

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Сибирский государственный индустриальный университет»

На правах рукописи



Невский Сергей Андреевич

**ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ФОРМИРОВАНИЯ ГРАДИЕНТНЫХ  
СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ И СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ И  
СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОМБИНИРОВАННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ  
ПРИ ВНЕШНИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени

доктора технических наук

Научный консультант –  
д-р физ.-мат. наук, профессор  
Громов В.Е.

Новокузнецк – 2021

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1 ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ НА МЕТАЛЛЫ И СПЛАВЫ.....	16
1.1. Влияние электрических полей на поведении поверхности раздела проводящих жидкостей .....	16
1.2 Влияние электрических полей на пластическую деформацию материалов..	31
1.2.1 Механизмы воздействия электрического тока на пластическую деформацию материалов .....	31
1.2.2 Влияние электростатических полей на пластичность металлических материалов .....	40
1.3 Моделирование воздействия низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на металлические материалы.....	47
1.4 Механизмы и модели формирования структурно-фазовых состояний в рельсовой стали при длительной эксплуатации .....	56
1.5 Постановка цели и задач исследования .....	62
2 КОМБИНИРОВАННЫЕ СДВИГОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОДНО- И ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ.....	64
2.1. Основные уравнения механики двухфазных сред.....	64
2.2. Двухфазная фильтрационная модель локализации пластического течения материалов .....	66
2.3. Комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца-Рэля-Тейлора	71
2.4. Комбинированная термокапиллярная испарительно-капиллярная и термоэлектрическая неустойчивость расплавленных слоев .....	80
2.5 Выводы по главе.....	93
3 ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ .....	95
3.1 Влияние электрического тока на процесс локализации пластического течения при активном деформировании по схеме растяжения .....	95
3.1.1 Материал и методика и исследования .....	95
3.1.2 Результаты спекл-интерферометрических, термографических исследований и их обсуждение .....	97

3.2 Модель воздействия импульсного электрического тока на локализацию пластической деформации .....	103
3.3 Выводы по главе.....	107
<b>4 МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ .....</b>	<b>108</b>
4.1 Механизмы и модели формирования микро- и наноструктур в материалах при воздействии гетерогенных плазменных потоков, созданных электрическим взрывом проводников .....	108
4.1.1 Постановка задачи .....	110
4.1.2 Результаты и обсуждение.....	117
4.2. Моделирование формирования микро- и наноструктур в сплавах титана и алюминия при обработке низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком .....	126
4.2.1. Механизм образования поверхностных микро и наноструктурных состояний титановых и алюминиевых сплавов, легированных иттрием при электронно-пучковой обработке .....	129
4.2.2 Механизм дробления частиц второй фазы в зоне термического влияния низкоэнергетического сильноточного электронного пучка .....	140
4.3. Выводы по главе.....	154
<b>5 МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЛЬСОВОЙ СТАЛИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ .....</b>	<b>157</b>
1.1. Механизм формирования микро и наноструктурных состояний рельсовой стали при длительной эксплуатации в приближении вязкой и вязкоупругой жидкости .....	163
5.2. Анализ нелинейной стадии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца .....	167
5.3. Выводы по главе.....	174
<b>6 ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ В ПРОЦЕССАХ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ ВНЕШНИМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ .....</b>	<b>175</b>
6.1 Получение покрытий различного назначения электровзрывным методом .	175

6.2 Комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и магнитогидродинамическая неустойчивость и ее применение к решению задач электродуговой наплавки .....	181
6.3. Математическое моделирование абразивного износа футеровочных пластин ковша экскаватора с композиционными покрытиями, нанесенными методом электродуговой наплавки .....	195
6.4. Выводы по главе.....	202
ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ .....	203
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	206
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 .....	244
ПРИЛОЖЕНИЕ 2 .....	245
ПРИЛОЖЕНИЕ 3 .....	246
ПРИЛОЖЕНИЕ 4 .....	247

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы.** Одной из фундаментальных проблем физики конденсированного состояния является теоретическое исследование влияния электрических, тепловых и механических полей на структуру, фазовый состав и свойства металлических материалов, а также прогнозирование их поведения в процессе длительной эксплуатации, так как от этого зависит эффективность того или иного режима обработки. В настоящее время интерес ученых направлен на модификацию структуры и свойств поверхностных слоев материалов внешними энергетическими воздействиями. Это обусловлено тем, что в поверхностных слоях условия зарождения дефектов кристаллической решетки, приводящих к износу и коррозии изделий ответственного назначения, более благоприятные, чем в объеме материала. Для того чтобы избежать преждевременного выхода из строя данных изделий необходим поиск новых и усовершенствование существующих методов защиты их поверхности. К их числу относятся концентрированные потоки энергии (электронно-пучковая обработка, электровзрывное легирование и напыление, лазерная обработка и т.п.), импульсные электрические поля, интенсивная пластическая деформация, которые способствуют формированию на поверхности и в объеме обрабатываемого изделия микро- и наноструктурных состояний, обеспечивающих его высокую прочность и износостойкость, за относительно короткое время. Однако широкому внедрению данных методов защиты в практику препятствует отсутствие детальных сведений о закономерностях и механизмах формирования микро- и наноструктур при данных воздействиях. Решение этой проблемы позволит получать материалы с заданной структурой и высоким уровнем свойств. Особую роль в формировании микро- и наноструктур играют внешние и внутренние межфазные границы. На них возникают и развиваются, в зависимости от внешних условий, различного рода неустойчивости, которые приводят к самопроизвольному переходу обрабатываемого материала в состояние с микро и наноструктурой. В этой связи особую актуальность приобретает поиск закономерностей и механизмов формирования этих структур при энергетических воздействиях

на основе представлений о развитии комбинированных гидродинамических неустойчивостей.

**Степень разработанности темы.** Экспериментальные и теоретические исследования влияния электрических, тепловых и механических полей на металлические материалы ведутся более 50 лет на различных структурно-масштабных уровнях. Большой вклад в развитие структурно-фазовых превращений в металлах и сплавах при внешних воздействиях внесли научные коллективы под руководством Р.З. Валиева, А.М. Глезера, Б.Б. Страумала, Э.В. Козлова, Л.Б. Зуева, В.Е. Громова, С.Г. Псахье, В.В. Столярова. Среди работ зарубежных исследователей следует выделить работы В. Лойковского, Ю.В. Иванисенко, В.Г. Гаврилюка, Г. Танга, Р. Квина, Я. Бейгельзимера, Xavier Sauvage.

В настоящее время установлено, что воздействие на материал плазмы электрического взрыва проводников, электронного пучка микросекундной длительности приводит к формированию в поверхностном слое градиента структуры и физико-механических свойств. Его возникновение не может быть объяснено только неоднородным распределением тепловых полей и различными скоростями охлаждения. Для устранения этого недостатка тепловых моделей применяются гидродинамические модели, основанные на возникновении неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца, Рэлея-Тейлора и Марангони. Численное решение дисперсионного уравнения для неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе «плазма/расплав» показало, что существует диапазон характеристик материала и параметров внешнего воздействия, при которых реализуется два максимума скорости роста возмущений границы раздела сред. Первый максимум находится в нанометровом диапазоне длин волн, а второй – в микрометровом. Установлено, что поверхностные периодические структуры, возникающие при воздействии плазмы электрического взрыва проводников и электронно-пучковой обработке, обусловлены термокапиллярной неустойчивостью, образующейся при наличии градиента температур.

При воздействии импульсных электрических токов на деформируемый материал происходит формирование микро и наноструктурно-фазовых состояний. В

настоящее время данный эффект обнаружен в различных сплавах сложного химического состава. Однозначной интерпретации этого явления не существует.

Изучению структурных превращений в материалах при интенсивной пластической деформации в настоящее время посвящено множество работ. Из всего их многообразия следует выделить работы по структурно-фазовым превращениям в рельсовой стали при длительной эксплуатации. Установлено, что длительная эксплуатация объемных и дифференцированно закаленных рельсов из высокоуглеродистой перлитной стали приводит к формированию частиц цементита микро и наноразмерного диапазона путем разрезания его пластины скользящими дислокациями и в результате вытягивания атомов углерода из кристаллической решетки.

Диссертационная работа выполнена в соответствии с планом научно-исследовательских работ Сибирского государственного индустриального университета в рамках: грантов Российского научного фонда (проекты №15-19-00065, №15-12-00010 и № 20-19-00452), Российского фонда фундаментальных исследований (№ 15-08-03411\_a и 16-48-420530 p\_a) и государственного задания Минобрнауки № 3.1283.2017/4.6, гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых ученых – кандидатов наук (МК-118.2019.2).

**Цель работы:** установление механизмов и создание физико-математических моделей формирования градиентных микро- и наноструктурных состояний металлических материалов при воздействии электрических, механических полей и концентрированных потоков энергии на основе комбинированных сдвиговых неустойчивостей на границах раздела сред.

**Задачи работы:**

1. Выявление закономерностей и механизмов влияния импульсного электрического тока на локализацию пластического течения металлических материалов методами двухэкспозиционной спекл-интерферометрии и создание модели локализации пластической деформации в условиях воздействия электрических полей на основе представлений о материале как о двухфазной гетерогенной среде.

2. Создание физико-математической модели формирования волнообразного рельефа границы раздела «покрытие / подложка» при нанесении покрытий электровзрывным методом, на основе представлений о возникновении и развитии комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэля-Тейлора. Установление режимов нанесения покрытий, обеспечивающих их высокую адгезию.

3. Установление механизмов и создание модели формирования микро и наноструктур в титановых и алюминиевых сплавах при воздействии низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе представлений о возникновении на границе раздела «плазма/расплав» комбинированной термо-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости. Поиск режимов электронно-пучковой обработки, обеспечивающих наноструктурные состояния поверхностных слоев металлических материалов.

4. Выявление механизмов и разработка моделей формирования микро и наноструктур при длительной эксплуатации рельсовой стали перлитного класса с использованием представлений о распаде пластин цементита за счет комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэля-Тейлора.

5. Предложить научно-обоснованные подходы по обработке металлических материалов внешними энергетическими воздействиями (плазменная обработка, электронно-пучковая обработка, интенсивная пластическая деформация) на основе применения комбинированных сдвиговых неустойчивостей.

### **Научная новизна**

Установлено, что воздействие импульсного электрического тока на локализацию пластического течения стали 08пс приводит к увеличению на 65% скорости очагов локализации. Предложен механизм данного увеличения, заключающийся в том, что из-за различия электрических сопротивлений тела и границы зерна, температура границы зерна выше, чем в основном объеме. Это облегчает сдвиг зерен относительно друг друга при воздействии электрического тока и увеличивает скорость очагов локализации. На основе этого механизма с использованием фильтрационной модели пластической деформации рассчитана скорость распространения очагов локализации при воздействии импульсного электрического тока. Ре-

зультаты моделирования показали полное соответствие с экспериментом. Показано, что причиной такого увеличения является изменение объемной доли возбужденной фазы на границах очага локализации.

Впервые предложен механизм и разработана модель формирования волнообразного рельефа границы раздела «покрытие /подложки» при нанесении покрытия гетерогенным плазменным потоком, заключающийся в образовании комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца-Рэлея-Тейлора.

Установлен механизм и впервые создана модель формирования поверхностных микро- и наноструктур титановых и алюминиевых сплавов при электронно-пучковой обработке на основе представлений о возникновении в расплавленном слое комбинированной термо-, концентрационно-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости, которая приводит к образованию вихрей, являющихся предвестниками образования микро и наноструктурно-фазовых состояний. Определен диапазон значений плотности энергии пучка электронов и термоэлектрического коэффициента  $\gamma$ , при которых максимум скорости роста находится в наноразмерном диапазоне.

Предложена математическая модель формирования микро и наноструктурно-фазовых состояний рельсовой стали при длительной эксплуатации. При создании математической модели предполагалось, что образование наноструктур происходит за счет распада пластин цементита путем комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора. Путем анализа дисперсионного уравнения определены скорости и ускорения слоев, динамических вязкостей материалов, при которых максимальное значение скорости роста возмущений наблюдается в микро и наноразмерном диапазоне. Сравнение значений длины волны, на которую приходится максимум скорости роста и размеров структурных элементов показали удовлетворительное согласие с экспериментом.

### **Научная и практическая значимость работы**

Результаты диссертационной работы способствуют углубленному развитию физики взаимодействия электрических, тепловых и механических полей, с конденсированным веществом. Предложенные в работе физико-математические мо-

дели могут быть применены для прогнозирования поведения материалов в различных технологических процессах и при эксплуатации.

По данным математического моделирования формирования волнообразного рельефа поверхности раздела «покрытие/подложка» получены зависимости длины волны, при которой скорость роста возмущений поверхности раздела достигает максимального значения, от величины зарядного напряжения и времени импульса. Данные зависимости имеют степенной вид с коэффициентом корреляции 0,99. Они используются для оптимизации режимов электровзрывного напыления покрытий, обеспечивающих высокую адгезию с подложкой.

Установлены зависимости длины волны  $\lambda_m$ , при которой достигается максимум скорость роста возмущений поверхности раздела, от величины плотности энергии электронного пучка. С ростом плотности энергии пучка электронов величина  $\lambda_m$  снижается, переходя из микродиапазона в нанодиапазон. Полученная зависимость используется для нахождения режимов электронно-пучковой обработки, обеспечивающих получение поверхностных наноструктур.

Изучена неустойчивость границы раздела слоев «расплав/плазма» цилиндрической геометрии. Эта неустойчивость обусловлена комбинацией и магнито-гидродинамической неустойчивости и неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Определены условия возникновения капельного массопереноса в электрической дуге, что может быть использовано для корректировки режимов электродуговой наплавки.

Механизм и модель формирования микро и наноструктур в рельсовой стали при длительной эксплуатации способствуют развитию теории структурно-фазовых превращений в сталях и могут послужить основой для корректировки режимов термомеханической обработки длинномерных рельсов.

Результаты диссертационной работы используются в учебном процессе при подготовке бакалавров, магистрантов и аспирантов по направлениям подготовки 22.03.01 «Материаловедение и технологии материалов» и 03.06.01 «Физика и астрономия» и в научной работе при подготовке отчетов по грантам Российского

научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и государственных заданий Минобрнауки РФ.

Использование результатов работы в производстве, учебном процессе и научной деятельности подтверждается соответствующими актами и справками.

**Методология и методы исследований.** Методология диссертационной работы основана на современных представлениях о формировании микро и наноструктур при различных внешних энергетических воздействиях вследствие одновременного протекания различных неустойчивостей течения материалов (неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, Рэлея-Тейлора, термокапиллярная, испарительно-капиллярная и термоэлектрическая неустойчивости и т.п.) на внутренних и внешних границах раздела фаз. Для достижения поставленных в работе задач были использованы следующие методы современного физического материаловедения: просвечивающая электронная микроскопия, рентгеноструктурный и рентгеноспектральный анализ, механические испытания на активную пластическую деформацию. Локализация пластической деформации изучалась с помощью метода двухэкспозиционной спекл-интерферометрии, предложенного в работах Л.Б. Зуева и В.И. Данилова. Для решения задач математического моделирования применялся линейный анализ устойчивости, заключающийся в получении дисперсионного уравнения для малых гармонических возмущений поверхности раздела и нелинейный численный анализ методом конечных элементов.

Для анализа пластического течения материала при воздействии электрического тока материалов использовались представления о материале как о гетерогенной среде. Первая фаза является возбужденной, она отвечает за структурные превращения в материале, а вторая невозбужденная, не связанная со структурными превращениями. Для каждой фазы записываются законы сохранения импульса и уравнение непрерывности. Взаимодействие этих фаз порождает волну пластичности. В качестве первой фазы выбирались границы зерна, а второй – тело зерна.

**Достоверность и обоснованность** результатов диссертационной работы обусловлена корректностью постановки задач исследования, комплексным подходом к их решению с использованием современных экспериментальных и теоре-

тических методов современной физики конденсированного состояния и физического материаловедения, применением методов математической статистики, сертифицированного программного обеспечения, согласием экспериментальных данных с данными математического моделирования, критическим сопоставлением с результатами других исследователей.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Механизм увеличения предельной скорости очагов локализации пластического течения малоуглеродистой стали при воздействии импульсного электрического тока на основе представлений о материале как о двухфазной гетерогенной среде, заключающийся в изменении объемной доли возбужденной фазы на их границах, за счет неоднородного распределения температуры в зеренной структуре вследствие различного электрического сопротивления тела и границ зерен.
2. Волнообразный рельеф поверхности раздела «покрытие/подложка» при электровзрывном напылении обусловлен возникновением и развитием комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца-Рэлея-Тейлора. Зависимости длины волны, при которой скорость роста возмущений поверхности раздела достигает максимального значения, от величины зарядного напряжения и времени импульса, полученные путем анализа дисперсионного уравнения.
3. Процесс формирования поверхностных микро и наноструктур при воздействии низкоэнергетического сильнофокусированного электронного пучка за счет развития комбинированной термо-, концентрационно-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости. Результаты анализа дисперсионного уравнения при различных значениях плотности энергии пучка электронов. Уменьшение длины волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений поверхности раздела, с ростом плотности энергии пучка электронов, вне зависимости от величины термоэлектрического коэффициента. Диапазон значений термоэлектрического коэффициента  $\gamma \sim 10^{-1} - 1$  В/К титановых и алюминиевых сплавов, в котором влияние термоэлектрической неустойчивости становится наиболее существенным.

4. Механизм и модель формирования микро и наноструктурных состояний рельсовой стали при интенсивной пластической деформации, реализуемой по схеме длительной эксплуатации, заключающиеся в распаде пластин цементита за счет комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора в приближении вязкопотенциальной и вязкоупругой жидкости.

#### **Личный вклад автора**

Автором определялись направления и детальный план всех исследований, представленных в диссертационной работе. Все экспериментальные и теоретические данные были получены лично автором и/или при его непосредственном участии. Результаты электронно-микроскопических исследований получены в сотрудничестве с д.ф.-м.н., профессором Ивановым Ю.Ф., а рентгеноструктурных исследований в сотрудничестве с д.ф.-м.н., профессором Кульковым С.Н. Исследования локализации пластической деформации при воздействии электрического тока выполнены совместно с аспирантом Гагариным А.Ю. и к.т.н., старшими научными сотрудниками Горбатенко В.В. и Луневым А.Г., при этом автор принимал непосредственное участие в анализе результатов эксперимента. Разработка моделей, представленных в диссертации, велась в сотрудничестве с к.т.н., доцентом Сарычевым В.Д. и д.т.н, профессором Коноваловым С.В. Конечно-элементные расчеты выполнены к.т.н. Грановским А.Ю. при участии автора в анализе и интерпретации их результатов. Соискателем внесен решающий вклад в анализ данных эксперимента и математического моделирования, а также в их представление в научной печати.

#### **Апробация работы**

Результаты диссертационной работы доложены на международных и всероссийских конференциях: III, V – VIII Международной конференции «Деформация и разрушение материалов и наноматериалов», Москва, 2009, 2013, 2015, 2017, 2019; XXII Международной конференции «Релаксационные явления в твердых телах», Воронеж, 2010; Международной научно-технической конференции «Современное материаловедение и нанотехнологии», Комсомольск на Амуре, 2010; 50-м международном симпозиуме «Актуальные проблемы прочности», Ви-

тебск, 2010; VII Всероссийской конференции «Физико-химия неорганических материалов», Москва, 2010; Международные конференции «Перспективные материалы с иерархической структурой для новых технологий и надежных конструкций», Томск, 2015 – 2021; VI – XI Международных конференциях «Фазовые превращения и прочность кристаллов», Черногловка, 2010 – 2020. IV – IX Международных школах «Физическое материаловедение», Тольятти 2009 –2019. XX и XXIII Петербургских чтениях по проблемам прочности, Санкт-Петербург, 2012, 2016; LI, LV Международных конференциях «АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРОЧНОСТИ», Харьков, 2011, 2014, LIV, LVII – LX Международных конференциях «АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРОЧНОСТИ», Севастополь 2016, Пермь 2017, Тольятти, 2017, 2021. Витебск, 2018; XIV, XV Международных школах-семинарах (ЭДС-2016, 2018), Барнаул, 2016, 2018; XIII и XIV Международных семинарах «Структурные основы модифицирования материалов», Обнинск, 2015, 2017. III Всероссийской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения академика Ю.Н. Работнова, Новосибирск 2014, Научной сессии НИЯУ МИФИ-2015, Москва 2015; XIII ежегодном заседании Научного Совета по физике конденсированных сред при отделении физических наук РАН, Черногловка, 2020; Международной конференции «Прочность и пластичность материалов в условиях внешних энергетических воздействий», Новокузнецк, 2021.

**Соответствие диссертации паспорту специальности.** Диссертационная работа по своим целям, задачам, основному содержанию, методам исследования и научной новизне соответствует специальности 01.04.07. – физика конденсированного состояния пп. 1 и 7 (п. 1 «Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы свойств металлов и их сплавов, неорганических и органических соединений, диэлектриков и в том числе материалов световодов как в твердом, так и в аморфном состоянии в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления», п. 7 «Технические и технологические приложения физики конденсированного состояния»).

**Публикации.** Основное содержание работы опубликовано в 70 печатных работах, в том числе: в 15 статьях, включенных в международные базы цитирова-

ния Scopus и Web of Science, 20 статьях в журналах, входящих в Перечень, рекомендованный ВАК для публикации результатов диссертационных исследований, 3-х монографиях, остальные - в трудах всероссийских и международных конференций и других научных мероприятий. Получен 1 патент на изобретение.

**Структура и объем диссертационной работы.** Диссертация включает в себя введение, 6 глав, основные выводы, список литературы из 346 наименований, приложение, изложена на 247 страницах машинописного текста, содержит 79 рисунков, 21 таблицу.

# 1 ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ НА МЕТАЛЛЫ И СПЛАВЫ

## 1.1. Влияние электрических полей на поведении поверхности раздела проводящих жидкостей

Многочисленные исследования в области гидродинамики ньютоновских и неньютоновских жидких сред показывают, что плоская поверхность раздела двух жидкостей является неустойчивой. Характер этих неустойчивостей зависит от вида внешних воздействий на границу раздела жидкостей. Так, например, при сдвиговых течениях возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, с помощью которой можно объяснить образование ряби на воде [1, 2], формирование нано и микроструктур на поверхности металлов при воздействии плазмы электрического взрыва проводников [3], распад струи жидкости на капли [4]. В случае, если одна жидкость движется относительно другой с ускорением направленным перпендикулярно границе раздела, то возникает неустойчивость Рэлея-Тейлора. Проявлением этой неустойчивости объясняется формирование волнообразной границе раздела металлов при сварке взрывом [5]. При наличии градиента температуры возникает термокапиллярная неустойчивость (неустойчивость Марангони), которая отвечает за формирование поверхностных периодических структур при лазерной обработке [6, 7]. Если жидкости находятся в электрическом поле перпендикулярном поверхности раздела, то возникает неустойчивость Френкеля-Тонкса. Описание этих неустойчивостей в рамках линейного приближения представлено в работах [2, 8 – 10], где были получены дисперсионные уравнения, для идеальных и вязких жидкостей. В последнее время предпринимаются попытки объединения этих неустойчивостей в рамках общей модели. В качестве примера, можно привести комбинацию неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора для описания крупномасштабных вихрей в магнитопаузе земной магнитосферы [11 – 15].

В настоящем параграфе будем рассматривать влияние электрического поля на неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, Рэлея-Тейлора и Марангони.

Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца сдвиговых течений жидкостей в электрических полях изучалась в работах [16 – 24]. В [16, 17] рассматривалась двухслойная несжимаемая среда, верхний слой которой занимала идеальная жидкость плотностью  $\rho_2$ , двигавшаяся со скоростью  $U$  параллельно границе раздела и ускорением  $g$  направленным перпендикулярно границе раздела. Нижний слой был занят неподвижной вязкой проводящей жидкостью плотностью  $\rho_1$ , кинематической вязкостью  $\nu$  и плотностью зарядов  $\sigma$ . Для каждого слоя записывались линеаризованные уравнения Навье-Стокса, Максвелла, кинематические и динамические граничные условия. В результате было получено дисперсионное уравнение для малых гармонических возмущений на границе жидкостей. Оно имеет вид:

$$(2 - \chi)(1 + \tanh(k_1 h_1) - \chi) + (\Omega(k) + K(k, \omega)) \frac{(\chi - 1) + \frac{\tanh(k_1 h_1)}{\tanh(k h_2)}}{\chi} = \quad (1.1)$$

$$= 2(1 + \tanh(k h_2)) \sqrt{1 - \chi},$$

$$\text{где} \quad k_1^2 = k^2 - \frac{i\omega}{\nu}, \quad \chi = \frac{i\omega}{\nu k^2}, \quad K(k, \omega) = -\alpha \frac{(Uk - \omega)^2 \tanh(k h_1)}{\tanh(k h_2)},$$

$$\Omega(k) = \frac{\gamma k^2 - 4\pi\sigma^2 k + (1 - \alpha)\rho_1 g}{\rho_1 \nu^2 k^3}, \quad \alpha = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad h_1 - \text{толщина нижнего слоя, } h_2 - \text{толщина}$$

верхнего слоя. Подобное дисперсионное уравнение было получено в [22] в отсутствие электрического поля. Проведем анализ предельных случаев уравнения (1.1). В начале рассмотрим случай бесконечно глубокой жидкости  $h_1 \rightarrow -\infty$ ,  $h_1 \rightarrow +\infty$ . Уравнение (1.1) примет вид:

$$(2 - \chi)^2 + \Omega(k) + K(k, \omega) = 4\sqrt{1 - \chi}, \quad (1.2)$$

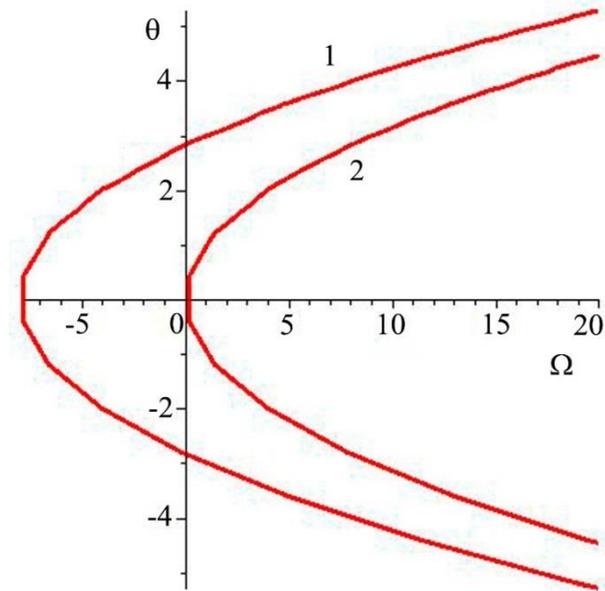
Введем безразмерный параметр  $\theta = \frac{U}{\nu k}$ , тогда (1.2) преобразуется к виду:

$$(2 - \chi)^2 + \Omega(k) - \alpha(\theta + i\chi)^2 = 4\sqrt{1 - \chi}. \quad (1.3)$$

Уравнение (1.3) является комплексным и допускает разделение на действительную и мнимую части. Подстановка  $\chi = \beta + i\tilde{\omega}$  и последующие алгебраические преобразования приводят (1.3) к следующей системе уравнений [16]:

$$\begin{aligned} ((2-\beta)^2 + \Omega(k) - \tilde{\omega}^2 + \alpha(\beta^2 - (\theta - \tilde{\omega})^2))(\tilde{\omega}(2-\beta) + \alpha\beta(\theta - \tilde{\omega})) &= 4\tilde{\omega}, \\ ((2-\beta)^2 + \Omega(k) - \tilde{\omega}^2 + \alpha(\beta^2 - (\theta - \tilde{\omega})^2))^2 - 4(\tilde{\omega}(2-\beta) + \alpha\beta(\theta - \tilde{\omega}))^2 &= 16(1-\beta) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Решение системы (1.4) относительно безразмерных переменных  $\theta$  и  $\Omega$  позволяет определить области перехода между устойчивым и неустойчивым состоянием малых гармонических возмущений. При  $\tilde{\omega} = 0$  границами этих областей являются две  $C$  – образные кривые (рисунок 1.1), определяемые уравнениями  $\Omega = -8 + \alpha\theta^2$ ,  $\beta = 0$ ; (кривая 1) и  $\Omega = \alpha\theta^2$ ,  $\beta = 0$  (кривая 2). Эти кривые не имеют общих точек. Область левее кривой 1 – область существования двух неустойчивых волн, в области правее кривой 2 все волны устойчивы. Между кривыми 1 и 2 располагается переходная область, в которой одна волна является неустойчивой, а вторая устойчивой.



