаллизации // Автоматическая сварка. – 2004. – № 7. – С. 23–27.*
6. *Коробов Ю.С., Бороненков В.Н. Кинетика взаимодействия напыляемого металла с кислородом при электродуговой металлизации // Сварочное производство. – 2003. – № 7. – С. 30–36.*
7. *Процесс плавления и распыления материала электродов при электродуговой металлизации / В.А. Вахалин, С.Б. Масленков, В.В. Кудинов и др. // Физика и химия обработки материалов. – 1981. – № 3. – С. 58–63.*
8. *Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. – 2007. – № 12. – С. 14–20.*
9. *Влияние рода газа спутного потока на характеристики дуговой плазмы, создаваемой плазматроном с проволокой-анодом / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автоматическая сварка. – 2008. – № 6. – С. 19–24.*
10. *Об уточнении математической модели электрической дуги в плазматроне с внешней токоведущей проволокой / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автоматическая сварка. – 2009, № 1. – С. 53–56.*
11. *Нагрев и плавление проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автоматическая сварка. – 2011, № 5. – С. 5–11.*
12. *Формирование прослойки жидкого металла на торце проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. – 2011, № 12. – С. 3–8.*
13. *M. Yu. Kharlamov, I. V. Krivtsun and V. N. Korzhik, Dynamic Model of the Wire Dispersion Process in Plasma-Arc Spraying // J. Therm. Spray Technol., 2014, 23 (3), p. 420–430.*
14. *Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. – Vol. 1. – New York and London: Plenum Press, 1994. – 467 p.*
15. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.*
16. *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).*
17. *Низматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1 – М.: Наука, 1987. – 464 с.*
18. *O'Donnell B.J., Helenbrook B.T. Drag on Ellipsoids at Finite Reynolds Number // Atomization and Sprays. – 2005. – Volume 15, Issue 4. – P. 363–376.*
19. *Келбалиев Г.И. Коэффициенты сопротивления твердых частиц, капель и пузырей различной формы // Теоретические основы химической технологии. – 2011, 45(3). – С. 264–283.*
20. *Подвысоцкий А.М., Дубровский В.В. Критические условия разрушения капель газовым потоком // Межведомственный научный сборник «Физика аэродисперсных систем». – 1998. – Выпуск 37. – С. 32–37.*
21. *Guildenbecher D. R., Lopez-Rivera C., Sojka P. E. Secondary Atomization // Exp. Fluids. – 2009. – 46(3). – P. 371–402.*
22. *Bahmanyar H., Slater M.J. Studies of Drop Break-up in Liquid-Liquid Systems in a Rotating Disc Contactor. Part I: Condition of no Mass Transfer // Chem. Eng. Technol. – 1991. – № 14. – P. 79–89.*
23. *Hill P.J., Ng K.M. Statistics of Multiple Particle Breakage // AIChE. – 1996. – Volume 42, Issue 6. – P. 1600–1611.*