1 – кривая, описываемая уравнением  $\Omega = -8 + \alpha\theta^2$ ,  $\beta = 0$ ; 2 – кривая, описываемая уравнением  $\Omega = \alpha\theta^2$ ,  $\beta = 0$ .

Рисунок 1.1 – Области перехода между неустойчивыми и устойчивыми состояниями при  $\alpha = 1$  [16]

Если верхняя жидкость обладает кинематической вязкостью  $\nu_2$ , то ситуация значительно усложняется. Дисперсионное уравнение становится громоздким и трудным для анализа. В этих случаях используются различные приближения, например, вязко-потенциальное [18, 19], в котором вязкость учитывается только на границе раздела сред, а в остальном объеме жидкость считается идеальной. Кроме того, при выводе дисперсионного уравнения (1.1) не учитывался тепло- и массоперенос через границу раздела сред.

Дисперсионное уравнение, предложенное в [20, 21] имеет вид:

$$a_0 \omega^2 + (a_1 + ib_1) \omega + a_2 + ib_2 = 0,$$

$$a_0 = \rho_1 \coth(kh_1) + \rho_2 \coth(kh_2), \quad a_1 = -2k(\rho_1 U_1 \coth(kh_1) + \rho_2 U_2 \coth(kh_2)),$$

$$b_1 = \alpha (\coth(kh_1) + \coth(kh_2)) + 4k^2 (\rho_1 \nu_1 \coth(kh_1) + \rho_2 \nu_2 \coth(kh_2)),$$

$$a_2 = k^2 (\rho_1 U_1^2 \coth(kh_1) + \rho_2 U_2^2 \coth(kh_2)) +$$

$$+ (\rho_2 - \rho_1) gk - \sigma k^3 + \frac{k^2 E_1 E_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2}{\varepsilon_2 \tanh(kh_1) + \varepsilon_1 \tanh(kh_2)}$$

$$- 4k^2 \alpha (\nu_1 \coth(kh_1) + \nu_2 \coth(kh_2))$$

$$b_2 = -\alpha k (U_1 \coth(kh_1) + U_2 \coth(kh_2)) - 4k^3 (\rho_1 \nu_1 U_1 \coth(kh_1) + \rho_2 \nu_2 U_2 \coth(kh_2)),$$

где  $\alpha = \frac{G}{L} \left( \frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_2} \right)$  – коэффициент теплопереноса,  $G$  – постоянная,  $L$  –

удельная теплота испарения,  $E_n$  – напряженность электрического поля в  $n$ -м слое,  $\varepsilon_n$  – диэлектрическая проницаемость  $n$ -го слоя,  $U_n$  – скорость  $n$ -го слоя. На рисунке 1.2 представлены нейтральные кривые относительной скорости при различных значениях коэффициента теплопередачи при значении напряженности электрического поля  $E_1 = 2$  В/см.

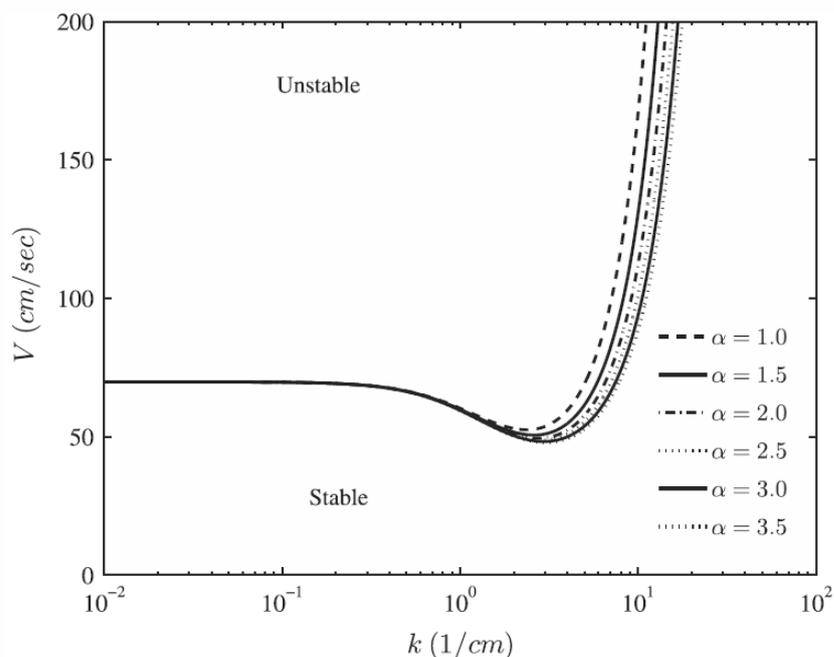


Рисунок 1.2 – Зависимости относительной скорости от волнового числа при различных значениях коэффициента теплопередачи [20]

Из данного рисунка следует, что устойчивая область уменьшается с увеличением  $\alpha$ , и поэтому можно сделать вывод о дестабилизирующем действии теплопередачи. Аналогичный эффект был обнаружен в [22] в отсутствие электрического поля. По мнению автора [20] перпендикулярное электрическое поле не оказывает влияние на тепломассоперенос. С другой стороны зависимость квадрата напряженности поля от волнового числа (рисунок 1.3) показывает, что электрическое поле увеличивает скорость роста волн возмущения после достижения критического значения.

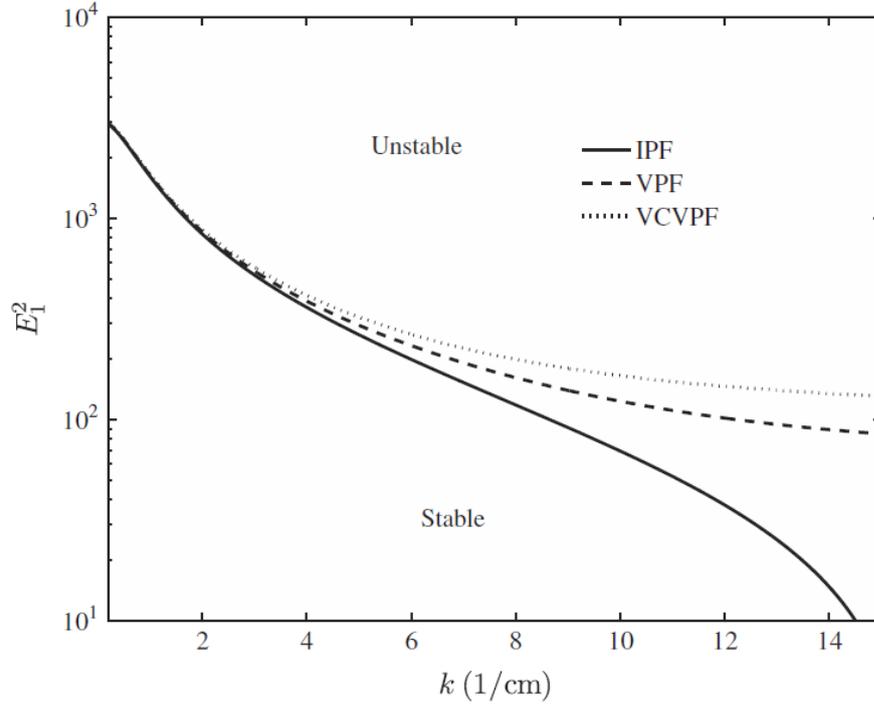


Рисунок 1.3 – Зависимость квадрата напряженности электрического поля от волнового числа [20]

Влияние касательного электрического поля на неустойчивость Кельвина-Гельмгольца изучалось в работе [23]. Дисперсионное уравнение, полученное в данной работе, имеет такой же аналитический вид, что и уравнение (1.5), но с другими значениями коэффициентов, входящих в него. Они имеют вид:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \rho_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \rho_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1), \\
 a_1 &= -2k(\rho_1 U_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \rho_2 U_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)), \\
 b_1 &= \alpha(\cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)) + \\
 &+ 4k^2(\rho_1 v_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \rho_2 v_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)), \\
 a_2 &= k^2(\rho_1 U_1^2 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \rho_2 U_2^2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)) + \\
 &+ (g(\rho_2 - \rho_1) - \gamma k^3) \sinh(kh_1) \sinh(kh_2) - \\
 &- \left( \frac{k^2 E_0^2 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)}{\varepsilon^*(k)} \right) - \\
 &- 4k^2 \alpha (v_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + v_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)), \\
 b_2 &= -\alpha k (U_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + U_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)) - \\
 &- 4k^3 (\rho_1 v_1 U_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \rho_2 v_2 U_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)),
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

где  $\varepsilon^*(k) = \varepsilon_1 \cosh(kh_1) \sinh(kh_2) + \varepsilon_2 \cosh(kh_2) \sinh(kh_1)$ . Если теплоперенос ( $\alpha = 0$ ) и вязкость ( $\nu_1 = \nu_2 = 0$ ) отсутствует, то уравнение (1.5) принимает вид:

$$a_0 \omega^2 + a_1 \omega + a_2 = 0. \quad (1.7)$$

Условие устойчивости возмущений поверхности раздела имеет вид:

$$a_1 - 4a_0 a_2 \geq 0. \quad (1.8)$$

Тогда критическое значение электрического поля имеет вид:

$$E_*^2 = \frac{\varepsilon_1 \tanh(kh_1) + \varepsilon_2 \tanh(kh_2)}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \left( \frac{g(\rho_2 - \rho_1)/k - \gamma k + \rho_1 \rho_2 (U_1 - U_2)^2}{\rho_1 \tanh(kh_2) + \rho_2 \tanh(kh_1)} \right)^2. \quad (1.9)$$

В случае присутствия тепломассопереноса  $\alpha \neq 0$  и отсутствия вязкости условие устойчивости принимает вид:

$$b_1 > 0, a_0 > 0, a_1 b_1 b_2 - a_0 b_2^2 - a_2 b_1^2 \geq 0. \quad (1.10)$$

Тогда критическое значение напряженности электрического поля примет вид:

$$E_c^2 = E_*^2 + \frac{(\rho_1 - \rho_2)^2 (U_1 - U_2)^2 (\varepsilon_2 \tanh(kh_2) + \varepsilon_1 \tanh(kh_1))}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 (\tanh(kh_2) + \tanh(kh_1))^2 (\rho_1 \tanh(kh_2) + \rho_2 \tanh(kh_1))}. \quad (1.11)$$

Таким образом, тепломассоперенос увеличивает критическое значение напряженности электрического поля, при котором начинается неустойчивость. Если поперечные скорости слоев будут равны (неустойчивость Рэля-Тейлора), то можно сделать вывод о том, что тепломассоперенос никакого влияния на критическое значение тангенциального электрического поля не оказывает.

Влияние наклонного электрического поля на неустойчивость Кельвина-Гельмгольца идеальных диэлектрических жидкостей изучено в работе [24]. Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} & (\rho_1 + \rho_2) \omega^2 - 2k_x \rho_2 \nu_0 \omega + k_x^2 \rho_2 \nu_0^2 - gk(\rho_1 - \rho_2) - \gamma k^3 - \\ & - m(\varepsilon(E_{0x} k_x)^2 - (E_{0z} k_z)^2) = 0, m = \frac{(\varepsilon - 1)^2}{4\pi\varepsilon(\varepsilon + 1)}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

где  $E_{0x}$  и  $E_{0z}$  проекции вектора электрического поля на оси  $x$  и  $z$  соответственно,  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$  – волновой вектор. Корни уравнения (1.12):

$$\omega_{1,2} = \frac{\rho_2 v_0}{\rho_1 + \rho_2} k_x \pm \sqrt{\frac{f(k_x, k_y)}{\rho_1 + \rho_2}},$$

$$f(k_x, k_y) = \gamma(k_x^2 + k_y^2)^{3/2} - mE_{0z}^2(k_x^2 + k_y^2) + g(\rho_1 - \rho_2)(k_x^2 + k_y^2)^{1/2} + sk_x^2, \quad (1.13)$$

$$s = m\varepsilon E_{0x}^2 - \frac{\rho_1 \rho_2 v_0^2}{\rho_1 + \rho_2}.$$

Анализ (1.3) показал, что на границе устойчивости длина волны наиболее неустойчивой моды определяется гравитационными и капиллярными силами и не зависит от пондеромоторных сил. Показано, что при выполнении равенства, в котором фигурируют квадрат заданного разрыва скорости и квадрат заданной горизонтальной компоненты электрического поля, возможен особый режим течения газа и жидкости с любой диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  [24]. При  $\varepsilon \gg 1$  найдено условие устойчивости, определяющее верхнюю границу величины вертикальной компоненты электрического поля, отличается лишь малыми безразмерными величинами от условия устойчивости Тонкса – Френкеля [25].

Следует отметить, что в работах [26 – 28] выдвинуто предположение о наличии между двумя вязкими жидкостями тонкого переходного слоя толщиной  $d$ , тогда динамическая вязкость  $\mu$  зависит от вертикальной координаты по закону

$$\mu(z) = \mu_1 H(z + d) + \mu_2 H(z - d), \quad \text{где } H(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases} \text{ – ассиметричная единичная}$$

функция. Интегрирование уравнений Навье-Стокса по данному переходному граничному слою, приводит к динамическим граничным условиям с «перекрестным» расположением коэффициентов:

$$\begin{aligned} & \rho_1 \left[ g\xi + \left[ \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla_{\perp} \varphi_1)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right)^2 \right] \right]_{z=\xi} + 2(\mu_1 \Delta_{\perp} \varphi_2 + \mu_2 \Delta_{\perp} \varphi_1) = \\ & = \rho_2 \left[ g\xi + \left[ \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla_{\perp} \varphi_2)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)^2 \right] \right]_{z=\xi} + \gamma \nabla_{\perp} \frac{\nabla_{\perp} \xi}{\sqrt{1 + (\nabla_{\perp} \xi)^2}}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где  $\xi$  – смещение поверхности раздела,  $\phi$  – потенциал скорости,  $\nabla_{\perp} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y}$ ,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ . Дисперсионное уравнение в переменных Ламба ( $\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 = 0$ ) имеет вид [26, 27]:

$$\Omega^2 + 2i\Omega q^2 \mu_1^* + q^2 W^2 - q - 2iq^3 \mu_2^* - q^3 = 0, \quad (1.15)$$

$$\text{где } \Omega = \omega t_0, \quad q = kl_0, \quad \mu_1^* = \frac{(\mu_1 + \mu_2)t_0}{(\rho_1 + \rho_2)l_0^2}, \quad \mu_2^* = \frac{(\mu_1 U_2 + \mu_2 U_1)t_0^2}{(\rho_1 + \rho_2)l_0^3},$$

$$W^2 = \frac{(\rho_1 U_1^2 + \rho_2 U_2^2)t_0^2}{(\rho_1 + \rho_2)l_0^2} \quad - \quad \text{параметр неустойчивости,} \quad l_0 = \sqrt{\frac{\gamma}{g(\rho_1 - \rho_2)}},$$

$t_0 = \sqrt{\frac{l_0(\rho_1 + \rho_2)}{g(\rho_1 - \rho_2)}}$  – характерные масштабы длины и времени. Условие возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, согласно [26 – 28], имеет вид:

$$W^2 + \left( \frac{\mu_2^*}{\mu_1^*} \right) > 2. \quad \text{При выполнении этого условия достигается максимум инкремента неустойчивости.}$$

Влияние электрического поля на неустойчивость Рэлея-Тейлора изучено в работах [29 – 31]. В [29] рассматривалась устойчивость двух стратифицированных несмешивающихся несжимаемых жидкостей в длинноволновом приближении в горизонтальном канале бесконечной протяженности. Особый интерес, по мнению авторов [29] представляет случай с более тяжелой жидкостью, первоначально лежащей над более легкой жидкостью, так что система восприимчива к классической неустойчивости Рэлея-Тейлора. На систему накладывалось электрическое поле, действующее в горизонтальном направлении, и показано, что оно может полностью подавлять неустойчивость Рэлея-Тейлора и производить дисперсионную регуляризацию в модели. Получены дисперсионные соотношения и вычислен класс нелинейных бегущих волн (периодических и одиночных). Представлены численные решения начально-краевой задачи системы модельных эволюционных уравнений, демонстрирующих стабилизацию неустойчивости Рэлея-Тейлора

под действием электрического поля. В [30] изучалась неустойчивость Рэлея-Тейлора для двух диэлектрических жидкостей в электрическом поле. Также как и в [29] показано стабилизирующее влияние электрического поля на данную неустойчивость. В обзоре [31] показано применение моделей, основанных на неустойчивости Рэлея-Тейлора, в различных областях науки.

Если в жидкости будет градиент температуры, то помимо неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора будут наблюдаться комбинация неустойчивости Марангони и термоэлектрической неустойчивости. Термоэлектрическая неустойчивость изучалась в [32 – 35] для жидких полупроводников. В данных работах решалась задача Пирсона для подогрева сверху и снизу. Установлено, что данная неустойчивость характеризуется безразмерным числом:

$$E = \frac{\varepsilon \delta^2 G^2 h^2}{\rho \nu k}, \quad (1.16)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $G = |\nabla T|$  – модуль градиента температуры,  $h$  – толщина слоя,  $k$  – теплопроводность,  $\delta$  – термоэлектрическая постоянная. Физический смысл этого числа заключается в том, что оно показывает отношение электрической силы к диссипативной. Также как известный термокапиллярный механизм, термоэлектрический механизм приводит к образованию структур ячеистой кристаллизации [32]. В случае чисто термоэлектрического возбуждения неустойчивость наступает при  $E > E^* = 4\pi^2 \approx 40$ .

Возникновение неустойчивости возможно при любом направлении нагрева, в том числе при подогреве сверху. Качественно это можно понять так, что возникающая флуктуация температуры вызывает в свою очередь возмущение термоэлектрического поля, которое приводит к возникновению объемного заряда. На такой заряд во "внешнем" термоэлектрическом поле и действует электрическая сила. Эта сила может привести жидкость в движение, если она в необходимое число раз (в  $E^*$  раз) превышает силу диссипации [32, 33].

Кроме возбуждения движения, приводящего к формированию ячеистых структур, механизмы, основанные на действии термокапиллярных и электриче-

ских сил, приводят к возникновению волн на поверхности жидкого слоя [34]. Главной особенностью данной задачи является замена условия непротекания условием отсутствия скачка давления [34]. Это условие с учетом всех рассматриваемых факторов записывается как:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\gamma}{\rho} \Delta_{\perp} v_z - g v_z - 2\nu \frac{\partial^2 v_z}{\partial t \partial z} \mp \frac{\varepsilon \delta^2 G}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial t \partial z}, \quad (1.17)$$

где  $\psi$  – потенциал скорости,  $T$  – температура. В результате было получено дисперсионное уравнение, численное решение которого представлено на рисунке 1.6.

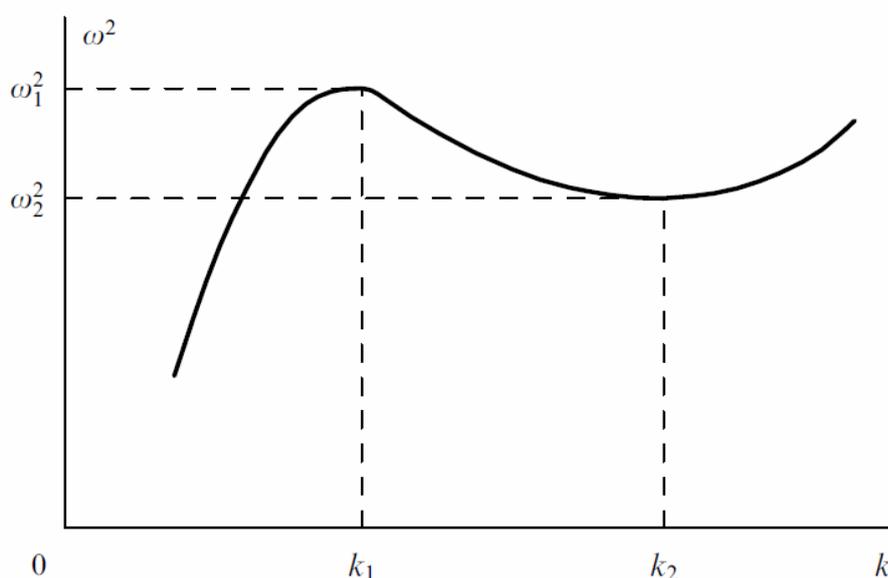


Рисунок 1.6 – Дисперсионная кривая для поверхностных волн, рассчитанная с учетом термоэлектрического эффекта [34]

В отсутствие вязкости  $\nu = 0$  из (1.17) получим:

$$\omega^2 = \frac{\gamma k^3}{\rho} + gk - k^2 \frac{\varepsilon \delta^2 G^2}{\rho}. \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) выполняется независимо от направления нагрева. Это дисперсионное уравнение кроме известных капиллярного и гравитационного слагаемых содержит и квадратичный по волновому вектору термоэлектрический член.

Идеи, заложенные в работах [32–34], получили развитие в [35] для случая переменных градиентов температур. В данной работе предполагалось, что гради-

ент температуры изменяется по закону  $G(t) = G_0(\eta_1 + \eta_2 \cos \omega t)$ , где  $G_0$  – средний градиент температуры,  $\eta_1$  – постоянная составляющая градиента температуры,  $\eta_2$  – амплитуда переменной составляющей градиента температуры. Нейтральные кривые, полученные в [35] в координатах «амплитуда возмущений – обратная частота модуляции» представлены на рисунках 1.7 и 1.8. Рисунок 1.7 демонстрирует поведение порога конвекции в зависимости от обратной частоты при изменении параметра  $\gamma = \sqrt{\text{Pr}} < 1$ , соответствующего ионным расплавам или жидким полупроводникам. Области неустойчивости находятся над кривыми. Видно, что при увеличении  $\gamma$  область неустойчивости уменьшается, сдвигаясь в область больших амплитуд и меньших частот.

Если постоянная составляющая градиента температуры  $\eta_1$  отлично от нуля, то ситуация кардинально меняется. На рисунке 1.8 показаны границы зон неустойчивости, полученные для арсенида галлия  $\gamma = 0,2449$  численно, при различных значениях  $\eta_1$ . Области неустойчивости находятся выше кривых. Из данного рисунка следует, что для эффективного подавления термоэлектрической неустойчивости необходимо использовать большие частоты модуляции, имеющей нулевое  $\eta_1 = 0$  или среднее значение  $\eta_1 \leq 0,5$ .

Комбинированная электро-термокапиллярная конвекция диэлектрических жидкостей исследовалась в работах [36, 37]. В [36] расчеты выполнены для сильной униполярной инжекции ( $C = 10$ ) и различных значений числа Марангони ( $-10000 \leq \text{Ma} \leq 10000$ ), теплового числа Рэлея ( $5000 \leq \text{Ra} \leq 50000$ ) и электрического числа Рэлея ( $0 \leq T \leq 800$ ). Число Прандтля ( $\text{Pr}$ ) и параметр подвижности ( $M$ ) зафиксированы на отметках 116,6 и 49 соответственно. Эти значения соответствуют силиконовому маслу, которое применяется в качестве рабочей жидкости в различных технологических процессах

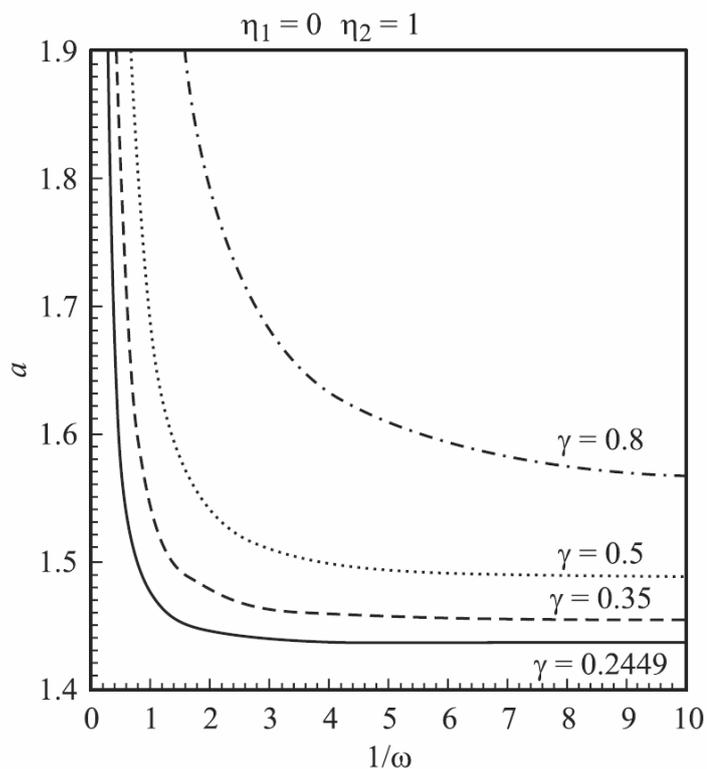


Рисунок 1.7 – Зависимости порогов термоэлектрической конвекции от обратной частоты при изменении параметра  $\gamma$  [35]

Для установления картины электро-термокапиллярной конвекции с помощью формализма функции потока–завихренности, решалась система связанных уравнений, включающей в себя уравнения Навье-Стокса, электрогидродинамики и уравнения теплопередачи. В результате было установлено, что при отрицательных значениях числа Марангони возникает сложная структура течения (рисунок 1.9). Поток жидкости четко разделен на две отдельные области, движение которых обусловлено плавучестью (нижняя область) и термокапиллярностью (верхняя область).

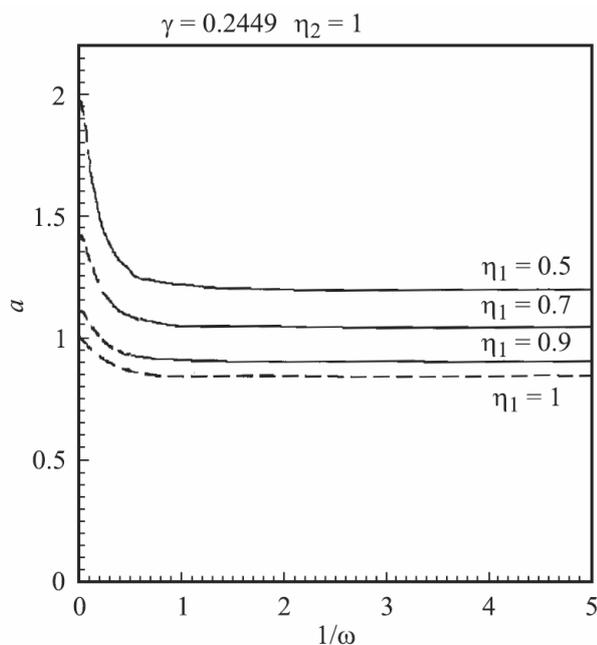
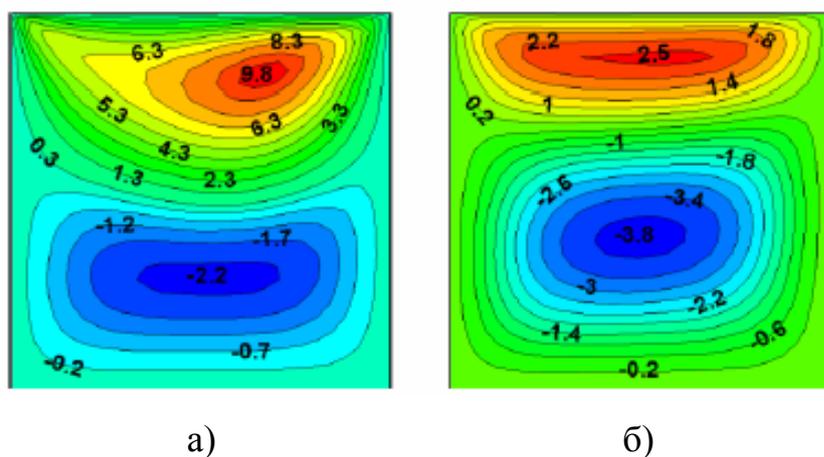


Рисунок 1.8 – Зависимости порогов термоэлектрической конвекции от обратной частоты при изменении параметра  $\eta_1$  [35]



а –  $Ma = -5000$ ; б –  $Ma = -1000$

Рисунок 1.9 – Линии тока вещества при различных значениях числа Марангони [36]

Показано, что соответствующий выбор положения электродов (инжекция с правой или с левой стороны) и тщательный выбор величины разности электрических потенциалов позволяют усиливать, ослаблять или даже устранять либо термокапиллярную, либо тепловую неустойчивость (рисунок 1.10). В [37] изучалась электро-термокапиллярная конвекция в жидкости, находящейся между двумя коаксиальными цилиндрами. Установлено, что наиболее важным эффективным па-

раметром является отношение радиусов цилиндров. Он оказывает влияние, как на распределение температуры, так и на поток жидкости.

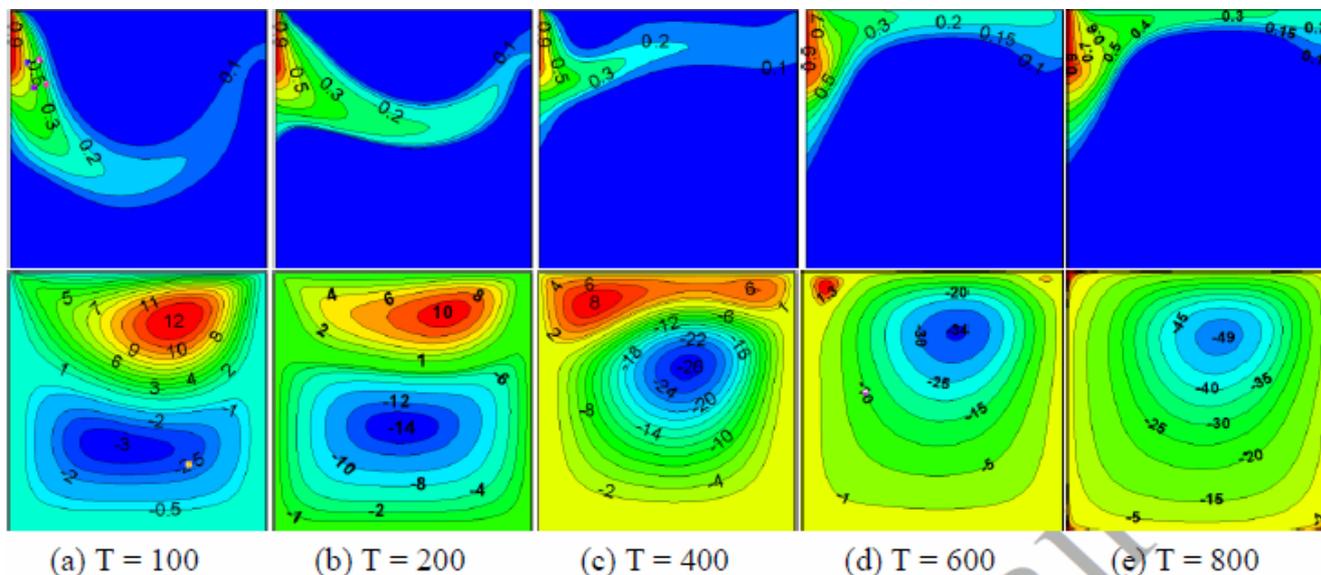


Рисунок 1.10 – Распределение плотности зарядов (верхний ряд) и линий тока вещества (нижний ряд) при различных значениях электрического числа Рэлея [37]

Кроме того, электрические поля подавляют тепловую конвекцию, и в любом случае наблюдается более интенсивный перенос вещества за счет инжекции электрического заряда. Результаты работ [36, 37] обобщены в [38] на случай взаимодействия жидкости с твердой подложкой. В данной работе [38] физическая модель с полностью связанными математическими уравнениями строится в жидкости, твердом теле и интерфейсе, как для омических, так и для неомических твердых моделей. Разработана улучшенная решетчатая модель Больцмана (LBM) с тремя решетчатыми уравнениями Больцмана для уравнения Пуассона, уравнения сохранения заряда и уравнения Навье-Стокса соответственно. Установлено, что LBM хорошо воспроизводит разрывные изменения электрического поля и плотности заряда на границе раздела. Результаты расчетов показали, что бифуркация электроконвекции в присутствии границы раздела твердое тело-жидкость все еще имеет докритический тип, но как линейный, так и конечный амплитудные крите-

рии устойчивости возрастают из-за падения напряжения, происходящего в твердой фазе.

## **1.2 Влияние электрических полей на пластическую деформацию материалов**

### **1.2.1 Механизмы воздействия электрического тока на пластическую деформацию материалов**

В настоящее время прогресс в развитии современных металлообрабатывающих технологий связывается с использованием электрических токов высокой плотности [39]. Особенно это касается металлургической, авиационной, автомобильной и аэрокосмической отраслей промышленности. Эффекты токового воздействия при деформировании металлических изделий являются многофакторными и состоят в снижении усилий при металлообработке, напряжений течения, увеличении пластичности, ускорении старения и рекристаллизации, уменьшении размера зерна при снижении остаточных напряжений [40]. Это относится к процессамковки и прокатки [41, 42], волочения [43, 44], металлообработки [45, 46], соединения материалов [47, 48], спекания [49, 50], листовой штамповки [51, 52].

Механизмы воздействия электрического тока наиболее подробно в последних обзорах [53,54]. В [54] приведена схема, демонстрирующая типичное поведение напряженно-деформированного состояния при растяжении в условиях воздействия импульсного электрического тока и механизмы, отвечающие за снижение деформирующего усилия при данном воздействии (рисунок 1.11). Эти механизмы разделяются на две группы: механизмы, связанные с электропластическим эффектом и механизмы, не связанные с ним. К первой группе относятся: «электронный ветер» [55], инерционный механизм открепления дислокаций [56], термофлуктуационный механизм [57], магнитопластический механизм [58], взаимодействие дислокаций с «горячими» электронами [59], механизм «Dynamic strain aging (динамическое деформационное старение)» [60]. Ко второй группе относятся: джоулев нагрев [61], тепловое расширение [62], формирование температурного градиента [63], пинч-эффект и скин-эффект [64], магнитострикция [65]. В зави-

симости от природы материала и условий нагружения, первая группа эффектов дает адекватное понимание от 10 до 50 % наблюдаемого эффекта снижения деформирующего усилия, тогда как вторая группа дает объяснение от 50 до 90 %.

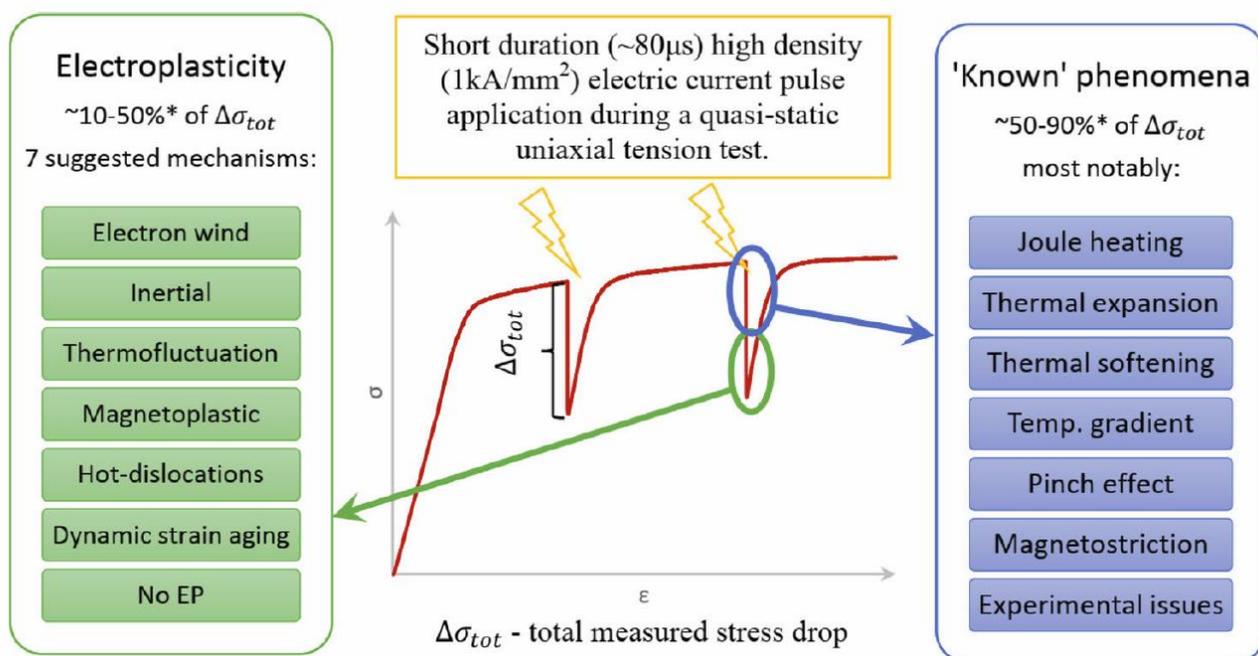


Рисунок 1.11 – Механизмы электропластической деформации материалов [54]

В [54, 67] помимо вышеперечисленных механизмов электропластического эффекта рассмотрена модель, основанная на упрочнении материала границами зерен (эффект Холла-Петча). Ее суть заключается в том, что из-за того, что электрическое сопротивление границ зерен больше, чем тела зерна, то их температуры выше, чем в объеме зерна. В итоге проскальзывание зерен облегчается. Соотношение Холла-Петча имеет вид:

$$\sigma_y = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d_g}}, \quad (1.19)$$

где  $\sigma_y$  – предел текучести,  $\sigma_0$  – напряжение течения материала, обусловленное другими механизмами упрочнения,  $k$  – постоянная,  $d_g$  – средний размер зерна.

Моделирование электропластической деформации в рамках этого подхода включает три этапа: на первом этапе находятся локализованные концентрации

напряжений на границах зерен из-за анизотропии, вызванной соседними зернами; второй – определение микроупругих напряжений на границах зерен; на завершающем третьем этапе вычисляются макроупругие напряжения. Материал в этом случае рассматривается как слоистый композит [68], предел текучести которого определяется как:

$$\sigma_y = A_g \sigma_{fg} + A_{gb} \sigma_{fgb}, \quad (1.20)$$

где  $A_g$  – объемная доля зерен,  $A_{gb}$  – объемная доля границ зерен,  $\sigma_{fg}$  и  $\sigma_{fgb}$  – напряжение течения зерен и границ зерен соответственно. Коэффициент в соотношении Холла-Петча при воздействии электрического тока имеет вид [43]:

$$k_{el} = 8\gamma \left( f_{I_D}^{gb} f_T \sigma_{fgb} - f_{I_D}^g f_T \sigma_{fg} \right) = 8\gamma f_T \left( f_{I_D}^{gb} \sigma_{fgb} - f_{I_D}^g \sigma_{fg} \right), \quad (1.21)$$

$$f_{I_D}^{gb} = \alpha \exp(-\beta \rho_e^{gb} I_D^2), \quad f_{I_D}^g = \alpha \exp(-\beta \rho_e^g I_D^2)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $f_T$  – постоянные,  $\rho_e^{gb}$  – удельное сопротивление границ зерен,  $\rho_e^g$  – удельное сопротивление тела зерна. Эта модель позволяет прогнозировать предел текучести металлов при электропластической деформации в зависимости от плотности тока и размера зерен. Следует отметить, что модель требует двух параметров подгонки кривой ( $\alpha$  и  $\beta$ ) и требует определения удельного электрического сопротивления для тела и границ зерен. Несмотря на свои недостатки результаты работы [67] открывают возможности создания модели электропластической деформации как двухфазной гетерогенной среды.

В настоящее время электропластический эффект изучается в сплавах сложного химического состава [68 – 77]. В [68] исследована электропластическая деформация сплава состава Al – Zn – Mg. Был обнаружен «зуб текучести» включающий эффект Людерса на стадии текучести и эффект Портевена-Ле-Шателье на последующих пластических стадиях. Эффект Людерса с увеличением плотности тока сначала ослабевает, а затем усиливается. При плотности тока 5 А/мм<sup>2</sup> эффект Людерса является самым слабым, а при плотности тока 55 А/мм<sup>2</sup> наоборот является самым сильным, причем сильнее, чем при воздействии неимпульсного тока. Эффект Портевена-Ле-Шателье ослабляется при увеличении плотности тока. Ра-

бота [69] посвящена изучению влияния электрического тока (плотность тока  $10^3$  А/мм<sup>2</sup> в течение 150 мкс) на эволюцию дислокационных субструктур и остаточных напряжений закаленной стали. Показано, что остаточные напряжения и плотность дислокаций, которые были тесно связаны с пластической деформацией, были значительно уменьшены за счет электроимпульсного воздействия. Установлено, что основным механизмом воздействия электрического тока является прямое влияние дрейфовых электронов на движение дислокаций, а не побочные эффекты такие как скин и пинч-эффекты, термическое расширение материала, эффект Джоуля. Использование концепции термически активированного пластического течения, позволило обнаружить, что дрейфовые электроны оказывают влияние на термически активированное движение дислокаций в дополнение к силе, оказываемой на дислокации электронным ветром. Под действием дрейфующих электронов усиливалось движение вакансий и дислокаций, что ускоряло аннигиляцию дислокаций. Напротив, под воздействием силы электронного ветра источник Франка-Рида не может произвести большое количество дислокаций, тем самым одновременно снижая скорость размножения дислокаций. Наконец, плотность дислокаций уменьшается, и дислокационная субструктура была перестраивается параллельно направлению движения дрейфующих электронов. В [70] показано, что электроимпульсная обработка оказывает неоднозначное влияние на упругие модули никелида титана. С увеличением степени деформации прокатки с током от 0 до 1,7 модуль упругости снижается с 61 до 30 ГПа, что обусловлено увеличением объемной доли мартенситной B19' фазы. Дальнейшее увеличение длительности импульса с 80 мкс до 120 мкс привело к тому, что модуль упругости сначала уменьшается за счет увеличения объемной доли низко модульной мартенситной фазы B19', а затем незначительно увеличивается за счет обратного мартенситного превращения индуцированного высокоэнергетическим электроимпульсом. Подобные эффекты обнаружены в [71] для титанового сплава с памятью формы нестехиометрического состава. Показано, что форма кривых напряженно-деформированного состояния и тип прерывистой текучести, связанные с мартенситным превращением и электропластическим эффектом, зависят от режимов то-

ка (постоянного или импульсного). Установлено, что воздействие импульсного тока и постоянного тока подавляет память формы. В работе [72] рассмотрены процессы, протекающие в металлах с микродефектами при обработке металлических образцов короткими импульсами электрического тока высокой плотности. Изучены вариации электрического и температурного полей в материале и их влияние на фазовые превращения и напряженно-деформированное состояние в окрестности микродефектов в виде плоских трещин с линейными размерами порядка 10 мкм. Предложена математическая модель воздействия электромагнитного поля на предварительно поврежденный термоэластопластический материал с упорядоченной системой дефектов. Модель учитывает плавление и испарение материала и зависимость всех его физико-механических свойств от температуры. Решение полученной системы уравнений ищется методом конечных элементов на движущихся сетках с использованием комбинированного метода Эйлера–Лагранжа. Рассмотрена зависимость процессов от граничных условий модели. Оценена погрешность, возникающая при решении задачи для одной репрезентативной ячейки, а не для всей выборки с упорядоченной системой дефектов. Численное моделирование показало, что вблизи микродефектов возникает ток высокой плотности с большими градиентами поля, что приводит к интенсивному локальному нагреву, сопровождающемуся тепловым расширением и плавлением металла на вершинах микротрещин. Это приводит к высоким сжимающим напряжениям вблизи микротрещин, интенсивному пластическому течению материала и, как следствие, сближению берегов микротрещин, уменьшению длины микротрещин и выбросу расплавленного материала в трещину. В результате микротрещина полностью залечивается. Численные результаты, полученные с помощью предложенной модели, согласуются с экспериментами. Расчеты показали, что если расстояние между микротрещинами равно или больше десяти их длин, то время полного заживления дефекта слабо зависит от расстояния между дефектами и взаимодействием между микродефектами можно пренебречь. Взаимодействие между микротрещинами в металле существенно влияет на процесс их залечивания, если расстояние между ними уменьшить примерно до 5÷6 длин микротре-

щин. При дальнейшем уменьшении расстояния между дефектами до одной длины микротрещины процесс залечивания качественно не меняется, а значительно замедляется: выброс расплавленного материала в трещину все же происходит, но уменьшение размеров трещины, особенно в поперечном направлении, существенно меньше.

В работе [73] проведен критический обзор эффектов электромиграции, электропластического эффекта, а также перспектив влияния электрического тока на фазовую стабильность сплавов. В этой работе подняты проблемы эффекта электромиграции для образцов микронных и субмикронных размеров и выдвинуто предположение о том, что эффекты электромиграции являются частью электропластического эффекта. В работах [74, 75] исследовалось влияние постоянного электрического тока на пластическую деформацию алюминиевых сплавов. В [74] установлено, что при плотности постоянного тока  $10 \text{ А/мм}^2$  равномерная деформация и деформация при разрушении увеличиваются, когда сплав AA7075 находится в состоянии пересыщенного твердого раствора. Была оценена корреляция между механическими свойствами и особенностями микроструктуры, проанализированными с помощью просвечивающей электронной микроскопии. В [75] представлены результаты исследований, проведенных на алюминиевом сплаве AA1050. Они показывают, что на упрочненное состояние положительно влияет электропластический эффект с пиком деформации при разрыве при  $5 \text{ А/мм}^2$ . Такое поведение было обнаружено как для направления  $0^\circ$ , так и для направления  $90^\circ$ , в то время как более низкое влияние наблюдалось в направлении  $45^\circ$ . С другой стороны, электрический ток не оказывает никакого влияния на деформацию этого сплава в отожженном состоянии.

В работе [76] исследовано влияние электрического тока на процесс наноиндентирования эвтектического сплава Al-Al<sub>2</sub>Cu. В данной работе была разработана новая установка для изучения электропластического эффекта при наноиндентировании на отдельных фазах и четко определенных границах раздела. Результаты электропластического наноиндентирования были непосредственно сопоставлены с макроскопическими испытаниями на электропластическое сжатие. Они показыва-

ли скачкообразное изменение смещения индентора, причем первый скачок смещений выше остальных. Увеличение плотности тока и времени импульса, а также скорости нагружения в сочетании с тем, что первый скачок является самым высоким убедительно указывает на то, что открепление дислокаций от препятствий доминирует в механическом отклике материала, а не только в тепловых эффектах.

В [77] исследована поверхностная нанокристаллизация и повышение механических свойств суперсплава на основе никеля путем сопряженной электроимпульсной и ультразвуковой обработки. Сопряженная электроимпульсная и ультразвуковая обработка (SEPUT) вызывает сильную пластическую деформацию на поверхности суперсплава Инконель 718 на основе никеля с высокой прочностью и высокой твердостью. Кроме того, на обработанной поверхности возникает зерно средним размером 25,8 нм и нанокристаллический слой толщиной более 40 мкм. В такой комбинированной обработке электрический импульс может увеличить пластичность материала, ускорить миграцию дислокаций, уменьшить упрочнение работы, повысить скорость рекристаллизации, поэтому нанокристаллический слой можно легко получить. Исследована также износостойкость нанокристаллического слоя. Результаты показывают, что по сравнению с необработанным образцом максимальная глубина следа износа уменьшается на 19,4%, а масса удаленного вещества снижается на 32,5%, а средний коэффициент трения снижается на 15,8% при обработке образцов с использованием пикового тока 1000 А при комбинированной электропластической и ультразвуковой обработке. Более того, доминирующий механизм износа переходит от сложного действия абразивного износа и адгезионного износа к абразивному износу после SEPUT. Такое повышение износостойкости может быть обусловлено улучшением твердости и рельефа поверхности, вызванным измельчением зерен, высокой плотностью дислокации и низкой шероховатостью поверхности обрабатываемого образца.

Наиболее перспективными представлениями для объяснения природы электропластической деформации металлических материалов могут оказаться представления о автоволновой природе пластического течения материалов [78, 79]. Деформируемый материал в рамках данных представлений представляется как

бистабильная среда, описываемая параметрами порядка  $p$  и  $q$  [79]. Их физический смысл определяется типом решаемой задачи. Они входят в функционал плотности свободной энергии, который имеет вид:

$$F(\varepsilon_{ij}) = F_1(\varepsilon_{ij}) + F_2(p, q) + F_3(p, q) + F_4(p, q), \quad (1.22)$$

где  $F_1(\varepsilon_{ij})$  – упругая составляющая функционала свободной энергии,

$$F_2(p, q) = -\frac{a_p p^2}{2} - \frac{b_p p^3}{3} + \frac{p^4}{4} - \frac{c_p}{2} p^2 q, \quad F_3(p, q) = -\frac{a_q q^2}{2} - \frac{b_q q^3}{3} + \frac{q^4}{4} - \frac{c_q}{2} p q^2,$$

$$F_4(p, q) = l_p^2 \left( \left| \frac{\nabla p}{2} \right| \right)^2 + l_q^2 \left( \left| \frac{\nabla q}{2} \right| \right)^2 - \text{зависимости свободной энергии от параметров}$$

порядка,  $a_i, b_i, c_i$  – коэффициенты разложения функционала плотности свободной энергии [80]. Уравнение эволюции параметра порядка получается из уравнений

Ландау-Халатникова  $t_p \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\delta F}{\delta p}, t_q \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\delta F}{\delta q}$  путем варьирования функционала по

параметрам порядка (1.22):

$$\begin{aligned} t_p \frac{\partial p}{\partial t} &= a_p p + b_p p^2 - p^3 + c_p p q + l_p^2 \Delta p, \\ t_q \frac{\partial q}{\partial t} &= a_q q + b_q q^2 - q^3 + c_q p q + l_q^2 \Delta q, \end{aligned} \quad (1.23)$$

где  $t_i$  и  $l_i$  – характерные временные и пространственные масштабы изменений параметра порядка. Электропластический эффект в рамках этого подхода может быть объяснен следующим образом [79]: как известно, при подключении проводника к источнику тока в нем возникает электрическое поле напряженностью  $E = j / \sigma$  (где  $j$  – плотность тока,  $\sigma$  – удельная электропроводность), которое расщепляет энергетические уровни электронов (эффект Штарка), приводя тем самым к снижению энергетического барьера на величину  $\Delta W = -\alpha E^2$ , где  $\alpha$  – поляризуемость вещества. Тогда плотность свободной энергии будет иметь вид:

$$F(\varepsilon_{ij}) = F_1(\varepsilon_{ij}) + F_2(p, q) - \alpha E^2. \quad (1.24)$$

С учетом (1.24) система уравнений (1.23) примет вид:

$$(1.25)$$

$$t_p \frac{\partial p}{\partial t} = a_p p + b_p p^2 - p^3 + c_p p q + l_p^2 \Delta p,$$

$$t_q \frac{\partial q}{\partial t} = a_q q + b_q q^2 - q^3 + c_q p q + l_q^2 \Delta q + \theta(t),$$

где  $\theta(t) = \frac{\delta \alpha}{\delta q} \frac{j^2}{\sigma^2}$ . Следует обратить внимание на следующий факт: второе

уравнение системы (1.8) описывает движение передемпфированной материальной

точки в потенциале  $V(q) = V_1(q) + V_2(q)$  где  $V_1(q) = -\frac{a_q q^2}{2} - \frac{b_q q^3}{3} + \frac{q^4}{4}$ ,

$V_2(q) = -q\theta(t)$ . Рассмотрим устойчивость стационарных решений второго уравнения системы (1.25). В отсутствие электрического поля они имеют вид:

$$q_0 = 0,$$

$$q_A = \frac{b_q}{2} + \left( a_q + \frac{b_q^2}{4} \right)^{1/2},$$

$$q_B = \frac{b_q}{2} - \left( a_q + \frac{b_q^2}{4} \right)^{1/2}.$$
(1.26)

При  $a_q < -b_q^2/4$  второе уравнение (1.8) имеет единственное устойчивое относительно любых флуктуаций решение  $q_0 = 0$ , описывающее упругую деформацию. Если  $a_q > 0$ , то решение  $q_0 = 0$  неустойчиво, а решение  $q_A$ , соответствующее неупругой обратимой деформации, абсолютно устойчиво. В интервале  $-b_q^2/4 < a_q < 0$  имеются два устойчивых решения  $q_0$  и  $q_A$ . При  $-b_q^2/4 < a_q < -2b_q^2/9$  решение  $q_0$  абсолютно устойчиво, а  $q_A$  относительно устойчиво, а в интервале  $-2b_q^2/9 < a_q < 0$  наоборот решение  $q_0$  относительно устойчиво, а  $q_A$  абсолютно устойчиво. В точке  $a_q = -2b_q^2/9$  оба решения  $q_0$  и  $q_A$  одинаково устойчивы. Это уравнение определяет величину упругой деформации, выше которой при наличии флуктуаций конечной амплитуды в системе могут происходить структурные изменения [79]. Электрический ток изменяет условия устойчивости стационарных решений второго уравнения (1.8). Пороговое значение электрического тока, при превышении которого си-

стема испытывает неупругую обратимую деформацию определяется следующим образом:

$$a_q + \theta(j_c) = -\frac{2b_q^2}{9}. \quad (1.27)$$

Таким образом, модель [79] показывает, что электрическое поле является дестабилизирующим фактором. В том случае, когда изменение внутренней структуры материала в таких неравновесных условиях является более быстрым по сравнению с теплопроводностью каналом диссипации энергии, тогда и проявляется электропластический эффект.

Роль кривизны решетки в проявлении электропластического эффекта изучалась в [81]. В этой работе показано, что интенсивная пластическая деформация вызывает развитие трансляционно-ротационных полос локализованного сдвига, в которых чередуются трансляционные сдвиги и пластические ротации с сильной кривизной решетки. В зоне пластических ротаций происходит разделение электрического заряда с образованием локализованных электронных состояний, не связанных с основным электронно-энергетическим спектром. Поперечный конвекционный ток определяет производство энтропии, которая создает в пластических ротациях концентраторы напряжений. Если их не разрушать, в деформируемом материале развиваются трещины. Облучение материала высокочастотными электрическими импульсами разделяет локализованные заряды в пластических ротациях, что релаксирует концентраторы напряжений и предотвращает развитие трещин.

### **1.2.2 Влияние электростатических полей на пластичность металлических материалов**

Влияние электростатических полей на пластически деформируемый металлический материал изучалось в работах [82 – 88]. В [82 – 84] изучено изменение параметров ползучести и микротвердости алюминия и меди при воздействии электрического поля, характеризуемого малыми ( $\sim 1$  В) электрическими потенциалами. Изменение электрического потенциала поверхности осуществлялось двумя

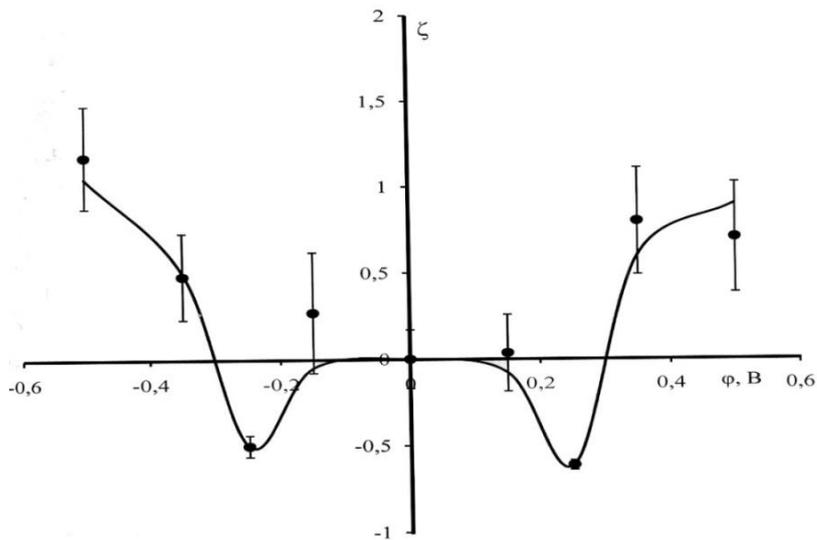
способами: 1 – от стабилизированного источника питания; 2 – подключением металлов с иной работой выхода. Результаты исследования показали замедление скорости ползучести при  $\varphi \leq +0,25$  В наблюдается замедление скорости ползучести алюминия, а при  $\varphi \geq +0,25$  В она увеличивается. По мнению авторов [82 – 84] если  $\varphi \geq +0,5$  В эффект выходит на насыщение (рисунок 1.2 а). Аналогичная зависимость наблюдается в случае меди, однако при  $\varphi \geq \pm 0,7$  В наблюдается ослабление эффекта (рисунок 1.2 б). Установленные зависимости авторы [82 – 84] объясняют тем, что при наложении электрического потенциала имеет место явление аналогичное электрокапиллярному эффекту изменения поверхностного натяжения металлов [89]. Это изменение оказывает влияние на процесс зарождения и размножения дислокаций в поверхностных слоях материала, которые активируют пластическое течение твердого тела [90]. С другой стороны, немонотонные зависимости относительного изменения скорости ползучести свидетельствуют о наличии двух конкурирующих процессов размножения и закрепления дислокаций.

Оценка изменения скорости ползучести в условиях воздействия электрического поля на основе дислокационной модели ползучести, предложенной в [91] была осуществлена в [85]. Формула для оценки относительного изменения скорости ползучести, полученная в этой работе имеет вид:

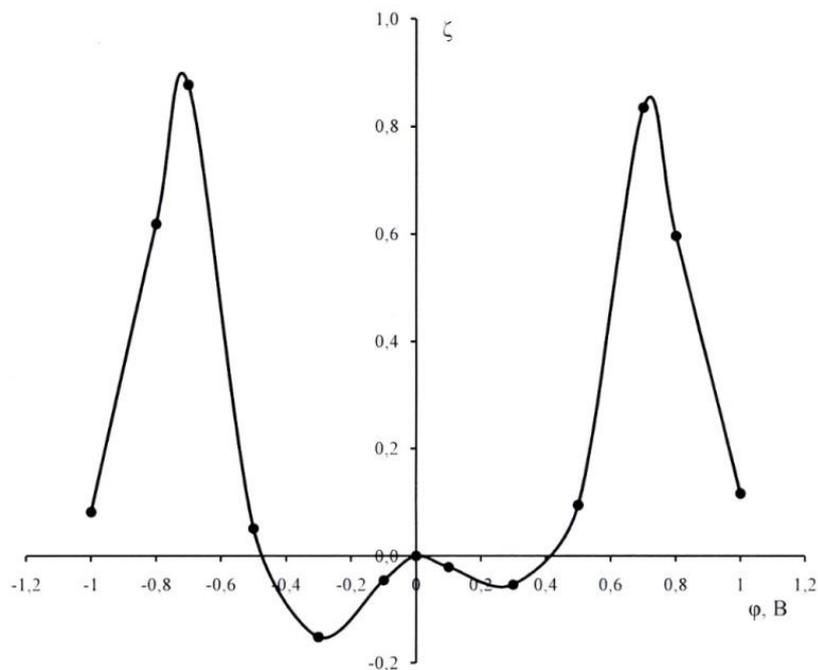
$$\frac{\dot{\epsilon}(\varphi)}{\dot{\epsilon}(0)} \approx 1 + 2 \frac{\Delta\sigma(\varphi)}{\sigma_0}, \quad (1.28)$$

где  $\Delta\sigma(\varphi)$  – вклад в напряжения от приложенного потенциала,  $\sigma_0$  – напряжение в обычных условиях,  $\dot{\epsilon}(\varphi)$  – скорость ползучести в присутствии электрического поля,  $\dot{\epsilon}(0)$  – скорость ползучести в его отсутствии. Результаты оценки показали удовлетворительное согласие с экспериментом. Однако остается неясным вопрос о выходе эффекта на насыщение и различии его для разных металлов. Для этого было проведено исследование влияния электрического поля на микротвердость металлов [86 – 88]. Результаты исследования показали, что при изменении потенциала от стабилизированного источника питания (рисунок 1.3), микротвердость алюминия снижается (кривая 1), а микротвердость циркония и кремнистого

железа увеличивается (кривые 2,3), причем данные изменения не зависят от знака электрического потенциала. Найденное различие, по мнению авторов [86 – 88], обусловлено знаком константы Холла металлов, которая определяет тип их проводимости.



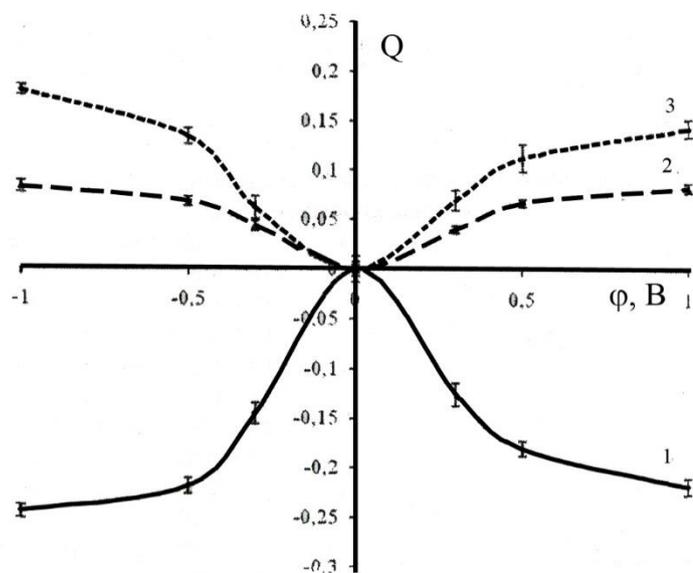
а)



б)

а – алюминий; б – медь

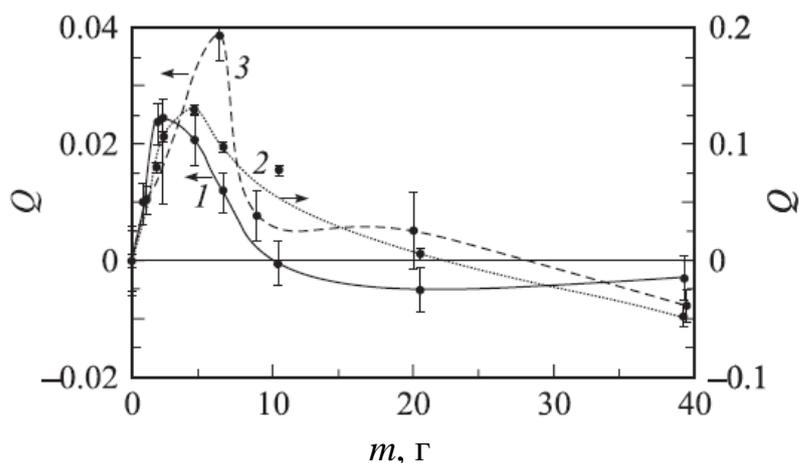
Рисунок 1.12 – Зависимость относительного изменения скорости ползучести  $\zeta$  от величины электрического потенциала [82]



1 – алюминий; 2 – цирконий; 3 – кремнистое железо

Рисунок 1.13 – Зависимости относительного изменения микротвердости металлов от величины потенциала [88]

Влияние контактной разности потенциалов на микротвердость металлов неоднозначно. В [86, 87] установлено, что имеет место влияние массы подключаемого металла (рисунок 1.14). В области малых масс идет возрастание микротвердости материалов, затем по мере увеличения массы подключаемого металла эффект меняет знак.



1 – кремнистое железо; 2 – алюминий; 3 – цирконий

Рисунок 1.14 – Зависимости относительного изменения микротвердости образцов кремнистого железа и алюминия от массы подключаемых к ним пластин циркония и микротвердости образцов Zr от массы подключаемых к ним пластин алюминия [86]

Дальнейшее развитие идей, заложенных в работах [86 – 88], представлено в [92 – 94]. В этих работах изучено влияние электрического потенциала на микротвердость кристаллографической плоскости (0001) монокристалла цинка. Установлено, что микротвердость HV уменьшается по мере роста подаваемого потенциала и при значении 0,05 В выходит на насыщение. Общая величина эффекта уменьшения микротвердости составляет 8%. Показано, что изменение микротвердости статистически значимо. По мнению авторов [92 – 94], снижение HV обусловлено уменьшением плотности поверхностной энергии за счет электризации адсорбированного слоя молекул воды.

Исследование поведения дислокационной субструктуры в образцах, испытываемых на ползучесть при воздействии электрических полей проводилось в [95 – 100]. Анализ фрактограмм поверхности разрушения [95, 96] позволил выявить две зоны: волокнистую зону и зону среза, что говорит о разрушении в условиях стабильного роста трещины. Волокнистая зона занимает основную площадь поверхности разрушения и сформирована ямками разрушения, которые представляют собой половину микропоры, через которую прошло разрушение. Зона среза наиболее выражена в образцах, испытанных на ползучесть в обычных условиях, и занимает 10 – 12 % площади поверхности разрушения. При испытаниях на ползучесть с подключением электрического потенциала 1 В зона среза занимает 5 – 7 %. Статистический анализ поверхности разрушения показал, что средний размер ямок вязкого излома в волокнистой зоне составляет  $1,84 \pm 1,3$  мкм; наложение потенциала приводит к уменьшению среднего размера ямок вязкого излома в ~1.25 раза. В зоне среза также наблюдается ямки вязкого излома, их размер примерно равен размеру ямок вязкого излома в волокнистой зоне и с приложением потенциала 1 В уменьшается в 1,3 раза. Такое уменьшение размеров ямок вязкого излома, авторы [95, 96] связывают с уменьшением вязкости разрушения при воздействии потенциала.

Изучение дислокационной субструктуры при ползучести в условиях слабых электрических потенциалов проводилось в [97 – 100]. В данных работах исследо-

вались образцы алюминия, испытанные на ползучесть в обычных условиях и при потенциале 1 В.

Установлено, что вне зависимости от того подводился ли потенциал или нет, на установившейся стадии ползучести и в разрушенных образцах выявлены следующие типы дислокационных субструктур (ДСС): хаотическая, сетчатая, ячеистая, оборванные субграницы. Объемные доли этих субструктур  $\Delta V$  и скалярные плотности дислокаций  $\langle \rho \rangle$  при различных значениях потенциала представлены в таблице 1.1. Из таблицы видно, что приложение электрического потенциала приводит к снижению объемной доли хаотической ДСС и увеличению доли сетчатой ДСС, ячеистая субструктура исчезает. С такими изменениями дислокационной субструктуры авторы [100] связывают ускорение процесса ползучести при изменении потенциала поверхности материала.

Таблица 1.1 – Характеристики ДСС алюминия в условиях ползучести

$\varepsilon, \%$	$\langle \rho \rangle, 10^{10} \text{ см}^{-2}$		$\Delta V, \%$					
	$\varphi = 0 \text{ В}$	$\varphi = +1 \text{ В}$	$\varphi = 0 \text{ В}$			$\varphi = +1 \text{ В}$		
			хаос	сетки	ячейки	хаос	сетки	ячейки
0	0,55		100	0	0	100	0	0
16	1,05	2,1	50	30	20	16	84	0
21	1,5	1,3	30	70	0	74	26	0

Влияние электрических полей на механическое поведение сплавов сложного химического состава изучалось в [101 – 110]. В [101, 102] показано, что термообработка сталей, алюминиевых и хромоникелевых сплавов в электрическом поле способствуют повышению их твердости на 5 – 10%, при этом твердость меняется не только вблизи поверхности, но и по всему объему. В [103, 104] показано, что пределы текучести и прочности увеличиваются в сильных электрических полях, то есть происходит упрочнение материала. Причем знак поля не влияет на упрочнение (рисунок 1.15). Полученные факты авторы [104] связывают с изменением свойств тонкого приповерхностного слоя толщиной несколько сотен ангстрем, образованного вследствие индуцирования на поверхности образца электрических зарядов. Образующийся двойной электрический слой изменяет физико-

химические параметры материала и вызывает упрочнение. В соответствии квантово-механическим представлениям металла в виде ионного остова, заполненного нормальной ферми-жидкостью [106], можно предположить, что в случае положительного заряда в поверхностном слое образуется недостаток электронов ферми-жидкости и кулоновские силы отталкивания приводят к увеличению периода кристаллической решетки материала и вектора Бюргерса дислокаций.

Аналогичная ситуация наблюдается при отрицательном заряде на поверхности. В этом случае избыток приводит к увеличению сил притяжения ионов, и период решетки уменьшается, уменьшая вектор Бюргерса. Это также вызывает упрочнение материала [107]. Однако это объяснение они считают недостаточным. При деформации конфигурация образца меняется, соответственно будет меняться геометрия электрического поля. На поверхности образца вследствие деформации будут образовываться ступеньки. В [105] проанализировано влияние электрического поля на энергию образования ступеньки скольжения в металле, где была определена дополнительная энергия, которая должна быть затрачена на ее образование:

$$\Delta U = \frac{\varepsilon}{4\pi^2} h^2 E_0^2 \ln \left( e \frac{d^2}{h^2} \right), \quad (1.29)$$

где  $h$  – высота ступеньки,  $E_0$  – напряженность поля в конденсаторе без ступеньки,  $e$  – заряд электрона,  $d$  – толщина диэлектрической прокладки. Расчет для  $E_0 = 4$  МВ/м,  $d = 0,15$  мм [105] и ступеньки атомной высоты показывает  $\ln(ed^2/h^2) \approx 30$ , при  $\varepsilon \approx 100$ , что дополнительная энергия составляет  $10^{-3}$  эВ на одно межатомное расстояние вдоль ступеньки.

Учет того, что между диэлектрической прокладкой имеется воздушный зазор, приводит к следующим выражениям для напряженности электрического поля:  $\delta \vec{E}_z + (d - \delta) \vec{E}_d = \Delta \phi$ ;  $\vec{E}_z = \vec{E}_0 \min(\varepsilon, d/\delta)$ . То есть в тонком воздушном зазоре напряженность поля увеличивается в нем в  $\varepsilon$  раз. Это приведет к достаточно высоким значениям  $\Delta U$  для условий эксперимента.

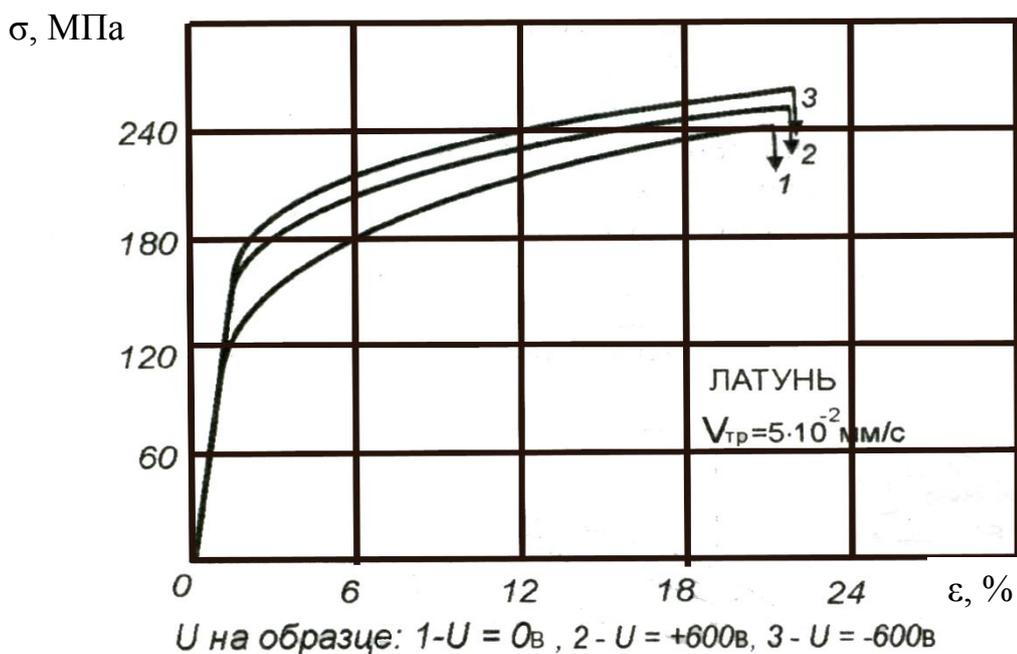


Рисунок 1.15 – Деформационные кривые латуни Л62 при растяжении в электрическом поле и без него. Скорость деформации  $1,25 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  [81]

Рассмотренное действие электростатического поля будет сказываться, в первую очередь на энергии образования дислокационной полупетли у поверхности металла [105]. С другой стороны, электрическое поле создает дополнительный барьер для дислокаций, выходящих на поверхность из объема металла, задерживая дислокации в деформируемом образце, и, вызывая, таким образом, общее упрочнение материала [108]. Сравнение изменения поверхностной энергии за счет изменения электронной плотности и за счет изменения конфигурации поля показало различие в 300 раз. Проведенные методами растровой электронной микроскопии исследования образцов, испытанных на активную деформацию, показали уменьшение количества полос скольжения в случае положительного поля и отсутствие их в отрицательном поле [109, 110].

### 1.3 Моделирование воздействия низкоэнергетических сильнофокусированных электронных пучков на металлические материалы

Одним из наиболее перспективных способов модифицирования структуры поверхностного слоя изделий из различных материалов с целью повышения их эксплуатационных характеристик в настоящее время является электронно-

пучковая импульсная обработка. Это направление развивается на базе созданных установок «SOLO» [111 – 113], «GESA» [114 – 116] и «NADEZHDA» [117 – 119]. Воздействие электронных пучков на материалы в настоящее время представляет собой сложный комплекс явлений, который включает в себя нагрев, распространение термоупругих волн, плавление, конвективные течения в жидком слое, испарение вещества и последующую кристаллизацию [120 - 125]. От того как будут протекать эти процессы будет зависеть структура, фазовый состав, дефектная субструктура и механические свойства обработанных материалов. Электронно-микроскопические исследования [126 – 128] поверхностных слоев материалов показывают, что воздействие электронных пучков с поглощаемой плотностью мощности  $10^4 - 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и более приводит к образованию модифицированных слоев, обладающих уникальными структурно-фазовыми состояниями и свойствами. Моделирование формирования микро и наноразмерных структур и фаз целесообразно начать с поиска распределения температур по глубине образца. В этом направлении процессы, связанные с моделированием тепловых явлений с учетом фазовых переходов первого рода (плавление, испарение) [129 - 135]. При этом созданы модели и комплексы программ, обеспечивающие детальную информацию для разработки определенных технологий. В [129] решена задача о тепловом воздействии на мишень лазерного излучения, при котором реализуется испарение и разлет пара. Эта сложная задача о газодинамическом течении в факеле испаренного вещества и тепловых процессах в мишени. При этом отслеживанием фронта плавления не уделено должного внимания. В работах [131, 132] моделируется поле температур и скорость испарения при магнетронном воздействии на мишень. Поле температуры и скорость испарения рассчитываются при решении краевой задачи уравнения теплопроводности, учитывающей скорость испарения. При этом скорость испарения рассчитывается с помощью уравнения Герца – Кнудсена, но процессы в мишени не анализируются. В работе [132] при воздействии потока заряженных частиц на мишень предложена модель, которая учитывает кинетическое уравнение для частиц, уравнения механики сплошных сред и широкодиапазонное уравнение состояния. Специально изучение зависимости глубины про-

плавления от параметров пучка не проводилось. Потому имеет смысл использовать упрощенную модель [133], которая в целом правильно описывает температурные поля в мишени при воздействии электронных пучков и позволяет определять глубину плавления. В работах [134, 135] исследована кинетика плавления при воздействии низкоэнергетических сильнофокусированных электронных пучков. Решалась система уравнений теплопроводности и Гинзбурга-Ландау. Параметром порядка в этой модели является мера отклонения атомной конфигурации в менее симметричной фазе от атомной конфигурации в более симметричной фазе [135]. Анализ полученных результатов исследования показал, что процесс фазового перехода плавления, стимулированный объемным тепловым источником, осуществляется в неравновесных условиях значительного локального перегрева объема, может сопровождаться образованием локально неустойчивого состояния микрокристалла и протекать по двум механизмам: «поверхностному» и «объемному» [135]. При небольших скоростях нагрева процесс плавления описывается как система двух фронтов параметра порядка и температуры, распространяющихся в пространстве с неравномерной скоростью (сначала с ускорением, пропорционально корню из времени, а затем с ограниченной скоростью). Кристалл находится в метастабильном состоянии, он устойчив относительно малых флуктуаций. Если на его свободной боковой поверхности возникает большая критическая флуктуация новой фазы, начинается плавление, которое распространяется к его центру в виде волны переключения из метастабильного кристаллического состояния в стабильное жидкое состояние, то есть реализуется «поверхностный» механизм фазового перехода. Если в кристалле присутствует граница зерна, то плавление начинается как со свободной поверхности, так и на границе зерна примерно в одно время. Фронт плавления состоит из четырех атомных слоев, при этом скорость распространения фронта расплава не постоянная для «поверхностного» механизма. Ее величина пропорциональна интенсивности источника, но ограничена физическими параметрами среды [135]. Система уравнений теплопроводности в [134, 135] решалась в предположении о постоянстве коэффициентов теплоемкости, теплопроводности, а также плотности вещества. В реальности эти коэффици-

енты зависят от температуры и времени, поэтому кинетическая модель [134, 135] дает лишь качественное представление о процессе плавления металла при электронно-пучковой обработке. Тепловые математические модели дают лишь представление о распределении температуры в образце, но это является важной информацией для создания моделей распространения термоупругих волн и термокапиллярной модели течения расплава, а также дробления частиц второй фазы в сплавах.

Как уже упоминалось выше, в работах [136 – 138] установлено, что на поверхности облучаемого металла образуются ячеистые структуры размером от 10 нм до 1 мкм и более. Механизм возникновения данной структуры на поверхности расплава может быть связан с развитием термокапиллярной неустойчивости [136], которая образуется из-за действия вдоль поверхности расплава термокапиллярных сил, возникающих из-за зависимости поверхностного натяжения от температуры и наличием стационарного градиента температуры. В работах по теоретическому исследованию термокапиллярной неустойчивости расплавленных слоев материалов при действии лазерного излучения [136 – 145] рассматривается вязкая жидкость, занимающая в стационарном состоянии слой, на свободной поверхности которого поглощается тепло  $q$ . Линеаризация уравнений Навье-Стокса и уравнения энергии с соответствующими граничными условиями приводит к краевой задаче для возмущений с нулевыми краевыми условиями. Требование ненулевого решения этой краевой задачи приводит к алгебраическому уравнению – дисперсионному уравнению, связывающего частоту и модуль волнового вектора. Как правило, дисперсионное уравнение громоздко и зависит от многих параметров, поэтому часто используют численное решение дисперсионного уравнения или нахождение нейтральной кривой. Для получения физических следствий, необходимых для анализа условий формирования ячеистых структур, приходится использовать приближенные формулы для получения зависимости скорости роста (декремента) от модуля вектора волнового числа. Эта модель использовалась для изучения формирования ячеек в приближение полубесконечного слоя [136 – 145]. Модели термокапиллярной неустойчивости в настоящее время интенсивно разра-

батываются в связи с исследованием процессов в активных жидкостях [146]. Анализ термокапиллярной неустойчивости представляет определенные трудности, так как в самом простом случае – полубесконечного слоя сводится к анализу многопараметрического трансцендентного дисперсионного уравнения. Это свойственно всем неустойчивостям, в которых учитывается вязкость. Так, например, в [131] используется приближение малого числа Прантля ( $Pr = \nu/\chi$ ;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\chi$  – коэффициент температуропроводности) и рассмотрено два случая капиллярных и термокапиллярных волн. Для термокапиллярных волн в низкочастотном приближении ( $|\omega| \ll \chi k^2$ ) получено квадратное уравнение, для которого проведен параметрический анализ. В [131] проведен численный анализ дисперсионного уравнения для конечного слоя и построены зависимости инкремента от длины волны. В этих работах деформация поверхности учитывается не в полной степени, о чем будет сказано ниже. Исследование влияния деформируемости границы на термокапиллярную неустойчивость подогреваемого снизу слоя жидкости проведено в работах [139-144]. В [139, 140] рассмотрено высокочастотное приближение ( $|\omega| \gg \chi k^2$ ) и считалось, что число Прантля порядка единицы. Из дисперсионного уравнения получили зависимость декремента от волнового числа с двумя максимумами. Для металлов значение числа Прандтля составляет  $Pr \sim 0.01$ , поэтому предложенный в этих работах анализ дисперсионного уравнения к нашей ситуации не подходит. В [141] проводится численный анализ дисперсионного уравнения с учетом деформации поверхности. В [142] численно решается краевая задача на определение собственных значений. В [143] проведен линейный анализ устойчивости осциллирующей конвекции Марангони в полубесконечном глубоком слое жидкости со свободной поверхностью. В частности, они представили некоторые численно рассчитанные кривые предельной устойчивости и критические значения числа Марангони для начала конвекции и соответствующие аналитические результаты в асимптотическом пределе высокой частоты колебаний. В [144] исследовали начало конвекции Марангони в полубесконечно глубоком слое покоящейся жидкости. Был проведен асимптотический и чис-

ленный анализ нейтральных кривых как длинноволновых, так и коротковолновых возмущений. Найдены критические значения частоты и волнового числа. В [145] использовалась модель термокапиллярности с учетом давления набегающего потока плазмы для объяснения поверхностно периодических структур при воздействии гетерогенных плазменных потоков. В [146, 148] получено дисперсионное уравнение с учетом термокапиллярности для конечного слоя. В приближении малой глубины получено уравнение, численное решение которого позволило построить зависимость инкремента от длины волны с одним максимумом. Таким образом, в большинстве проведенных исследований основной упор делается на получение и анализ нейтральной кривой ( $\omega=0$ ). Это важная информация для выяснения области параметров, при которых наступает неустойчивость. С помощью этого подхода находится волновое число, при котором инкремент переходит через ноль, то есть критическое волновое число. Это оказывается недостаточно, так важную роль играют те волновые числа, при которых возникает максимум инкремента. Подход, основанный на поиске максимума инкремента, успешно применялся в [149, 150] для неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В этих работах для коротковолнового приближения получено дисперсионное уравнение, которое позволяет провести аналитическую параметризацию и получить важные физические следствия [149, 150], например наличие двух максимумов.

При превышении плотности теплового потока величины  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> возникает испарительно-капиллярная неустойчивость. При этом реализуются различные режимы испарения: дозвуковой [151] и испарение в вакуум или в среду с малым противодавлением [152 – 154], и следовательно различные механизмы развития неустойчивостей. В [155] рассмотрены лазерно-индуцированные неустойчивости, обусловленные дифракцией падающего излучения на исходных шероховатостях. Интерференция дифрагированных волн и волны накачки приводит к появлению периодического изменения температуры, в результате чего возникают периодические термокапиллярные силы и силы давления отдачи, которые усиливают амплитуду начальных возмущений. Такие интерференционные неустойчивости приводят к упорядоченным структурам рельефа поверхности с периодом по-

рядка длины волны и характерны только для импульсных лазерных воздействий. Исследованию термокапиллярных течений с учетом испарения посвящены работы [156 - 165]. В этих работах используется так, называемое длинноволновое приближение, когда анализ течения сводится к одному уравнению для толщины слоя.

Экспериментальные данные по структурно-фазовым состояниям поверхностных слоев высокоуглеродистой стали после электронно-пучковой обработки подробно описаны в работах [166 – 169]. В этих работах установлено, что облучение перлитной стали высокоинтенсивным электронным пучком сопровождается плавлением поверхностного слоя и формированием структуры ячеистой кристаллизации. Выявлено расслоение поверхностного слоя стали по углероду с образованием в стыках ячеек кристаллизации частиц графита при высокоскоростной кристаллизации, инициированной обработкой высокоинтенсивным электронным пучком.

Более 20 лет назад впервые были предложены математические модели тепловых и термоупругих процессов при воздействии электронных пучков [170 – 173]. В [173] приведен анализ современного состояния экспериментальных и теоретических исследований по модификации конструкционных материалов интенсивными потоками заряженных частиц и плазмы. При этом используются: кинетическое уравнение для моделирования взаимодействия КПЭ с веществом, уравнения механики сплошной среды (изменения массы, импульса и энергии) для материала мишени и широкодиапазонное уравнение состояния.

Сплавы системы алюминий – кремний широко применяются при производстве изделий в авиастроение, автомобилестроение и других отраслях промышленности. Хорошие литейные свойства позволяют получать из этих сплавов сложные тонкостенные и герметичные отливки. Недостатком силуминов являются низкие механические свойства, которые возникают вследствие формирования грубых дисперсных включений кремния. Эти включения являются концентраторами механических напряжений, высокий уровень которых приводит к образованию трещин. Поэтому необходима разработка способов уменьшения размеров включений кремния. В настоящее время для решения этой задачи применяют различные виды

термической обработки, в том числе с применением концентрированных потоков энергии (лазерная обработка, электронно-пучковая обработка и др.). При термической обработке многофазных сплавов частицы второй фазы претерпевают два вида преобразований: 1) коалесценция, которая заключается в укрупнении этих частиц; 2) дробление частиц второй фазы с последующей сфероидизацией. Остановимся подробнее на втором виде преобразований. Согласно [174, 175] этот процесс происходит по механизму диффузии за счет градиента концентрации на границе «вторая фаза / матрица». С ростом температуры этот процесс ускоряется. Выделения второй фазы могут приобретать равноосную форму путем деления пластин или игл на несколько частиц. Немаловажную роль при делении принадлежит дефектам кристаллической решетки матрицы и второй фазы. Работы [176, 177] показывают, что формирование равноосных частиц второй фазы обусловлено влиянием поверхностного натяжения и предложена простая динамическая модель этого процесса. В работах М.А. Гринфельда [178, 179], путем анализа второй вариации функционала свободной энергии системы «расплав/кристалл» установлено, что негидростатические составляющие поля напряжений внутри упругого кристалла приводят к неустойчивости их поверхности раздела, при этом для проявления этой неустойчивости жидкость могла растворять твердую фазу или способствовать транспорту частиц вдоль границы кристалла. Межфазное поверхностное натяжение не может подавить эту неустойчивость в длинноволновой области спектра, хотя и оказывает стабилизирующее влияние. Эта неустойчивость проявляется и в случае, если обе фазы являются твердыми телами. Основным условием ее возникновения в этом случае является превышение сдвиговыми напряжениями некоторого критического значения, которое в свою очередь зависит от соотношения продольной и поперечной скорости звука. В [180] проанализировано поведение перлитной структуры при импульсном нагружении. Показано, что на начальной стадии высокоскоростного растяжения (в зоне интерференции волн разгрузки) происходит фрагментация компонентов перлита (цементита и феррита) до ультратонких размеров. Цементит, как неустойчивая фаза начинает распадаться с образованием углерода, который взаимодействует с ферритом, и на

границе раздела феррит–цементит в отдельных местах зарождаются новые глобулы цементита. Вторая стадия механохимического процесса сфероидизации перлита обязана дополнительной поставке атомов углерода из матрицы в зону откольной повреждаемости. Ультратонкий размер частиц, растворение компонентов перлита и их обогащение углеродом в повторной химической реакции может приводить к увеличению количества цементита за счет химической реакции взаимодействия дополнительного углерода с железом. Похожий механизм был обнаружен в дифференцированно закаленной рельсовой стали при длительной эксплуатации [181, 182]. Растворение частиц углерода в титане при воздействии электронных пучков изучено в работах [183, 184], где было показано, что основным механизмом растворения является диффузия и получена зависимость толщины включения от времени. Установлено, что наноразмерные частицы растворяются быстрее, чем микроразмерные. Для силуминов коэффициент диффузии кремния в алюминий составляет порядка  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>/с, соответственно время растворения включений достигает значений  $\sim 10 - 100$  с, что позволяет сделать заключение о том, что в алюминиево-кремниевых сплавах при воздействии электронного пучка диффузия не является основным механизмом дробления и сфероидизации. В работе [185] предложен механизм, согласно которому сфероидизация происходит вследствие разрушения пластин кремния из-за различия коэффициентов линейного термического расширения матрицы и включения. Так как по сравнению с алюминиевой матрицей объемная доля пластин кремния мала, то основной вклад в тепловое расширение вносит алюминиевая матрица. Коэффициент линейного расширения алюминия в 4 раза больше чем кремния. В этой связи тепловое расширение (сжатие) двух фаз в большинстве случаев несовместны. Это приводит к неизбежному возникновению механических напряжений между фазами. Включения кремния способны принять только  $\frac{1}{4}$  теплового расширения (сжатия) передаваемого алюминиевой матрицей, через собственное тепловое расширение (сжатие). Остальная часть идет на деформацию матрицы и разрушение пластин кремния (вследствие их хрупкости). Возникновение трещин обусловлено неоднородностями поверхности включения. Образовавшиеся трещины будут являться ка-

пиллярами для атомов алюминия. Механические напряжения, создаваемые трещинами, будут аналогами капиллярных сил, перемещающие атомы матрицы в образовавшиеся промежутки между включениями. В обратном направлении идут потоки вакансий и атомов кремния. Схожий механизм дробления частиц второй фазы установлен при воздействии импульсного электрического тока высокой плотности [186] и селективном лазерном плавлении [187]. В [188, 189] исследована неустойчивость поверхности раздела материалов под действием контактной нагрузки. Линейный анализ показал, что существуют два класса новых неустойчивостей, качественно отличающихся от волноводной неустойчивости: 1) динамическая неустойчивость, обусловленная модами, распространяющимися со скоростью дилатационной волны в противоположном направлении к движению скольжения с малым волновым числом; 2) динамическая неустойчивость, которая возникает за счет мод, распространяющихся со скоростью сдвиговых волн в направлении скольжения.

#### **1.4 Механизмы и модели формирования структурно-фазовых состояний в рельсовой стали при длительной эксплуатации**

В современных железнодорожных системах, рельсы подвергаются повышенному механическому износу и контактной усталости качения из-за высокой скорости движения поездов и больших осевых нагрузок. Для улучшения свойств существующих рельсовых сталей и продления срока службы рельсов возникает все больший интерес к изучению вопросов, лежащих в основе механизма разрушения материалов. Практически все существующие на настоящий момент рельсовые стали относятся к перлитному классу. На начальном этапе эксплуатации рельсов из таких сталей в поверхностных слоях обнаружено дробление цементита [181, 182, 190, 191] с образованием частиц размерами порядка 50 нм. Процесс дробления цементита традиционно объясняется за счет двух механизмов: 1) разрезание пластин цементита движущимися дислокациями; 2) вытягивание атомов углерода из кристаллической решетки цементита на дислокации (в атмосферу Коттрелла). В работе [192] установлено, что процесс распада пластин цементита

носит стадийный характер. На первой стадии распад пластин цементита идет за счет первого и второго механизмов. Вторая стадия характеризуется преобладанием механизма вытягивания атомов углерода на дислокации, и наконец, на третьей стадии происходит заполнение практически всего объема материала, занятого ранее цементитной пластиной, наноразмерными частицами [192]. В работе [193] обнаружен третий механизм распада, обусловленный вращением пластин цементита. Цементит в этом случае имеет многослойную структуру: центральный слой занимают кристаллы цементита больших размеров, внешний слой представлен кристаллитами наноразмерного диапазона и самый крайний слой цементита находится в аморфном состоянии [193]. В работе [194] проведено моделирование методом конечных элементов изгиба пластин цементита и их фрагментации при влочении. Установлены закономерности переориентации колоний перлита, изменения формы и размеров пластинок цементита и локализации деформации в феррите. Показано, что пластинки цементита, параллельные оси вытяжки, имели максимальное истончение. Междуслойное расстояние в колониях перлита с такими пластинками изменялось наиболее интенсивно. Цементитные пластинки, которые являются перпендикулярными оси вытяжки, наиболее подвержены разрушению. Интенсивная переориентация колоний перлита по отношению к оси вытяжки наблюдалась в случае их расположения под углом к направлению вытяжки. В то же время наблюдался значительный изгиб цементитных пластинок и их подверженность фрагментации. Растворение цементита при контактном нагружении по схеме качение-скольжение изучалось в [195]. В этой работе предложена модель, включающая в себя уравнения теории упругости и фазового поля, которая позволила проследить эволюцию объемной доли цементита, морфологию цементита и распределение углерода в перлитной стали. Установлено, что кинетика растворения пластин цементита имеет трехступенчатый характер, что объясняет экспериментально наблюдаемый резкий переход микроструктуры в глубине образца. Показано, что толщина границы раздела является доминирующим фактором при определении перехода растворения между I и II стадиями; и начальная толщина цементита будет смещать кривую растворения. В [196–198] показано, что нано-

структурирование сталей при фрикционной обработке цилиндрическим индентором обусловлено спецификой напряженно-деформированного состояния, возникающего в зоне контакта. Микрообъемы материала в этой зоне подвергаются воздействию внешних контактных сдвиговых, а также последовательно сменяющих друг друга сжимающих и растягивающих напряжений. Величина сжимающих напряжений принимает значения порядка от 5 до 14 ГПа [198], что совпадает со значениями микротвердости стали. Столь высокий уровень сжимающих напряжений препятствует зарождению и развитию микротрещин и создает условия для реализации в тонких слоях (толщиной 1–10 мкм) экстремально больших величин пластической деформации. В накопление пластической деформации, согласно результатам математического моделирования [197] определяющий вклад вносят сдвиговые компоненты тензора деформации. В итоге создаются условия для развития сдвиговых неустойчивостей и появления ротационной моды пластичности, которая отвечает за формирование высокодисперсных структур. Таким образом, следует заключить, что в тонких слоях, образующихся в зоне контакта контртела, деформируемый материал ведет себя как вязкая несжимаемая жидкость. На такое поведение материала указывает анализ хронограмм локализации пластического течения при трении скольжения [199] и результаты сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии [200, 201], которые показывают наличие вихреподобных структур. По мнению авторов [199 – 201], механизмом образования таких структур может быть следующее: под действием силы трения, действующей со стороны движущегося контртела, поверхностный слой материал перемещается вдоль направления скольжения. Его движение можно сравнить с ламинарным течением вязкой жидкости, скорость которого неодинакова по сечению потока. Следовательно, в различные моменты времени на различной глубине, на границах упругих и пластически деформированных областей, и внутри зон интенсивного пластического сдвига существуют поверхности тангенциального разрыва скорости. На таких поверхностях возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [1]. В качестве критерия неустойчивости, авторы [199 – 201] использовали критерий Рейнольдса, согласно которому при значении числа Рейнольдса  $\sim 10^3$  происходит

переход от ламинарного течения к турбулентному. Этот критерий определяется как  $Re = \frac{\rho LV}{\eta}$ , где  $\rho$  – плотность материала,  $L$  – характерный размер,  $V$  – средняя скорость потока,  $\eta$  – динамическая вязкость. В работе [200] предполагалось, что скорость движения поверхностного слоя равна скорости контртела и составляло  $\sim 1$  м/с, а значение  $L$  предполагалось равным  $\sim 100$  мкм. Динамическая вязкость оценивалась исходя из предположений о том, что деформация осуществляется зернограничным проскальзыванием. Эти оценки показали, что вязкость принимает значения  $\sim 10^4$  Па·с. Моделирование поведения материала в процессе сухого трения [202], что при сдвиговом напряжении  $\sim 200$  МПа скорость пластической деформации достигает значений  $10^3$  с<sup>-1</sup>. Для ньютоновской жидкости вязкость определяется как  $\sim 10^5$  Па. При таких значениях вязкости число Рейнольдса имеет значения  $\sim 10^{-5}$ , что означает наличие только ламинарного течения. В действительности критерий Рейнольдса справедлив лишь для бесконечно малых возмущений, тогда как сама структура поликристаллического материала уже предполагает наличие неоднородности пластических свойств. Кроме того при расчете числа Рейнольдса предполагалось, что профиль скоростей течения имеет линейный вид. Результаты, полученные с использованием одномерной модели пластического сдвига [202], показывают, что распределение скорости по глубине имеет ступенчатый вид. В областях с большим градиентом скоростей происходит интенсивная пластическая деформация, причиной которой является сдвиговая неустойчивость, а в областях с нулевым градиентом материал деформируется упруго. Таким образом, в различные моменты времени существует несколько поверхностей, на которых возможно развитие неустойчивости. Повторное применение критерия Рейнольдса на масштабном уровне  $\sim 1$  мкм в виде  $Re = \frac{Vh}{c\lambda}$ , где  $V$  – скорость потока,  $h$  – характерный размер потока,  $c$  – скорость молекул,  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега. В рассматриваемом случае  $V$  и  $h$  представляют собой среднюю скорость и толщину поверхностного слоя. Основным носителем деформации в модели [202] является слой толщиной  $\sim 1$  мкм, поэтому  $c$  и  $\lambda$  следует трактовать

как скорость и перемещение этого слоя за время нахождения в зоне интенсивного пластического сдвига. Из полученных результатов следует, что  $V = 2 \cdot 10^{-2}$  м/с,  $h \sim 300$  мкм,  $c = 1 \cdot 10^{-2} - 4 \cdot 10^{-2}$  м/с,  $\lambda \sim 1 \cdot 10^{-8} - 8 \cdot 10^{-8}$  м. Тогда число Рейнольдса примет значения равные 1875 – 30000. При этих значениях течение поверхностного слоя становится неустойчивым и любое малое возмущение приведет к образованию вихрей.

В пользу применения гидродинамических моделей течения материалов при трении и износе говорят результаты моделирования контакта колесо-рельс методом подвижных клеточных автоматов [203]. В этой работе установлено, что на границе данного контакта образуется квазижидкий слой, в котором происходит интенсивное перемешивание материала колеса и рельса. Появление подобных слоев наблюдалось в численных экспериментах, проведенных в работе [204] методом молекулярной динамики.

Другая точка зрения на формирование наноструктур в материалах при интенсивной пластической деформации по схеме «кручение под давлением» представлена в работах [205 – 207]. В данных работах показано, что неустойчивость Кельвина-Гельмгольца не является основным механизмом формирования вихревых паттернов, а их сходство с вихрями, появляющимися в результате неустойчивости Кельвина-Гельмгольца кажущееся. Возникновение этой неустойчивости в работе [206] понимается с точки зрения Л. Прандтля [208], вследствие повышения давления в движущейся среде в том месте, где поток расширяется. Это обстоятельство приводит к потере стабильности границы раздела двух разнородных жидкостей и последующему образованию вихрей. Для возникновения этого эффекта напряжения в среде, создаваемые силами инерции, должны быть в том же порядке величины, что и напряжения, создаваемые внутренними силами [208]. В качестве аргумента, авторы [206] сравнивают плотность кинетической энергии макродвижения  $0,01$  Дж/м<sup>3</sup> (скорость 1 мм/с) с пределом текучести 300 МПа. Отношение этих величин составляет  $\sim 10^{-11}$ . Это означает, что такое макродвижение не приведет к данной неустойчивости. Альтернативным механизмом образования вихрей, по мнению авторов [205, 206], является локальная блокировка деформа-

ции сдвига. Предполагалось, что слой с более высокой прочностью находится в пластически деформируемой среде, испытывающей простой сдвиг в горизонтальном направлении. Поскольку предел текучести этого слоя выше, чем напряжение пластического течения среды, пластический сдвиг внутри слоя не происходит, т. е. слой блокирует деформацию сдвига. В случае простого сдвига существует градиент скорости поперек среды в направлении сдвига. Это означает, что на верхней границе более прочного слоя скорость среды больше, чем на нижней границе. По этой причине в движущейся системе координат, связанной со слоем, скорости среды с верхней и нижней сторон слоя имеют противоположные направления. Согласно Л. Прандтлю [208], слой, вызывающий разрыв скорости, можно рассматривать как систему распределенных вихревых волокон. При определенных условиях система теряет устойчивость и распадается на отдельные вихри, которые вызывают изгиб слоя и его разрушение до разворачивающихся фрагментов [208]. Помимо высокопрочных слоев блокираторами пластического сдвига могут быть частицы вторых фаз или локальные области затвердевания твердого раствора на границах раздела, которые образуются в результате взаимного диффузионного массопереноса. Массоперенос ускоряется чрезвычайно высокой установившейся плотностью точечных дефектов во время кручения под давлением [209]. Каждый блокиратор сдвига вызывает образование вихрей на своем уровне масштаба. В результате, кручение под давлением слоистых образцов приводит к многомасштабному движению вихрей в деформирующемся материале. Это движение напоминает турбулентные потоки жидкостей и газов, но имеет совершенно иную физическую природу. Идеи, заложенные в [205, 206], нашли развитие в [207], где подробно изучено перемешивание материалов в твердом состоянии в процессе кручения под давлением. В данной работе был введен индекс эффективности перемешивания, основанный на параметре, который количественно характеризует однородность концентрации компонентов образца в объеме и установлена зависимость данного индекса от деформации сдвига. Процесс интенсивного перемешивания начинается при деформации сдвига порогового значения  $\gamma_s$ . Кроме того выявлены кардинальные различия в перемешивании твердых металлов и жидко-

стей. Наиболее важным из них является сильная взаимосвязь между перемешиванием твердой фазы и сопутствующими процессами пластического течения. В жидких средах такой взаимосвязи не существует. Взаимодействие пластического течения и твердотельного перемешивания может привести к возникновению самоорганизующихся структур, включая появление мертвых зон, в которых перемешивание не происходит, что имеет важные последствия для практического применения интенсивной пластической деформации при механическом смешивании различных материалов.

Таким образом, следует заключить, что наиболее вероятными механизмами микро и наноструктур являются неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и блокировка пластического сдвига на различных препятствиях. В условиях трения скольжения наиболее вероятными механизмами являются неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и динамическая неустойчивость фрикционного контакта [189], а при кручении под давлением – неустойчивость, возникающая за счет блокировки пластического сдвига на различных препятствиях.

### **1.5 Постановка цели и задач исследования**

Из представленного литературного обзора следует, что однозначных моделей воздействия электрических, тепловых и механических полей на металлические материалы различного химического состава в настоящее время не существует. Это обусловлено недостаточностью сведений о закономерностях и механизмах структурно-фазовых превращений при этих воздействиях. Особую роль в формировании микро- и наноструктур играют внешние и внутренние межфазные границы. На них возникают и развиваются, в зависимости от внешних условий, различного рода неустойчивости, которые приводят к самопроизвольному переходу обрабатываемого материала в состояние с микро и наноструктурой. В этой связи особую актуальность приобретает поиск закономерностей и механизмов формирования этих структур при энергетических воздействиях на основе представлений о развитии комбинированных гидродинамических неустойчивостей. В этой связи, **целью работы** является установление механизмов и создание физико-

математических моделей формирования микро и наноструктурных состояний металлических материалов при воздействии электрических, механических полей и концентрированных потоков энергии на основе представлений о возникновении комбинированных сдвиговых неустойчивостей на границах раздела сред.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Выявление закономерностей и механизмов влияния импульсного электрического тока на локализацию пластического течения металлических материалов методами двухэкспозиционной спекл-интерферометрии и создание модели локализации пластической деформации в условиях воздействия электрических полей на основе представлений о материале как о двухфазной гетерогенной среде.
2. Создание физико-математической модели формирования волнообразного рельефа границы раздела «покрытие / подложка» при нанесении покрытий электровзрывным методом, на основе представлений о возникновении и развитии комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора. Установление режимов нанесения покрытий, обеспечивающих их высокую адгезию.
3. Установление механизмов и создание модели формирования микро и наноструктур в титановых и алюминиевых сплавах при воздействии низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе представлений о возникновении на границе раздела «плазма/расплав» комбинированной термо-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости. Поиск режимов электронно-пучковой обработки, обеспечивающих наноструктурные состояния поверхностных слоев металлических материалов.
4. Выявление механизмов и разработка моделей формирования микро и наноструктур при длительной эксплуатации рельсовой стали перлитного класса с использованием представлений о распаде пластин цементита за счет комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора.
5. Предложить научно-обоснованные подходы по обработке металлических материалов внешними энергетическими воздействиями (плазменная обработка, электронно-пучковая обработка, интенсивная пластическая деформация) на основе применения комбинированных сдвиговых неустойчивостей

## 2 КОМБИНИРОВАННЫЕ СДВИГОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОДНО- И ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ

### 2.1. Основные уравнения механики двухфазных сред

В настоящее время при описании поведения сплошных сред при различных внешних воздействиях активно применяются представления о материале как о двухфазной гетерогенной среде [211, 212]. В качестве примера можно привести описание механического поведения водонасыщенных грунтов [213], распространения упругих волн в композиционных материалах [214]. Эти системы моделируются двумя континуумами, то есть фазы фиктивно размазываются по всему объему, а их взаимодействие осуществляется путем обмена импульсом, массой, энергией. Плотность таких систем определяется как  $\rho = \alpha_1 \rho_e + \alpha_2 \rho_s$ , где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – объемные доли первой и второй фаз ( $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ ),  $\rho_e$ ,  $\rho_s$  – их истинные плотности. Для каждой из фаз записывается набор законов сохранения массы, импульса, энергии и т.д. Уравнение непрерывности и закон сохранения импульса для первой и второй фазы, согласно [212], имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_1 \vec{u}_1 &= I_{21}, \\ \rho_1 \frac{d\vec{u}_1}{dt} &= \operatorname{div} \bar{\sigma}_1 + \vec{p}_{21} - I_{21} \vec{u}_1, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_2 \vec{u}_2 &= I_{12}, \\ \rho_2 \frac{d\vec{u}_2}{dt} &= \operatorname{div} \tilde{\sigma}_2 + \vec{p}_{12} - I_{12} \vec{u}_2, \end{aligned} \tag{2.1}$$

где  $\rho_1 = \alpha_1 \rho_e$ ,  $\tilde{\sigma}_{1,2}$  – средние напряжения в фазах,  $\vec{u}_{1,2}$  – векторы скоростей первой фаз,  $\vec{p}_{21} = -\vec{p}_{12}$ ,  $I_{21} = -I_{12}$  – интенсивности обмена импульсом и массой, соответственно, между фазами,  $\frac{d_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u}_i \nabla)$  – субстациональная производная,  $i = 1, 2$  – номер среды. Средние напряжения в фазах определяются как  $\tilde{\sigma}_i^{kl} = -\alpha_i p \delta^{kl} + \tau_i^{kl}$ , где  $k, l = 1, 2, 3, p$  – давление в фазах (его будем считать оди-

наковым во всех фазах  $p_1(\rho_e) = p_1(\rho_s) = p$ ,  $\delta^{kl}$  – символ Кронекера,  $\tau_i^{kl}$  – тензор сдвиговых напряжений. Интенсивность обмена импульсом между фазами может быть представлена в виде  $\vec{p}_{21} = \vec{R}_{21} + I_{21}\vec{u}_{21}$ , где  $R_{21}$  – межфазная сила, которая связана с силами трения, сцепления фаз, а  $I_{21}\vec{u}_{21}$  – с фазовыми превращениями. При решении задач двухфазной механики сплошных сред предполагается, что интенсивность обмена массой мала по сравнению интенсивностью обмена импульсом, тогда  $\vec{p}_{21} = \vec{R}_{21}$ . Фазы составляющие материал взаимодействуют по схеме Рахматулина-Нигматуллина:  $\vec{R}_{21} = p\nabla\alpha_1 + \varphi(\vec{u}_2 - \vec{u}_1)$ ,  $\vec{R}_{21} = -\vec{R}_{12}$ , где сила  $F_{21} = \varphi(\vec{u}_2 - \vec{u}_1)$  характеризует скоростную неравновесность фаз,  $\varphi$  – переменная, зависящая от объемной доли первой фазы. С учетом всех вышеуказанных фактов система (2.1) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \vec{u}_1) &= 0, \\ \rho_1 \frac{d_1 \vec{u}_1}{dt} &= -\alpha_1 \nabla p + \operatorname{div}(\tau_1^{kl}) + \varphi(\vec{u}_2 - \vec{u}_1), \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 \vec{u}_2) &= 0, \\ \rho_2 \frac{d_2 \vec{u}_2}{dt} &= -\alpha_2 \nabla p + \operatorname{div}(\tau_2^{kl}) - \varphi(\vec{u}_2 - \vec{u}_1). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Если обе фазы являются вязкими, то тензор сдвиговых напряжений примет вид:

$$\tau_i^{kl} = 2\eta_i \left( e_i^{kl} - \frac{1}{3} e_i^{kk} \delta^{kl} \right) + \zeta_i e_i^{kk} \delta^{kl}, \quad (2.3)$$

где  $e_i^{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i^k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_i^l}{\partial x_k} \right)$  – тензор скоростей деформации. При отсутствии второй фазы  $\alpha_2 = 0$  и  $\alpha_1 = 1$ ,  $\rho_e = \rho$  уравнения (2.2) с учетом (2.3) переходят в уравнения Навье-Стокса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \operatorname{div}(\tau^{kl}),$$

$$p = p(\rho).$$

Для несжимаемой жидкости  $\rho = \text{const}$  уравнения (2.4) примут вид:

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} \right) &= -\nabla p + \eta \Delta \vec{u}, \\ \operatorname{div} \vec{u} &= 0, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа.

## 2.2. Двухфазная фильтрационная модель локализации пластического течения материалов

Применим двухфазный подход к описанию макроскопической локализации пластической деформации материалов при нагружении с постоянной скоростью. Исследования деформационного поведения материалов методами двухэкспозиционной спекл-интерферометрии [78] показали, что течение материала протекает неоднородно по образцу и в зависимости от стадии пластической деформации наблюдается один или несколько очагов локализации. Распределение смещений в очаге локализации имеет вид «ударного перехода» в гетерогенных средах. Это позволило авторам [215], выдвинуть предположение о том, что деформируемый материала ведет себя как двухфазная гетерогенная среда. Первая фаза является возбужденной, она отвечает за перестройку системы, вторая – невозбужденная, не связанная со структурными изменениями [216]. Так как пластическая деформация поликристаллических материалов осуществляется путем трансляционного скольжения и зернограничного проскальзывания, то в качестве первой фазы можно принять границы зерен, а в качестве второй фазы – тело зерна [215]. Приняв гипотезу о том, что фазы взаимодействуют по схеме Рахматулина-Нигматуллина и то, что обе фазы являются невязкими, будем считать уравнения (2.2) основными уравнениями модели. При этом первая фаза является сжимаемой и описывается уравнением состояния  $p = A_1 \rho_1$ , а вторая фаза несжимаемой  $\rho_s = \text{const}$ . Коэффици-

ент  $\varphi$  во втором и четвёртом уравнении (2.2) определим как:  $\varphi = \frac{K}{\alpha_1}(1 - \alpha_1)\rho_1$  [217], где  $K$  – постоянная, имеющая смысл коэффициента сопротивления движению первой фазы со стороны второй. Как и в [215, 218, 219], пренебрегаем во втором уравнении (2.2) инерционным членом, в итоге получаем следующее соотношение:

$$\alpha_1 \nabla p = K(1 - \alpha_1)\rho_e(\vec{u}_2 - \vec{u}_1). \quad (2.6)$$

Перейдем к рассмотрению задачи в одномерной постановке [219]. В этом случае (2.6) примет вид:

$$\alpha_1 \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) = K(1 - \alpha_1)\rho_e(u_2 - u_1). \quad (2.7)$$

С учетом (2.7) система уравнений (2.2) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} = (1 - \alpha_1) \frac{\partial u_2}{\partial x}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = - \frac{1}{(1 - \alpha_1)\rho_s} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} = 0, \quad (2.10)$$

$$u_1 = u_2 - \frac{\alpha}{\varphi} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Будем искать решение в виде бегущей волны  $\alpha(x - u_0 t)$ ,  $u_1(x - u_0 t)$ ,  $u_2(x - u_0 t)$ ,  $\rho_1(x - u_0 t)$ ,  $p(x - u_0 t)$  тогда:

$$\begin{aligned} u'(u_2 - u_0) &= - \frac{1}{(1 - \alpha)\rho_s} p'; \quad \alpha'(u_2 - u_0) = (1 - \alpha)u_2'; \\ -u_0 \rho_1' + (\rho_1 u_1)' &= 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Первые интегралы уравнений (2.11) имеют вид:

$$\alpha = 1 - \frac{C_1}{u_2 - u_0}; \quad p = (C_2 - C_1 \rho_s u_2); \quad \alpha_1 \rho_e \left( u_2 - u_0 - \frac{K p'}{(1 - \alpha_1)\rho_e} \right) = C_3. \quad (2.12)$$

Преобразовывая (2.12) с учетом  $\bar{u} = u_2 - u_0$ , получаем уравнение, содержащее скорость второй фазы:

$$\frac{d\bar{u}}{d\eta} = \frac{C_3 - (\bar{u} - C_1)\rho_e}{\bar{u} - C_1}, \quad (2.13)$$

где  $d\eta = \frac{d\xi}{K\rho_s}$ ,  $\xi = x - u_0t$ . Как уже указывалось выше, уравнение состояния первой фазы  $\rho_e = A\rho$ . Тогда (2.13) с учетом второго примет вид:

$$\frac{d\bar{u}}{d\eta} = \frac{(\bar{u} - \bar{u}_1)(\bar{u} - \bar{u}_2)}{\bar{u} - C_1}, \quad (2.14)$$

где  $\bar{u}_1, \bar{u}_2$  – значения скоростей второй фазы на границе очага локализации.

Интегрирование данного уравнения приводит к уравнению:

$$\left( \frac{C_1 - \bar{u}_2}{\bar{u}_1 - \bar{u}_2} \right) \ln(\bar{u} - \bar{u}_2) - \left( \frac{C_1 - \bar{u}_1}{\bar{u}_2 - \bar{u}_1} \right) \ln(\bar{u} - \bar{u}_1) = d\eta + C. \quad (2.15)$$

Для определения постоянных, входящих в уравнения (2.14) и (2.15), зададим граничные условия:

$$\bar{u}(0) = \bar{u}_1, \bar{u}(L) = \bar{u}_2, \bar{u}'(0) = 0, \bar{u}'(L) = 0, \alpha(0) = \alpha_1, \alpha(L) = \alpha_2. \quad (2.16)$$

Тогда с учетом (2.16) первые интегралы примут вид:

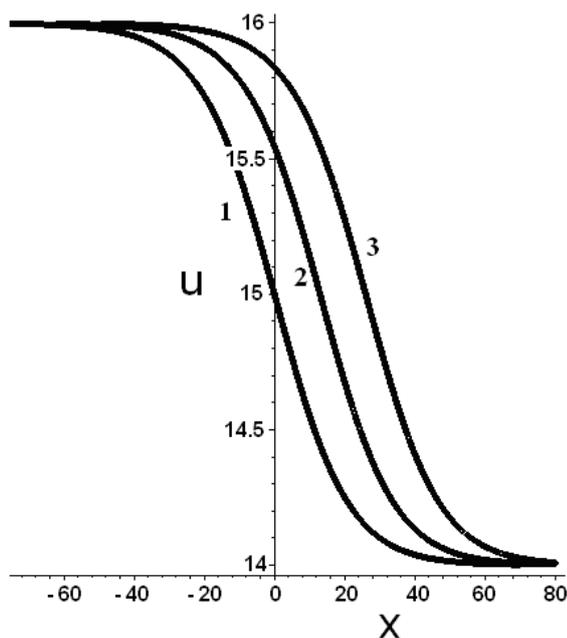
$$\begin{aligned} (1 - \alpha_1)\bar{u}_1 &= C_1, P_1 = C_2 - C_1\rho_s\bar{u}_1, \\ -\bar{u}_1^2 C_1\rho + (C_1^2\rho + C_2)\bar{u}_1 - C_3 - C_1C_2 &= 0, (1 - \alpha_2)\bar{u}_2 = C_1, \\ P_2 = C_2 - C_1\rho_s\bar{u}_2, -\bar{u}_2^2 C_1\rho + (C_1^2\rho + C_2)\bar{u}_2 - C_3 - C_1C_2 &= 0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Возвращаясь в (2.15) и (2.17) к переменной  $u$ , построим график зависимости скорости второй фазы для случая  $u_1^* > u_2^*$  и  $\alpha_1 < \alpha_2$  от координаты в различные моменты времени (рисунок 2.1). Анализ данной зависимости показывает, что она имеет вид «ударного перехода».

Следовательно, в деформируемом материале существуют области, не вовлеченные в пластическую деформацию, что подтверждается экспериментальными фактами [78]. Скорость очага локализации определяется как:

$$u_0 = \frac{(\alpha_1 - 1)u_1^* + (1 - \alpha_2)u_2^*}{\alpha_1 - \alpha_2} \quad (2.18)$$

Если  $u_1 = 0$  и  $u_2 = u_*$ , где  $u_*$  – скорость движения траверсы, то значения предельной скорости очага локализации на порядок превышает скорость траверсы испытательной машины, что также соответствует эксперименту. Случай  $u_1 < u_2$  и  $\alpha_1 > \alpha_2$  также допускает существование «ударного перехода». Отметим, что подобные зависимости были получены в [220] для стационарных динамических структур и в [221] для ударной волны в идеальном газе.



$$1 - t = 0; 2 - t = 1; 3 - t = 2$$

Рисунок 2.1 – Зависимость скорости второй фазы от координаты в различные моменты времени

Определим ширину «ударного перехода» по формуле, имеющей следующей вид:  $l = \frac{u_1^* - u_2^*}{\max\left(\frac{du}{dx}\right)}$ . Оценка данной величины показала, что она имеет значения по-

рядка  $\sim 10$  мкм, что совпадает с характерными масштабами неоднородности, наблюдавшимися в эксперименте. Заметим также, что пробеги дислокаций в материалах имеют такой же порядок [222].

Перейдем к получению дисперсионного уравнения для малых гармонических возмущений. Для этого линеаризуем уравнения (2.8) – (2.10) относительно  $\alpha = \alpha_0 + h\tilde{\alpha}$ ,  $u_2 = u_{(0)} + h\tilde{u}$ ,  $\rho_1 = \rho_0 + h\tilde{\rho}$ . где  $h$  – малый параметр. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial t} + u_{(0)} \frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial x} &= (1 - \alpha_0) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}, \\ \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + u_{(0)} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} &= -\frac{A_1}{(1 - \alpha_0)\rho_s} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x}, \\ \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + u_{(0)} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} &= \frac{\alpha_0^2 A_1}{K(1 - \alpha_0)} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Будем искать решение (2.19) в виде бегущей гармонической волны

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= A \exp(-i(\omega t - kx)); \tilde{u} = B \exp(-i(\omega t - kx)); \\ \tilde{\rho} &= C \exp(-i(\omega t - kx)). \end{aligned} \quad (2.20)$$

В результате получим систему линейных алгебраических уравнений относительно  $A$ ,  $B$ ,  $C$ . Определитель этой системы приводит к следующему дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} \omega^3 - u_{(0)}^3 k^3 - \left( 3u_{(0)}k + \frac{iA_1\alpha_0^2 k^2}{K(\alpha_0 - 1)} \right) \omega^2 + \\ + \left( 3u_{(0)}^2 k^2 + \frac{A_1 k^2}{(\alpha_0 - 1)} \left( \frac{\rho_0}{\rho_s} + \frac{2iu_{(0)}k\alpha_0^2}{K} \right) \right) \omega - \frac{u_{(0)}k^3 A_1}{(\alpha_0 - 1)} \left( \frac{\rho_0}{\rho_s} + \frac{iu_{(0)}k\alpha_0^2}{K} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Преобразование  $\omega = \Omega + u_{(0)}k$  приводит (2.21) к следующему виду

$$\Omega \left( \Omega^2 - \frac{iA_1\alpha_0^2 k^2 \Omega}{(\alpha_0 - 1)K} + \frac{A_1 k^2 \rho_0}{(\alpha_0 - 1)\rho_s} \right) = 0. \quad (2.22)$$

Выражение, стоящее в скобках, совпадает по виду с дисперсионным уравнением, полученным в [223] для волн пластичности. Его корни имеют вид:

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= 0; \\ \Omega_{2,3} &= \frac{iA_1\alpha_0^2 k^2}{2(\alpha_0 - 1)K} \pm \frac{A_1\alpha_0^2 k^2}{2(\alpha_0 - 1)K} \sqrt{-1 - \frac{4K^2 \rho_0 (\alpha_0 - 1)}{\rho_s \alpha_0^4 k^2 A_1}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Найдем критическое значение волнового числа и длины волны, при котором наступает неустойчивость стационарного состояния относительно малых возму-

щений. Для этого должно быть выполнено условие  $Im(\Omega) > 0$ , что достигается при отрицательном дискриминанте уравнения (2.23). Это возможно при следующих значениях волнового числа:

$$k > \frac{2K}{A_1 \rho_s \alpha_0^2} \sqrt{A_1 \rho_s \rho_0 (1 - \alpha_0)}. \quad (2.24)$$

Тогда критическая длина волны будет иметь вид:

$$\lambda_* = \frac{2\pi}{k_*} = \frac{\pi A_1 \rho_s \alpha_0^2}{K \sqrt{A_1 \rho_s \rho_0 (1 - \alpha_0)}}. \quad (2.25)$$

При значении  $\lambda < \lambda_*$  малые возмущения возрастают. Это означает, что представленная модель может описать образование очагов локализации. Размеры очагов пропорциональны длине волны. Значение коэффициента  $K$  оценим, исходя из методики определения динамической вязкости акустическими методами [224], как  $K = \frac{A_1 \rho_0}{\eta_1}$ , где  $\eta_1$  – вязкость первой фазы. Подстановка данного значения в

(2.55) приводит к следующему:

$$\lambda_* = \frac{\pi \rho_s \alpha_0^2 \eta_1}{\rho_0 \sqrt{A_1 \rho_s \rho_0 (1 - \alpha_0)}}. \quad (2.26)$$

Оценка  $\lambda_*$  при  $\rho_s \approx \rho_0 = 7800 \text{ кг/м}^3$ ,  $\alpha_0 = 0,1$  и  $\eta_1 = 10^5 \text{ Па}\cdot\text{с}$  показывает, что  $\lambda_* = 1,31 \text{ мм}$ , что соответствует экспериментальным данным спекл-интерферометрических исследований [78].

### 2.3. Комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца-Рэля-Тейлора

Вопросам возникновения комбинированной неустойчивости Кельвига-Гельмгольца-Рэля-Тейлора уделяется много внимания, например, при анализе механизмов формирования крупномасштабных вихрей в магнитопаузе планетных магнитосфер [11 – 15]. В этих работах установлено, что сдвиговые течения на границе «газ/плазма» оказывают неоднозначное влияние на неустойчивость Рэля – Тейлора. В [11, 12] методами линейного анализа устойчивости течения установлено увеличение скорости роста неустойчивости Рэля-Тейлора при любых зна-

чениях скорости сдвигового движения слоев, причем это увеличение монотонное. Работы [13, 14] показывают, что сдвиговое движение более плотной среды относительно менее плотной наоборот приводит к снижению скорости роста возмущений поверхности раздела, что подтверждается результатами конечно-элементного моделирования [15]. На границе раздела “жидкость /жидкость”, “газ /жидкость”, ситуация осложняется тем, что немаловажную роль играет межфазное поверхностное натяжение и динамическая вязкость жидкости, которые смещают неустойчивость поверхности раздела в область длинных волн, а также является одними из основных факторов ее стабилизации [225]. Несмотря на прогресс в изучении данной неустойчивости, остаются вопросы, связанные с ее возбуждением в микро и нанодиапазонах, что является актуальным для нанесения покрытий с развитым рельефом границы раздела. Этот рельеф обеспечивает высокую адгезионную прочность покрытия без формирования протяженных полос локализованной пластичности [226 – 228] путем диспергирования концентраторов напряжений.

Вначале рассмотрим начальную стадию данной неустойчивости, когда возмущения границы раздела «жидкость/жидкость» принимают гармонический вид  $a(x, t) = a_0 \exp(\omega t - ikx)$ , где  $a$  – смещение поверхности раздела вдоль оси перпендикулярной границе раздела,  $a_0$  – его амплитуда,  $\omega = \alpha + i\Omega$ ,  $\alpha$  – скорость роста возмущений,  $\Omega$  – циклическая частота. Длина волны, на которую приходится максимум скорости роста этих возмущений, будет определять размер вихревых паттернов, которые в свою очередь являются предвестниками образования структурных состояний различного размерного диапазона. Для нахождения этой длины волны необходимо получить и решить дисперсионное уравнение.

Будем рассматривать устойчивость плоского стационарного течения двухслойной несжимаемой жидкости. Выберем направление оси  $x$  вдоль границы раздела между слоями, а ось  $y$  - перпендикулярно  $x$  и направлена в сторону второго слоя (рисунок 2.2). Первый слой ( $-\infty < x < \infty$ ,  $-h < x < a(x, t)$ , где  $a$  – смещение поверхности раздела,  $h$  – толщина нижнего слоя) занимает вязкая неподвижная

жидкость с вязкостью  $\eta_1$ , и плотностью  $\rho_1$ . Второй слой ( $-\infty < x < \infty$ ,  $a(x,t) < x < H$ , где  $H$  – толщина верхнего слоя) занимает жидкость с вязкостью  $\nu_2$  и плотностью  $\rho_2$ , которая движется с постоянной скоростью  $u_0$ , направленной вдоль оси  $x$ . Ускорение  $g$  направлено в сторону противоположную оси  $y$ . Уравнения движения имеют вид (2.5).

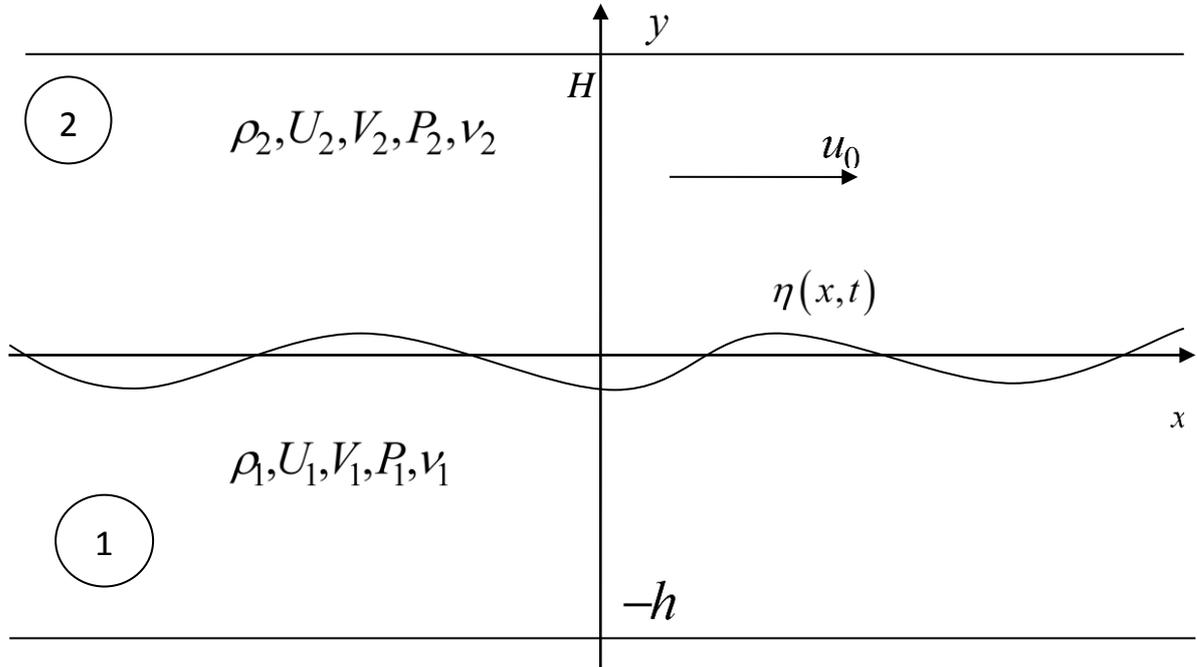


Рисунок 2.2 – К постановке задачи о неустойчивости границы раздела слоев

Кинематические граничные условия имеют вид:

$$y = H : u_2 = v_2 = 0, \quad y = -h : u_1 = v_1 = 0.$$

$$y = 0 : \frac{\partial a}{\partial t} + u_2 \frac{\partial a}{\partial x} = v_2, \quad \frac{\partial a}{\partial t} + u_1 \frac{\partial a}{\partial x} = v_1. \quad (2.27)$$

Условия равенства нормальных и касательных напряжений на границе раздела 1 и 2 будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{1n} - \sigma_{2n} - \sigma_0 K &= 0, \\ \tau_1 &= \tau_2, \end{aligned} \quad (2.28)$$

где  $\sigma_0 = |\sigma_1 - \sigma_2|$  – межфазное поверхностное натяжение,  $K = a_{xx} / (1 + a_x^2)^{3/2}$

– кривизна линии раздела.

Линеаризуем систему уравнений (2.5) и граничных условий (2.27) – (2.28) относительно малых гармонических возмущений, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} u_n(x, y, t) &= u_0 + \varepsilon U_n(x, y, t), v_n(x, y, t) = \varepsilon V_n(x, y, t), \\ p_n(x, y, t) &= \varepsilon P_n(x, y, t), a(x, y, t) = \varepsilon \tilde{a}(x, t), \end{aligned} \quad (2.29)$$

где  $\varepsilon \ll 1$  – малый параметр,  $U_n, V_n, P_n$  – возмущения скорости и давления соответственно,  $\tilde{a}(x, t)$  – возмущение поверхности раздела. Подставляя (2.29) в (2.5) и (2.27) – (2.28) и отбрасывая члены высокого порядка малости, получаем линеаризованную систему уравнений движения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_n}{\partial t} + u_{0n} \frac{\partial U_n}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P_n}{\partial x} + v_n \left( \frac{\partial^2 U_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_n}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial V_n}{\partial t} + u_{0n} \frac{\partial V_n}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P_n}{\partial y} + v_n \left( \frac{\partial^2 V_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_n}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial U_n}{\partial x} + \frac{\partial V_n}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

и граничных условий:

$$\begin{aligned} y = H : U_2 = V_2 = 0, \quad y = -h : U_1 = V_1 = 0; \\ y = 0 : \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial \tilde{a}}{\partial x} &= V_2, \quad \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial \tilde{a}}{\partial x} = V_1; \\ -P_1 + 2\eta_1 \frac{\partial V_1}{\partial y} + P_2 - 2\eta_2 \frac{\partial V_2}{\partial y} &= \sigma_0 \frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial x^2}; \\ \eta_1 \left( \frac{\partial U_1}{\partial y} + \frac{\partial V_1}{\partial x} \right) &= \eta_2 \left( \frac{\partial U_2}{\partial y} + \frac{\partial V_2}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Будем рассматривать так называемое вязко-потенциальное приближение [18, 19]. В рамках данного приближения считается, что в областях 1 и 2 (рисунок 2.2) существуют безвихревые течения. Эффекты, связанные с наличием вязкости материалов, играют роль только на границе раздела сред. Тогда можно ввести скалярные потенциалы течения:

$$U_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}, V_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}; U_2 = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}, V_2 = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}. \quad (2.32)$$

Подстановка (2.32) в уравнения Навье-Стокса (2.30) приводит их к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi_n}{\partial t} + u_{0n} \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} + \frac{P_n}{\rho_n} + \rho_n g \tilde{a} \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi_n}{\partial t} + u_{0n} \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} + \frac{P_n}{\rho_n} + \rho_n g \tilde{a} \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Из второго и третьего уравнения (2.33) следует:

$$P_1 = -\rho_1 \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right) - \rho_1 g \tilde{a}, \quad P_2 = -\rho_2 \left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \right) - \rho_2 g \tilde{a}. \quad (2.34)$$

С учетом (2.34) условия на границе раздела сред (2.31) примут вид:

$$\begin{aligned} y = 0: \rho_1 \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right) + 2\eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} - \rho_2 \left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \right) - 2\eta_2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} = \\ = \sigma_0 \frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial \tilde{a}}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \quad \frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial \tilde{a}}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y},$$

где  $\eta_1$  и  $\eta_2$  – динамические вязкости первого и второго слоя соответственно.

Условия на границах слоев будут иметь вид:

$$y = H: \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = 0, \quad y = -h: \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} = 0. \quad (2.36)$$

Таким образом, поставленная математическая задача состоит в определении потенциалов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , удовлетворяющих уравнениям Лапласа и граничным условиям (2.33) – (2.35). Решение уравнений Лапласа, удовлетворяющее данным условиям, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= A_1 \exp(\omega t - ikx) \cosh(k(y + h)), \\ \Phi_2 &= A_2 \exp(\omega t - ikx) \cosh(k(y - H)), \\ a &= B \exp(\omega t - ikx). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Подстановка (2.37) в уравнения (2.35) и (2.36) даст систему алгебраических уравнений для  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B$ . Определитель этой системы будет являться дисперсионным уравнением. При  $u_{01} = 0$  он будет иметь вид:

$$(R_1 + R_2)\omega^2 + 2\omega((\eta_1 \coth(kh) + \eta_2 \coth(kH))k^2 - iR_2 u_0 k) - u_0(2i\eta_2 \coth(kH)k^3) - R_2 k^2 u_0^2 + \sigma_0 k^3 = 0, \quad (2.38)$$

где  $R_1 = \rho_1 \coth(kh)$ ,  $R_2 = \rho_2 \coth(kH)$ ,  $u_0$  – скорость второго слоя,  $H$  – толщина верхнего слоя,  $h$  – толщина нижнего слоя (рисунок 2.2).

Перепишем уравнение (2.39) в виде:

$$\omega^2 + 2\omega(a - ib) + c - ic_1 = 0, \quad (2.39)$$

$$a = \frac{1}{(1 + \mu)R_1}((\eta_1 \coth(kh) + \eta_2 \coth(kH))k^2), \quad b = \frac{\mu k u_0}{1 + \mu},$$

$$c = \frac{\omega_0^2 - k^2 u_0^2 \mu}{1 + \mu}, \quad c_1 = \frac{2u_0 k^3 \eta_2 \coth(kH)}{(1 + \mu)R_1},$$

где  $\omega_0^2 = \frac{\sigma_0 k^3 + (\rho_1 - \rho_2)gk}{R_1}$ ,  $\mu = \frac{R_2}{R_1}$ . Отметим, что дисперсионное уравнение (2.39) совпадает с дисперсионным уравнением, полученным в работах [149, 229] с применением коротковолнового приближения.

Таким образом, предположение о безвихревом течении материала в слоях и значимости эффекта вязкости на границе раздела позволяет получить дисперсионное уравнение для коротких волн без привлечения дополнительных условий. Из (2.39) с помощью соответствующих преобразований получим зависимость скорости роста возмущений поверхности раздела  $\alpha$  от волнового числа  $\lambda$ :

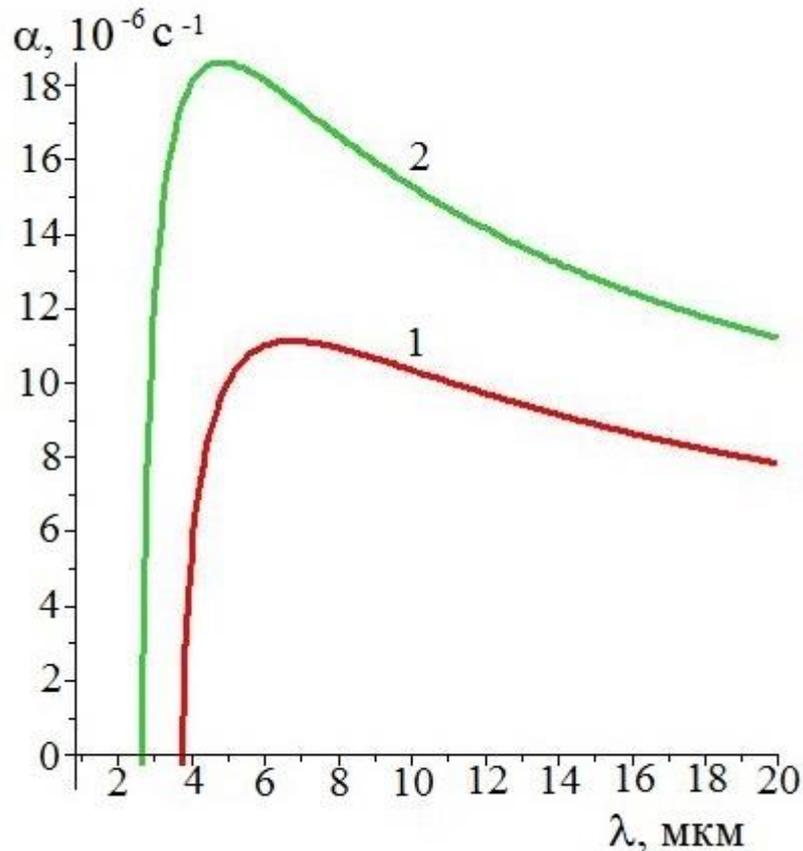
$$\alpha = \left( \sqrt{\frac{(\delta + \sqrt{\delta^2 + 4(\delta_1)^2})ab}{2}} - a \right), \quad (2.40)$$

где  $\delta = \frac{(a^2 - b^2 - c)}{ab}$ ,  $\delta_1 = 1 - \frac{c_1}{2ab}$ . Рассмотрим сначала неустойчивость Рэлея-Тейлора. В этом случае  $u_0 = 0$  и уравнение (2.40) примет вид:

$$\alpha = -\frac{1}{2}a + \frac{1}{2}\sqrt{a^2 - 4c}. \quad (2.41)$$

На рисунке 2.3 приведены зависимости скорости роста возмущений от длины волны возмущений границы раздела «покрытие/подложка» при различных значениях ускорения второго слоя. Амплитуда возмущений считалась много

меньшей, чем толщина покрытий и подложки, тогда  $\coth(kH) = \coth(kh) = 1$ . В качестве модельных материалов использовались титан и иттрий, характеристики которых приведены в таблице 2.1. Из данного рисунка следует, что максимум скорости роста при ускорении второго слоя  $g = 5 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$  приходится на длину волны  $\lambda_m = 6,76 \text{ мкм}$  (рисунок 2.3, кривая 1). В свою очередь увеличение значения ускорения до  $10^{10} \text{ м/с}^2$ , приводит к уменьшению значения  $\lambda_m$  до  $4,81 \text{ мкм}$  (рисунок 2.3, кривая 2).



$$1 - g = 5 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2 ; 2 - g = 10^{10} \text{ м/с}^2$$

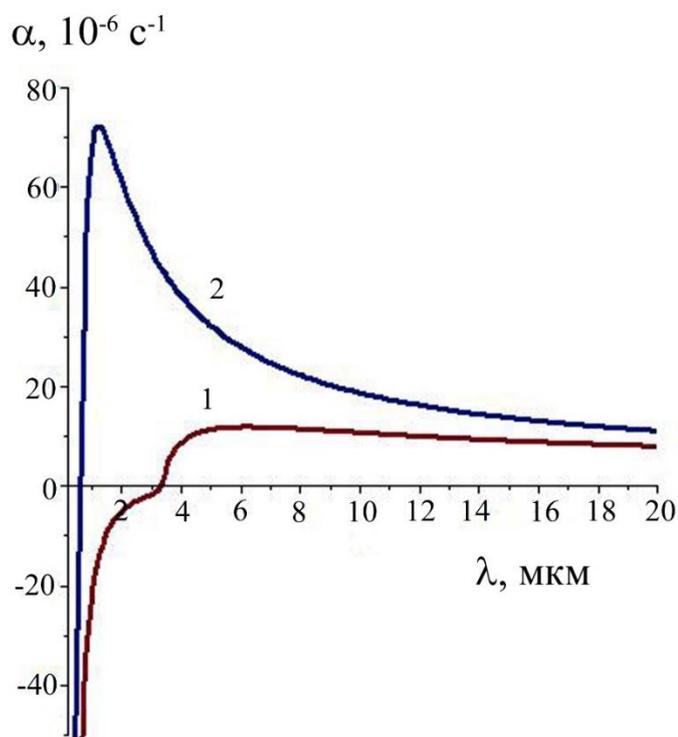
Рисунок 2.3 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела «покрытие / подложка» от длины волны при различных значениях ускорения второго слоя

Теперь учтем влияние поперечной скорости второго слоя на неустойчивость Рэлея-Тейлора. Рисунок 2.4 демонстрирует зависимости скорости роста  $\alpha$  от  $\lambda$  при значении скорости  $u_0 = 10 \text{ м/с}$  и  $50 \text{ м/с}$ . Видно, что наличие

поперечной скорости приводит к уменьшению значения  $\lambda_m$  до 6,23 мкм и 1,24 мкм соответственно.

Таблица 2.1 – Физические свойства расплава материалов покрытия и подложки

Обозначение	Описание	Значение	
		Материал подложки	Материал покрытия
		Ti	Y
$\rho$	Плотность	4120 кг/м <sup>3</sup>	4470 кг/м <sup>3</sup>
$\eta$	Коэффициент динамической вязкости расплава металла	$3,71 \cdot 10^{-3}$ Па·с	$1,83 \cdot 10^{-3}$ Па·с
$\sigma_0$	Коэффициент межфазного поверхностного натяжения	0,63 Н/м	-



1 –  $u_0 = 10$  м/с; 2 –  $u_0 = 50$  м/с

Рисунок 2.4 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела «покрытие / подложка» от длины волны при различных значениях скорости второго слоя

При наличии между покрытием и подложкой тонкого переходного слоя необходимо заменить динамические граничные условия (2.35) на условия, которые учитывают взаимное проникновение вещества («перколяционные» граничные условия) [26 – 28]. В этих работах предполагается, что вблизи границы раздела слоев существует переходная область толщиной  $2d$ , динамическая вязкость которой представляется как сумма динамических вязкостей первого и второго слоя. Тогда вязкость двухслойной жидкости имеет вид:  $\eta = \eta_2 H(y + d) + \eta_1 H(-d + y)$  [27]. Интегрирование уравнений Навье-Стокса по переходной области  $-d < y < d$  с учетом зависимости динамической вязкости от вертикальной координаты  $y$  и условий (2.31) приводит к следующему:

$$\begin{aligned} y = 0: \quad & \rho_1 \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right) + 2 \left( \eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} - \eta_2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} \right) = \\ & = \rho_2 \left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \right) + \sigma_0 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} = 0, \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} + u_{02} \frac{\partial a}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \quad \frac{\partial a}{\partial t} + u_{01} \frac{\partial a}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}.$$

Подстановка (2.37) в (2.42) и последующие преобразования с использованием переменных Ламба ( $R_1 u_{01} + R_2 u_{02} = 0$ ), приводят к дисперсионному уравнению типа (2.39), но с другими значениями коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $c_1$ . Оно имеет вид:

$$\begin{aligned} \omega^2 + 2\omega a + c - ic_1 &= 0 \\ a &= \frac{1}{(1 + \mu)R_1} \left( (\eta_1 \coth(kH) + \eta_2 \coth(kh))k^2 \right), \\ c &= \frac{\omega_0^2 - k^2 u_0^2 \mu}{1 + \mu}, \quad c_1 = \frac{2u_0 k^3 \eta_1 \coth(kH)}{(1 + \mu)R_1}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Для нахождения зависимости  $\alpha = \alpha(\lambda)$ , как при «непроницаемых», так и при «перколяционных» граничных условиях, будем считать, что амплитуда возмущений много меньше толщины покрытия и подложки. В этом случае  $\lambda_m = 5,52$  мкм при  $u_0 = 10$  м/с и  $\lambda_m = 0,53$  мкм при  $u_0 = 50$  м/с. Применение переменных Ламба к

«непроницаемым» граничным условиям приводит к тому, что  $\lambda_m = 5,53$  мкм при  $u_0 = 10$  м/с и  $\lambda_m = 0,62$  мкм при  $u_0 = 50$  м/с. Расчеты, проведенные для случая одинаковых вязкостей слоев, показывают, что «перколяционные» и «непроницаемые» граничные условия приводят к практически одним и тем же результатам. Действительно, если  $\eta_1 = \eta_2 = 3,71 \cdot 10^{-3}$  Па·с и  $u_0 = 10$  м/с, то при «непроницаемых» и «перколяционных» граничных условиях  $\lambda_m = 5,68$  мкм.

#### **2.4. Комбинированная термокапиллярная испарительно-капиллярная и термоэлектрическая неустойчивость расплавленных слоев**

Настоящий параграф будет посвящен изучению неустойчивости течения материалов в неизотермических условиях. Эти условия наиболее ярко проявляются при обработке концентрированными потоками энергии (плазменная обработка, электронно-пучковая обработка, лазерное воздействие и т.д.). В качестве примера будем рассматривать обработку низкоэнергетическими высокоточными электронными пучками [122, 230]. Электронный пучок вызывает интенсивное и сверхбыстрое плавление (до  $10^9$  К/с), испарение, затвердевание, тепловые нагрузки, ударные волны и даже абляцию на поверхности обрабатываемых материалов. Согласно [122, 230] глубина преобразованных слоев может достигать  $\sim 100$  мкм, что в значительной мере соответствует требованиям к модификации материалов, эксплуатирующихся в различных условиях. Комбинация вышеупомянутых факторов вызывает образование наноразмерных структур в поверхностных слоях металлических материалов [287, 288]. К их числу относится структура ячеистой и столбчатой кристаллизации. Согласно [118, 122] для ее образования необходимы скорости охлаждения  $\sim 10^6 - 10^7$  К/с. Данные сканирующей электронной микроскопии показали, что в зависимости от плотности энергии, длительности импульсов их количества и частоты следования размеры ячеек составляют от 20 нм до 1 мкм [230 – 233]. Одной из причин формирования ячеистых структур может являться возникновение и развитие различных гидродинамических неустойчивостей [129], таких как термо- и испарительно-капиллярные неустойчивости [132, 234], так как эта обработка происходит в условиях высокого вакуума при давлении порядка

$10^{-2}$  Па. Механизм образования ячеистых структур за счет развития термокапиллярной неустойчивости предложен в работах [130, 235]. Его суть заключается в том, что наличие градиента температуры по глубине образца приводит к тому, что происходит возбуждение капиллярных волн, которые нарастают под действием касательной термокапиллярной силы. Эта сила возникает вследствие наличия градиента поверхностного натяжения по продольной координате. В итоге амплитуда возмущений поверхности расплава увеличивается. Это приводит к образованию вихревых структур, а затем ячеек после кристаллизации. Также как и в предыдущем параграфе рассмотрим начальную стадию этой неустойчивости. Будем считать, что электронный пучок приводит к образованию вязкого теплопроводного расплавленного слоя толщиной  $h$ , в котором устанавливается температурный профиль  $T_0(z)$ , где  $T_0$  – невозмущенная температура. Благодаря теплопроводности этот профиль меняется со временем. Однако если характерное время эволюции возмущений окажется меньше, чем время изменения профиля температуры, то при анализе неустойчивости зависимость  $T_0(z)$  можно считать неизменной [130, 131]. Температура расплава будет складываться из невозмущенной температуры  $T_0(z)$  и возмущенной  $T(x,z,t)$ . Пусть направление волнового вектора возмущений температуры и скорости расплава совпадает с направлением оси  $X$ , тогда данные возмущения будут зависеть от координат  $x$ , и времени  $t$  по закону  $\exp(\omega t - ikx)$ , где  $k$  – волновое число,  $\omega$  – комплексная циклическая частота, которая определяется как  $\omega = \alpha + i\Omega$ ,  $\alpha$  – скорость роста возмущений,  $\Omega$  – циклическая частота. В этом случае система уравнений (2.30) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \tag{2.44}$$

Для того чтобы учесть наличие в расплавленном слое температурного профиля и его возмущений к системе уравнений (2.44) необходимо добавить уравнение конвективной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + wG_0 = \chi \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (2.45)$$

где  $u, w$  – компоненты вектора возмущений скорости,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\chi$  – температуропроводность,  $G_0$  – градиент невозмущенной температуры,  $p, T, \eta$  – возмущения давления, температуры. Кинематические и динамические граничные условия примут вид:

$$\begin{aligned} z = 0: \quad & \frac{\partial a}{\partial t} = w, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0; \\ & -p + 2\rho\nu \frac{\partial w}{\partial z} = \sigma_0 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2}; \\ & \rho\nu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{\partial \sigma}{\partial x}; \\ z = -h: \quad & u = w = 0, \quad T = 0, \end{aligned} \quad (2.46)$$

где  $\sigma = \sigma_0 + \sigma_T(T - T_L)$  – поверхностное натяжение расплава,  $\sigma_0$  – поверхностное натяжение при температуре плавления,  $\sigma_T$  – температурный коэффициент поверхностного натяжения,  $T_L$  – температура плавления. С учетом зависимости поверхностного натяжения от температуры условие для касательных напряжений будет иметь вид:

$$\rho\nu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \sigma_T \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (2.47)$$

Считаем, что амплитуда смещения поверхности  $a_0 \ll h$ . Тогда в условии (2.46)  $z = -h$  можно заменить на  $z \rightarrow -\infty$ . С учетом этого будем искать решение (2.44) – (2.45) в виде:

$$\begin{aligned} u(x, z, t) &= -\frac{i}{k} (A_1 k \exp(kz) + A_2 k_1 \exp(k_1 z)) \exp(\omega t - ikx), \\ w(x, z, t) &= (A_1 \exp(kz) + A_2 \exp(k_1 z)) \exp(\omega t - ikx), \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$p(x, z, t) = \frac{\rho v}{k} (k^2 - k_1^2) \exp(kz) \exp(\omega t - ikx),$$

$$T(x, z, t) = T(z) \exp(\omega t - ikx),$$

$$T(z) = \frac{G_0}{\omega} ((A_1 k - A_2 k_1 \delta \exp(k_2 z) + A_2 \delta \exp(k_1 z) - A_1 \exp(kz)) \exp(\omega t - ikx),$$

$$a(x, t) = a_0 \exp(\omega t - ikx),$$

где  $k_1^2 = k^2 + (\omega/v)$ ,  $k_2^2 = k^2 + (\omega/\chi)$  Подстановка (2.48) в граничные условия (2.46) приводит к системе линейных алгебраических уравнений относительно постоянных  $A_1$  и  $A_2$ , определитель которой будет являться дисперсионным уравнением:

$$R_T - R_\sigma = 0,$$

$$R_\sigma = \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) - \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k}, \quad (2.49)$$

$$R_T = \omega_T \omega_v \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) (2\omega \omega_v + \omega^2 + \omega_c^2) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \left( \frac{2k_1 \omega \omega_v}{k} + \omega_c^2 \right) \right),$$

где  $\omega_T = \frac{\sigma_T G_0}{\rho v}$  – термокапиллярная частота,  $\omega_v = \nu k^2$  – вязкая частота,

$\omega_c^2 = \frac{\sigma_0 k^3}{\rho}$  – капиллярная частота,  $\delta = \frac{\text{Pr}}{1 - \text{Pr}}$  – постоянная,  $\text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}$  – число Пранд-

тля. Для большинства жидких металлов число  $\text{Pr} \gg 1$ . В этом случае (2.49) примет вид:

$$\frac{\omega_T \text{Pr}}{2} (2\omega \omega_v + \omega_c^2) \left( \omega + 2\omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \right) - \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) + \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k} = 0. \quad (2.50)$$

Замена  $z = \frac{k_1}{k}$  и  $\omega = \omega_v (z^2 - 1)$  приводит уравнение (2.50) к виду:

$$(C^2 + 2(z^2 - 1))C_2 - (z + 1)^2 (C^2 + (z^2 + 1)^2 - 4z) = 0, \quad (2.51)$$

где  $C = \frac{\omega_c}{\omega_v}$ ,  $C_2 = \frac{\omega_T \text{Pr}}{2\omega_v}$ . Также как и в [130] найдем длину волны возмуще-

ний расплава, при которой наступает неустойчивость. Для этого будем искать ре-

шение (2.51) в виде:  $z^2 = z_0^2 + \tilde{\omega}$ ,  $z_0^2 = -1 \pm iC$ ,  $|\tilde{\omega}| \ll z_0^2$ . В итоге получим поправки к частоте капиллярных волн, обусловленные наличием градиента температуры:

$$\tilde{\omega} = -\frac{C_2}{2}. \quad (2.52)$$

С учетом того, что  $\omega = \omega_v(z^2 - 1)$  получим:  $\omega = -2\omega_v - \frac{\omega_T \text{Pr}}{4} + i\omega_c$ . Капиллярные волны будут неустойчивы, если выполняются следующие условия:  $\alpha = \text{Re}(\omega) > 0$ ,  $\sigma_T < 0$ , тогда минимальная длина волны, при которой начинается термокапиллярная неустойчивость:  $\lambda_{\min} = \left( \frac{32\rho v \chi}{|\sigma_T| G_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Если значение градиента температуры вычислить как  $G_0 = \frac{q}{\kappa}$ , где  $q = \frac{E_s}{\tau}$  – поглощаемая плотность мощности,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $E_s$  – плотность энергии пучка электронов,  $\tau$  –

длительность импульса, то  $\lambda_{\min} = \left( \frac{32\rho v \chi \kappa \tau}{|\sigma_T| E_s} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Рассчитаем минимальную длину волны для эвтектического силумина [233]. Данные для расчета приведены в таблице 2.2. Значение температуры испарения приведено при давлении  $10^{-2}$  Па [236].

Таблица 2.2 – Теплофизические характеристики силумина (12% Si, Al - остальное) и характеристики электронно-пучковой обработки

Обозначение / размерность	Силумин	Характеристика
$T_L$ , К	850	Температура плавления
$T_V$ , К	1270	Температура испарения
$\rho_s$ , кг/м <sup>3</sup>	2656	Плотность твердой фазы
$\rho_L$ , кг/м <sup>3</sup>	2398	Плотность жидкой фазы
$\nu$ , 10 <sup>-7</sup> м <sup>2</sup> /с	3,5	Вязкость
$\chi$ , 10 <sup>-5</sup> м <sup>2</sup> /с	3,3	Температуропроводность

Таблица 2.2 – Теплофизические характеристики силумина (12% Si, Al - остальное) и характеристики электронно-пучковой обработки (продолжение)

$\sigma$ , Н/м	0,87	Поверхностное натяжение
$\sigma_T$ , $10^{-3}$ Н/(м·К)	-0,35	Температурный коэффициент поверхностного натяжения
$\kappa$ , Вт/(м·К)	90,8	Коэффициент теплопроводности
$E_s$ , Дж/см <sup>2</sup>	25	Плотность энергии пучка электронов
$\tau$ , мкс	150	Длительность импульса

В этом случае поглощаемая плотность мощности будет равна  $1,67 \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>, а градиент невозмущенной температуры  $G_0 = 1,8 \cdot 10^7$  К/м, тогда  $\lambda_{\min} = 36,88$  мкм. Решение уравнения (2.51) показывает, что  $\lambda_{\min} = 38,2$  мкм. Максимум скорости роста будет приходиться на длину волны 153,7 мкм (рисунок 2.5).

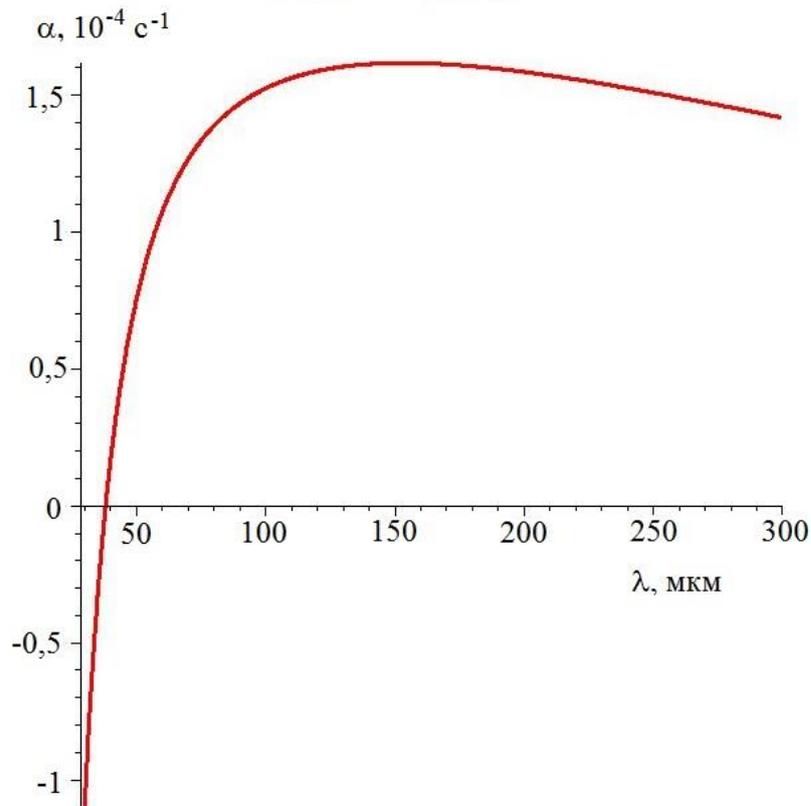


Рисунок 2.5 – Зависимость скорости роста возмущений поверхности расплава силумина от длины волны

Размеры ячеистой структуры, определенные в работе [232], имеют значения от 0,215 мкм до 0,751 мкм (рисунок 2.6). Максимум распределения ячеек по размерам наблюдается при  $D = 0,415$  мкм.

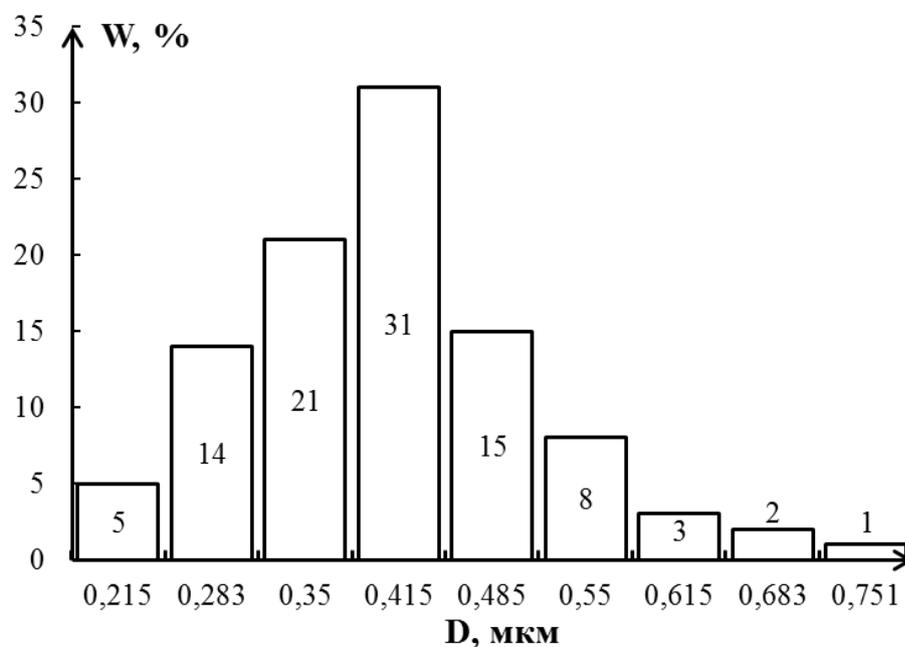


Рисунок 2.6 – Распределение ячеек высокоскоростной кристаллизации поверхностного слоя по размерам в силумине, облученным интенсивным импульсным электронным пучком [232]

Для реализации термокапиллярного механизма образования поверхностных структур в субмикро и наноразмерном диапазонах требуются градиенты температур  $G_0 \sim 10^{10} - 10^{11}$  К/м. Следовательно, термокапиллярная неустойчивость не может быть ответственна за возникновение ячеистых структур при электронно-пучковой обработке (ЭПО). Как уже указывалось выше, ЭПО проходит в условиях низкого вакуума. В этих условиях значимыми становятся эффекты, связанные с испарением материала с поверхности расплава. В условиях высокого вакуума температура испарения материалов по уравнению Клайперона – Клаузиуса смещается в сторону низких температур [237]. Образовавшийся пар в свою очередь создает давление на поверхность расплава которое называется испарительным. Влияние испарительного давления на неустойчивость границы расплава при ла-

зерных энергетических воздействиях исследовано в [158, 234]. В этих работах показано, что пространственно-временная модуляция испарительного давления, которая возникает при наличии тепловых возмущений, вносит дополнительный вклад в их рост и определены условия, когда влияние испарительного давления играет определяющую роль. Таким образом, для создания математических моделей воздействия электронных пучков необходимо учитывать вклад испарительного давления при составлении динамических условий на границе раздела «расплав / собственный пар».

Для расчета градиента невозмущенной температуры необходимо использовать следующую формулу:  $G_0 = \frac{q - q_{out}}{\kappa}$ , где  $q_{out}$  – поверхностная плотность мощности, обусловленная процессом испарения. Вклад процесса испарения в плот-

ность мощности [152] определим как:  $q_{out} = 10^6 \frac{A_{out}}{\sqrt{2\pi k_B T_S m}} \exp\left[\frac{A_{out}}{k_B} \left(\frac{1}{T_V} - \frac{1}{T_S}\right)\right]$ ,

где  $A_{out}$  – работа выхода атома из расплава,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $m$  – масса атома,  $T_V$  – температура испарения,  $T_S$  – температура поверхности. В случае

$T_V = T_S - q_{out} = 10^6 \frac{A_{out}}{\sqrt{2\pi k_B T_V m}}$ . В нашем случае  $A_{out} = 5,16 \cdot 10^{-19}$  Дж;  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$

Дж/К;  $m = 4,49 \cdot 10^{-26}$  кг, тогда  $q_{out} = 7,34 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>.

В динамические граничные условия (2.46) необходимо добавить вклад испарительного давления [158]:

$$\begin{aligned} z = 0 : \frac{\partial a}{\partial t} &= w, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0; \\ -p + 2\rho v \frac{\partial w}{\partial z} + p'_v T &= \sigma_0 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2}; \\ \rho v \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= \frac{\partial \sigma}{\partial x}; \\ z = -h : u = w = 0, T &= 0. \end{aligned} \tag{2.53}$$

С учетом (2.53) дисперсионное уравнение (2.49) примет вид:

$$R_T - R_V - R_\sigma = 0,$$

$$R_\sigma = \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) - \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k},$$

$$R_T = \omega_T \omega_v \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) \left( 2\omega \omega_v + \omega^2 + \omega_c^2 \right) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \left( \frac{2k_1}{k} \omega \omega_v + \omega_c^2 \right) \right), \quad (2.54)$$

$$R_V = \omega_p \omega_v \left( 2\delta \omega \omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) + (2\omega_v + \omega) \omega \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \right),$$

где  $\omega_p = \frac{p'_v G_0}{\rho v k}$ , где  $p'_v$  – температурный коэффициент испарительного да-

вления. При малых числах Прандтля  $Pr \ll 1$  уравнение (2.54) примет вид:

$$\left( C^2 + 2(z^2 - 1) \right) C_2 + \left( (z^2 + 2z + 3)(z^2 - 1) \right) C_3 - (z + 1)^2 \left( C^2 + (z^2 + 1)^2 - 4z \right) = 0, \quad (2.55)$$

где  $C_3 = \frac{\omega_p Pr}{2\omega_v}$ . С учетом испарительного давления (2.52) будет иметь вид:

$$\tilde{\omega} = -\frac{C_2}{2} + \frac{C_3}{2}. \quad (2.56)$$

В этом случае приближенное решение уравнения (2.55) имеет вид:

$$\omega = -2\omega_v - \frac{\omega_T Pr}{4} + \frac{\omega_p Pr}{4} + i\omega_c. \text{ Неустойчивыми будут являться волны, отвечаю-}$$

щие следующему условию:  $\text{Re}(\omega) > 0$ ,  $\sigma_T < 0$ ,  $\omega_p > 0$  и  $(|\omega_T| + \omega_p) > \frac{8}{Pr} \omega_v$ . Вклад

испарительного давления становится определяющим для неустойчивости капил-

лярных волн при выполнении условия  $k_p \leq \frac{p'_v}{\sigma_T}$  [158]. Градиент невозмущенной

температуры в этих условиях принимает значение  $1,03 \cdot 10^7$  К/м. При значении

давления  $p'_v(T_V - T_L) = 2 \cdot 10^8$  Па –  $\lambda_{\min} = 2,24$  мкм. Результаты численного решения

(2.55) показывают, что  $-\lambda_{\min} = 2,14$  мкм, а максимум скорости роста приходится

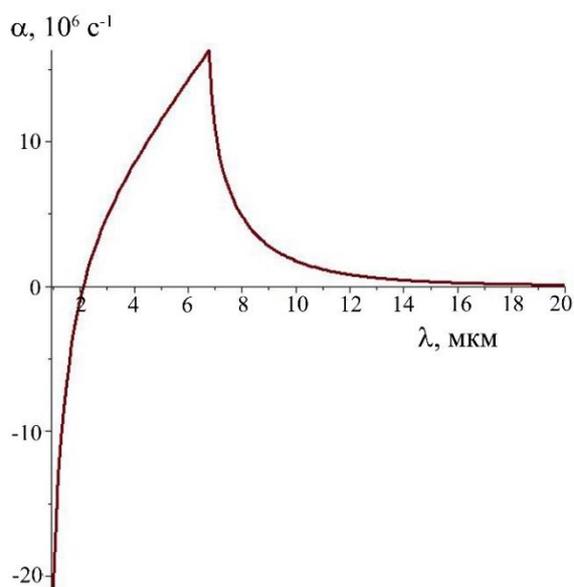
на длину волны 6,83 мкм (рисунок 2.7а). Если давление увеличить на два порядка,

то максимум скорости роста будет наблюдаться при длине волны 1,08 мкм, а  $\lambda_{\min}$

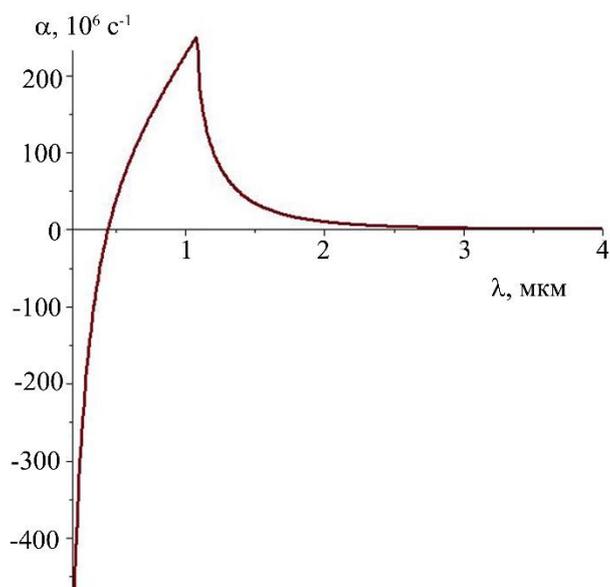
$= 0,45$  мкм (рисунок 2.7б). Вышеизложенные факты позволяют сформулировать

вывод о том, что применяемое низкочастотное приближение не дает адекватного

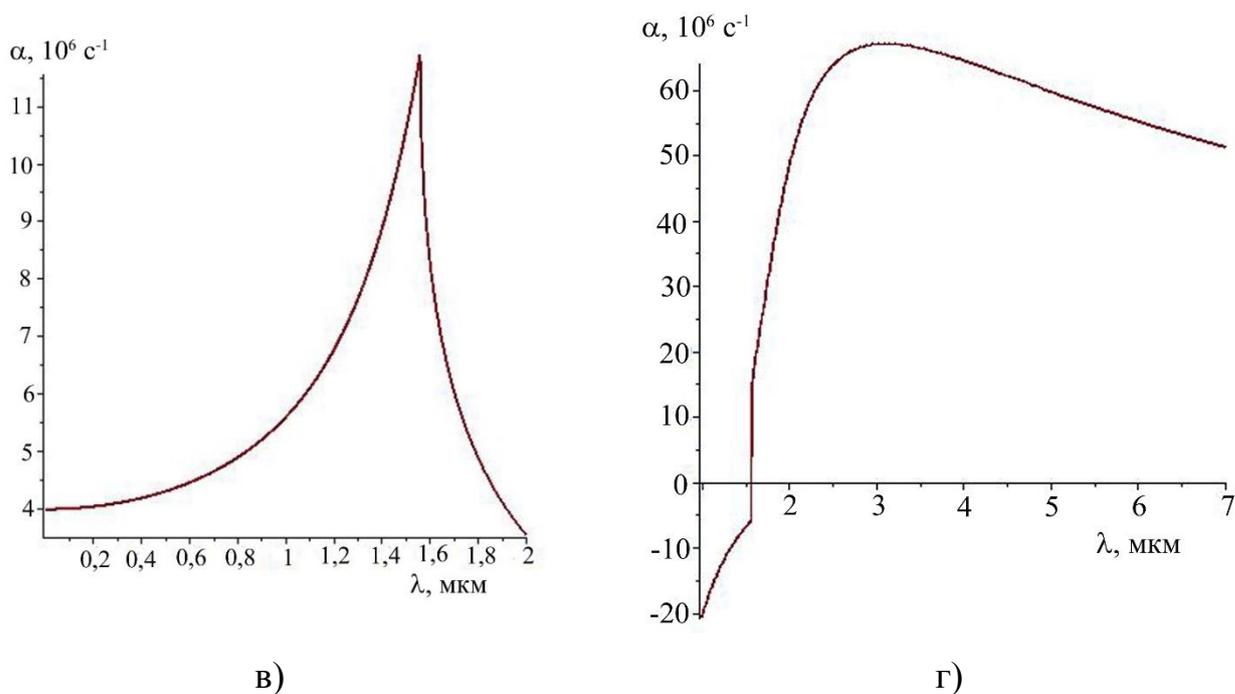
объяснения возникновению ячеек кристаллизации размерами менее 1 мкм при  $G_0 < 10^{11}$  К/м. Поэтому воспользуемся полным дисперсионным уравнением (2.54). Это уравнение с помощью подстановки  $\omega = \omega_v(z^2 - 1)$  и последующих преобразований приводится к алгебраическому уравнению 16-й степени, которое в силу его громоздкости выписывать не будем. В этом случае, неустойчивыми будут являться решения, которые удовлетворяют условиям  $\text{Re}(\omega) > 0$ ,  $\text{Re}(z_1) > 0$ ,  $\text{Re}(z_2) > 0$ . Результаты численного решения представлены на рисунке 2.7 в, г. Как и без учета эффектов испарения [130] уравнение (2.54) допускает два неустойчивых решения, что указывает на существование двух зависимостей скорости роста от длины волны. Первая зависимость (Рисунок 2.7 в) имеет максимум при значении  $\lambda = 1,56$  мкм, а вторая – при  $\lambda = 3,11$  мкм (Рисунок 2.7 г). При давлении  $2 \cdot 10^{10}$  Па происходит смещение максимума первой зависимости в нанодиапазон ( $\lambda_{\text{max}} = 27$  нм), а максимум второй зависимости находится в субмикродиапазоне ( $\lambda_{\text{max}} = 0,293$  нм).



а)



б)



а, б – решение уравнения (2.55); в, г – решение уравнения (2.54)

Рисунок 2.7 – Зависимости скорости роста от длины волны при градиенте температуры  $1,03 \cdot 10^7 \text{ K/m}$  и испарительном давлении  $2 \cdot 10^8 \text{ Па}$

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что комбинация термокапиллярной и испарительно-капиллярной неустойчивостей также не дает адекватного объяснения образованию структур ячеистой кристаллизации. В этой связи необходим учет влияния еще одного фактора на термокапиллярное течение материала при больших градиентах температур. Литературные данные [238-240] показывают, что при  $G_0 \sim 10^6 - 10^{12} \text{ K/m}$  значимыми становятся термоэлектрические эффекты, обусловленные возникновением электрического поля. Если возникает флуктуация температуры, то возникает и флуктуация электрического поля, а также флуктуация заряда, связанного с этим полем. Воздействие постоянного поля на этот заряд генерирует неустойчивость, если постоянный температурный градиент достаточно высок. Амплитуда движения определяется физическими параметрами конкретной рассматриваемой жидкости и действующим температурным градиентом. Оценки толщины расплавленного слоя, при котором термоэлек-

трическая конвекция является основным механизмом образования ячеистых структур, показали, что этот эффект является значимым при  $h \sim 10 - 100$  мкм. Данные работ [230 - 233] показывают, что толщина расплавленных слоев при обработке низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком составляет  $\sim 10$  до  $80$  мкм. Это позволяет сделать предположение о том, что термоэлектрические эффекты являются одним из основных механизмов формирования микро- и наноразмерных структурных элементов при электронно-пучковой обработке. Для учета этих эффектов в динамические граничные условия необходимо преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} \rho v \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \tau_{xz}^{el} &= \frac{\partial \sigma}{\partial x}, \\ -(p + p_e) + 2\rho v \frac{\partial w}{\partial z} + p'_v T &= \sigma_0 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (2.57)$$

где  $p_e$  – давление электрического поля на расплав,  $\tau_{xz}^{el}$  – касательная компонента тензора напряжений Максвелла. Электрические составляющие граничных условий (2.57) найдем, исходя из следующих соображений [241, 242]: на неподвижной горизонтальной поверхности жидкости напряженность термоэлектрического поля будет равна  $E_0 = \gamma G_0$ , где  $\gamma$  – термоэлектрический коэффициент. Соответственно электрический потенциал  $\varphi_0 = -E_0 z$ . Если возникает возмущение, то он принимает вид:  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ , где  $\varphi_1$  – малое возмущение потенциала, удовлетворяющее уравнению Лапласа  $\Delta \varphi_1 = 0$  с условием, что при  $z \rightarrow +\infty$ ,  $\varphi_1 \rightarrow 0$ . Это возмущение имеет вид нормальной моды с затухающей по оси  $z$  амплитудой  $\varphi_1 = C \exp(-kz) \exp(\omega t - ikx)$ . Принимая во внимание то, что электрический потенциал вдоль поверхности волны равен нулю, получаем, что  $-E_0 a + \varphi_1(z = a) = 0$  то есть  $\varphi_1(z = 0) = E_0 a$ , тогда давление электрического поля при значении  $E_z = E_0 + k\varphi_1$  будет иметь вид:  $p_e = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} (E_0^2 + 2kE_0^2 a + k^2 E_0^2 a^2)$ , где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная. Отбрасывая члены второго порядка малости, получим  $p_e = \varepsilon \varepsilon_0 k E_0^2 a$ . Касательную компоненту тензора

напряжений Максвелла при  $z = a$  определим как  $\tau_{xz}^{el} = \varepsilon\varepsilon_0 E_0 E_{1x}$ , где

$E_{1x} = -\frac{\partial\varphi_1}{\partial x} = -E_0 \frac{\partial a}{\partial x}$ . Тогда граничные условия (2.57) примут вид:

$$\begin{aligned} z = 0: \rho v \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= \sigma_T \frac{\partial T}{\partial x} + \varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 \frac{\partial a}{\partial x}; \\ -\left( p + \varepsilon\varepsilon_0 k E_0^2 a \right) + 2\rho v \frac{\partial w}{\partial z} + p'_v T &= \sigma_0 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (2.58)$$

С учетом (2.58) дисперсионное уравнение (2.54) примет вид:

$$\begin{aligned} R_T - R_E - R_V - R_\sigma &= 0, \\ R_\sigma &= \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) - \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k}, \\ R_T &= \omega_T \omega_v \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) \left( 2\omega\omega_v + \omega^2 + \omega_c^2 \right) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \left( \frac{2k_1}{k} \omega\omega_v + \omega_c^2 \right) \right), \\ R_E &= -\omega_E \omega_v \omega \left( \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \omega_v + \omega \right), \\ R_V &= \omega_p \omega_v \left( \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \right) \omega_E \omega_v \right. \\ &\quad \left. + 2\delta \omega \omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) + (2\omega_v + \omega) \omega \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \right), \end{aligned} \quad (2.59)$$

где  $\omega_c^2 = \frac{\sigma_0 k^3}{\rho} - \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2}{\rho} k^2$ ,  $\omega_E = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2}{\rho v}$ . С учетом того, что  $\text{Pr} \ll 1$  и

$\omega = \omega_v (z^2 - 1)$  (2.59) примет вид:

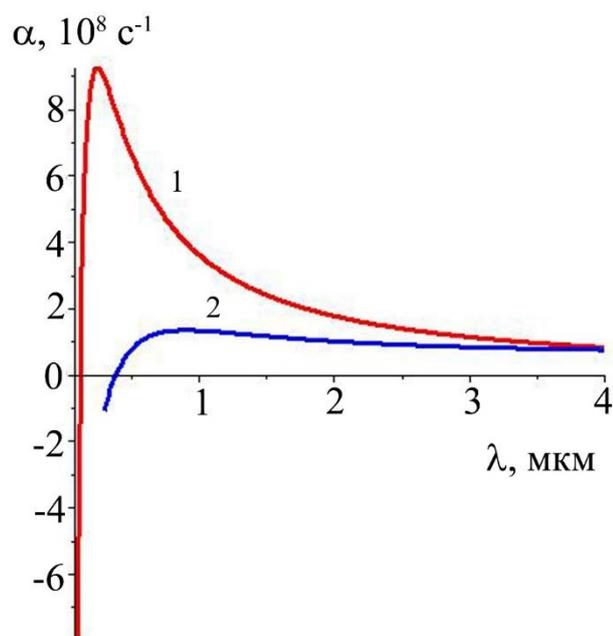
$$\begin{aligned} (C^2 + 2(z^2 - 1))C_2 + (2C_4 + (z^2 + 2z + 3)(z^2 - 1))C_3 - 2(z^2 + 1)C_4 - \\ - (z + 1)^2 (C^2 + (z^2 + 1)^2 - 4z) = 0, \end{aligned} \quad (2.60)$$

где  $C_4 = \omega_E / 2\omega_v$ . Термоэлектрический коэффициент при температуре выше

температуры Дебая оценим по следующей формуле  $\gamma = f \frac{k_B T_D}{e T}$  [243], где  $T_D$  –

температура Дебая,  $e$  – заряд носителя,  $f$  – постоянная, принимающая такие значения, при которых  $\gamma \sim 100$  мкВ/К. При учете термоэлектрических эффектов наблюдается несколько иная ситуация. Величина термоэлектрического поля при  $\gamma \sim 100$

мкВ/К достигает значения  $E_0 \sim 10^3$  В/м при таком значении поля термоэлектрический эффект практически не оказывает влияние на скорость роста возмущений поверхности раздела. Это объясняется тем, что расчет термоэлектрического коэффициента осуществлялся для твердого тела в состоянии близком к плавлению. В жидкой фазе существенную роль в переносе зарядов играет конвективное течение, которое усиливает термоэлектрический эффект. Поэтому значение  $\gamma$  должно принимать  $\sim 10^5 - 10^6$  мкВ/К. Соответственно напряженность электрического поля  $E_0 \sim 10^6 - 10^7$  В/м. При таких значениях напряженности поля (рисунок 2.8 кривая 1) в низкочастотном приближении (2.60) максимальное значение скорости роста будет наблюдаться в субмикродиапазоне ( $\lambda_{\max} = 0,25$  мкм). При испарительном давлении  $2 \cdot 10^8$  Па (рисунок 2.8 кривая 2) наблюдается смещение значений длины волны, при которой достигается максимум скорости роста возмущений поверхности раздела, в сторону микродиапазона ( $\lambda_{\max} = 0,9$  мкм).



1 – без учета испарения; 2 – при давлении  $2 \cdot 10^8$  Па

Рисунок 2.8 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела расплава силумина от длины волны при учете термоэлектрических эффектов

## 2.5 Выводы по главе

1. В рамках представлений о материале как о гетерогенной среде изучена неустойчивость пластического течения металлических материалов. Получено дис-

персионное уравнение для малых возмущений в рамках двухфазной фильтрационной модели локализации пластичности. Установлена критическая длина волны, при которой еще происходит неограниченное нарастание этих возмущений. Она определяет предельные размеры очагов локализации, на которые распадается равномерное пластическое течение материалов.

2. Методами линейного анализа устойчивости течения жидких материалов изучена начальная стадия комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора на примере системы «титан-иттрий» в случае, когда обе среды являются вязкими. Установлен диапазон значений ускорения второго слоя  $g > 10^9$  м/с, при котором максимум скорости роста возмущений приходится на микрометровый диапазон длин волн. Показано, что применение «перколяционных» и «непроницаемых» граничных условий приводит к одним и тем же значениям длины волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений поверхности раздела, при одинаковых вязкостях слоев.

3. Исследован механизм образования структур ячеистой кристаллизации микро и наноразмерного диапазона на основе представлений о развитии комбинированной термо-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости расплава металла при обработке низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками. Определены условия (напряженность термоэлектрического поля  $10^6 - 10^7$  В/м и давление паров  $2 \cdot 10^8$  Па), при которых данная неустойчивость наступает в субмикро и нанодиапазонах.

### **3 ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

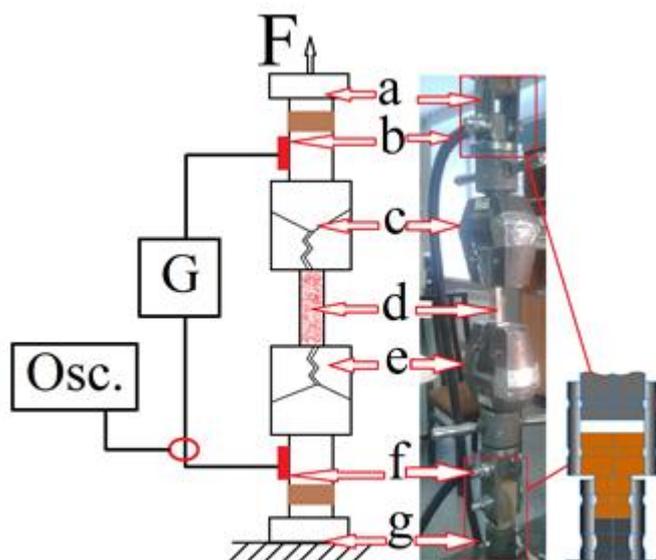
#### **3.1 Влияние электрического тока на процесс локализации пластического течения при активном деформировании по схеме растяжения**

Настоящая глава посвящена исследованию влияния импульсного электрического тока на локализацию пластической деформации малоуглеродистой стали 08пс. Результаты, полученные в данной главе опубликованы в работах [244, 245].

##### **3.1.1 Материал и методика исследования**

В качестве материала исследования использовали конструкционную сталь 08пс. Испытания на растяжение были выполнены на плоских образцах в форме двойной лопатки с размерами рабочей части  $50 \times 10 \times 2$  мм, которые вырезались из полос после горячей прокатки. Как и в работах [246, 247] образцы растягивались на универсальной испытательной машине «Instron» при температуре  $25^{\circ}\text{C}$  с постоянной скоростью перемещения подвижного захвата  $0,2$  мм/мин ( $\approx 3,3 \cdot 10^{-6}$  м/с). Для исследований макроскопической локализации пластического течения использовалась техника двухэкспозиционной спекл-фотографии [246], которая сочетает в себе возможности наблюдения всего деформируемого образца в целом (характерный размер поля зрения примерно  $100 \times 100$  мм) с разрешающей способностью приблизительно  $1$  мкм. Схема эксперимента показана на рисунке 3.1.

Импульсный электрический ток подавался с помощью генератора однополярных токовых импульсов [248]. Электрический контакт с образцом обеспечивался благодаря самозажимному захвату машины. Для ее защиты от воздействия токовых импульсов были разработаны специальные диэлектрические переходные втулки. Из полученных осциллограмм определено, что амплитуда тока составляет  $3500$  А, длительность основного импульса составляет  $100$  мкс, период пропуска  $100$  мс. Импульсы электрического тока подавались в течение  $30$  с после достижения площадки текучести.



a – подвижный элемент создающий нагрузку, b – электрический контакт генератора, c – подвижный самозатяжной захват, d – наблюдаемая часть образца, e – неподвижный захват, f – второй контакт генератора, g – неподвижное основание машины, G – генератор токовых импульсов, Osc. – осциллограф

Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки

Исследование кинетики развития неоднородной пластической деформации проводилось с помощью измерительных комплексов ALMEC с фотографической и ALMEC-tv цифровой регистрацией изображения [247], позволяющих восстанавливать поле векторов смещения. Из зависимостей координат очагов локализации  $X$  от времени  $t$ , определялись пространственный  $\lambda$  и временной  $T$  периоды соответствующих процессов, а затем вычислялась скорость движения очагов локализованной пластичности. Изменение характеристик тепловых процессов, происходящих в образце, изучено с помощью метода инфракрасной термографии [249].

Регистрация спектрограмм, термограмм и осциллограмм осуществлялась на стадии площадки текучести.

### 3.1.2 Результаты спекл-интерферометрических, термографических исследований и их обсуждение

На рисунке 3.2 приведена характерная кривая деформационного нагружения в координатах «напряжение–деформация» при воздействии электрического тока. Видно, что приложение электрического тока приводит к осцилляции деформирующего усилия, связанной со скачками пластической деформации, что согласуется с общепринятыми представлениями об электропластической деформации [39, 40].

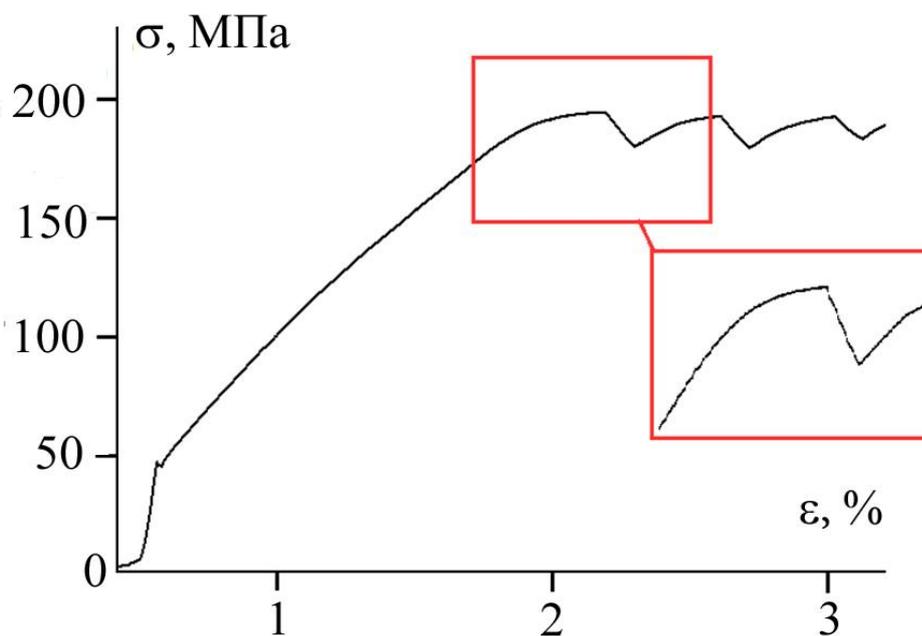
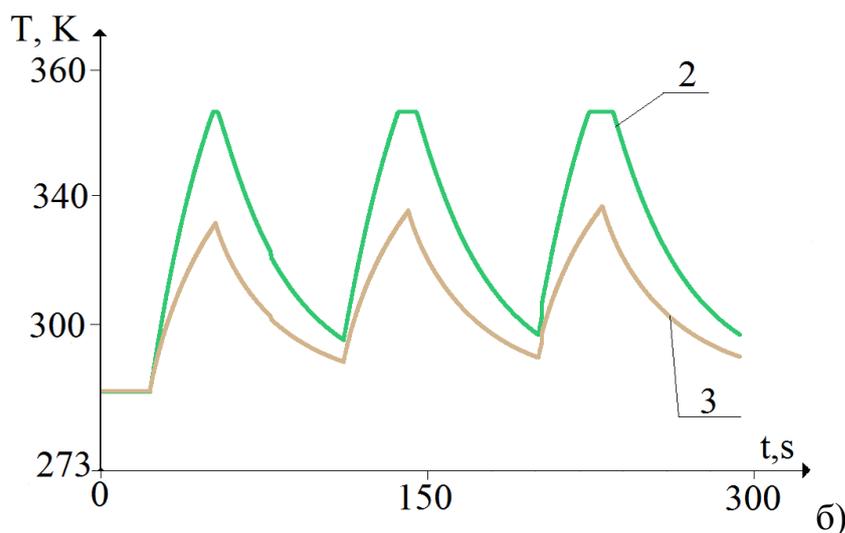
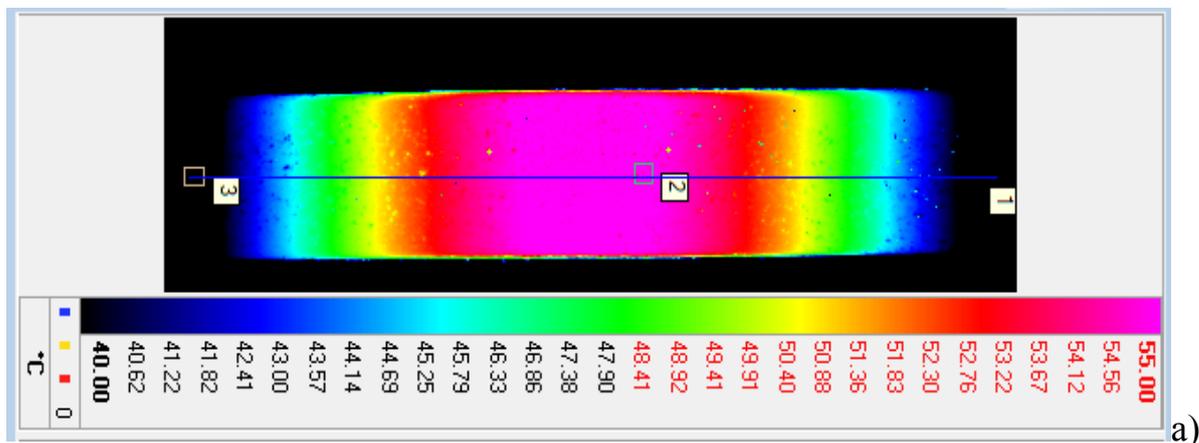


Рисунок 3.2 – Диаграмма «напряжение – деформация» стали 08пс при воздействии электрического тока

Одним из факторов, отвечающих за наблюдаемое снижение деформирующего усилия при воздействии тока, является изменение температуры материала вследствие эффекта Джоуля – Ленца. Термографические исследования (рисунок 3.3 а) показали наличие градиента температуры, направленного от центра образца к зажимам [244]. Эволюция температурных полей во времени в областях 2 и 3 (рисунок 3.3 а) представлена на рисунке 3.3б. Из данного рисунка следует, что в областях 2 и 3 зависимость температуры имеет скачкообразный вид. Наибольшее значение температуры в области 2 составляет 351 К, а в области 3 – 330 К. Последующие обработки током приводят к незначительному повышению температуры.

Такое поведение температуры может быть объяснено тем, что тепло не успевает рассеиваться при частоте следования импульсов 10 Гц. При достижении температурой максимального значения наблюдается снижение деформирующего усилия на 7% при первой обработке токовыми импульсами, и на 4 % при последующих обработках.



а – Распределение температуры в образце б – величина средней температуры в секторах 2 и 3. Цифрой 1 на (а) обозначена ось образца

Рисунок 3.3

Изменение температуры вследствие нагрева по Джоулю и Ленцу может быть вычислено по формуле, предложенной в [250]:

$$\Delta T = \frac{t_1 f}{cm} R \int_0^{\tau} i(t)^2 dt, \quad (3.1)$$

где

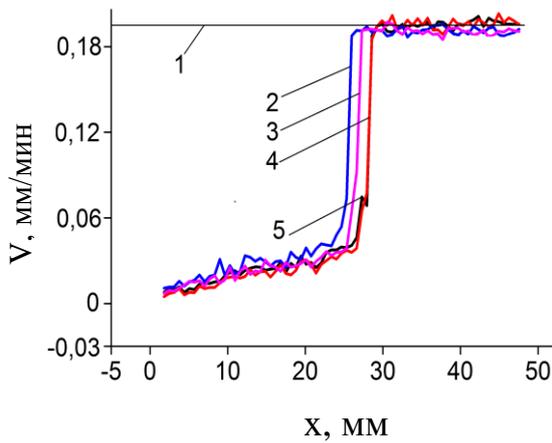
$$i(t) = \begin{cases} I_m \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right), & 0,1n < t < 10^{-4} + 0,1n \\ 0, & 10^{-4} + 0,1n < t < 0,1(n+1) \end{cases}, \quad (3.2)$$

$$R = \frac{\rho l}{S}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad \rho - \text{удельное электрическое сопротивление, } l - \text{длина}$$

рабочей части образца,  $S$  – площадь поперечного сечения,  $t$  – время,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\gamma$  – плотность вещества,  $T$  – период импульса,  $f$  – частота следования импульсов,  $m$  – масса образца. Оценки  $\Delta T$  показали, что для стали ( $\rho = 1,78 \cdot 10^{-7}$  Ом·м;  $c = 482$  Дж/кг·К;  $\gamma = 7843$  кг/м<sup>3</sup>) оно составило 21 К за время одного импульса, что не противоречит данным эксперимента  $\Delta T_{\text{exp}} = 30$  К. Расчет по формуле  $\frac{c\gamma\Delta T_{\text{exp}}}{N}$  (где  $N$  – число атомов в образце,  $\Delta T_{\text{exp}}$  – изменение температуры, полученное из анализа термограмм) показал, что энергия, которая приходится на один атом, составляет  $\approx 10^{-3}$  эВ, что соответствует оценкам сделанным в [79]. С другой стороны, упругая энергия на один атом составляет  $10^{-6}$  эВ [79], что позволяет сделать вывод о том, что структурные преобразования в деформируемой системе является более быстрым каналом превращения электрической энергии по сравнению с теплопроводностью [79].

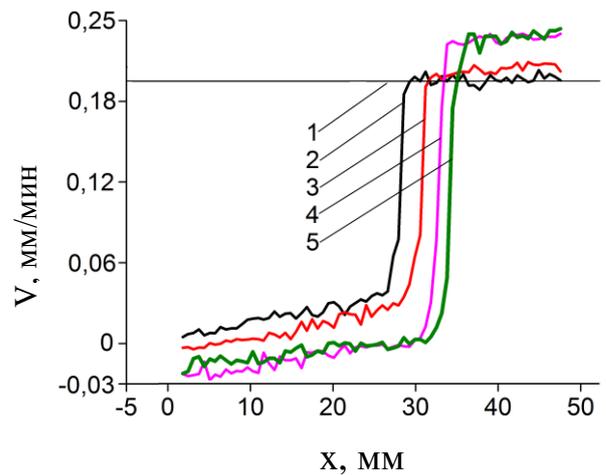
Одним из проявлений структурной перестройки деформируемой системы являются волны локализованного пластического течения, которые проявляются в виде неоднородности распределения смещений по образцу. Скорость очагов локализации, определенная из хронограмм съемки спеклов, без воздействия тока лежит в пределах от 0,0925 до 0,1044 мм/с и от 0,1369 до 0,1722 мм/с при воздействии тока. Таким образом, импульсный электрический ток увеличивает скорость волн пластичности на 65%.

Анализ картин распределения скоростей продольных смещений от координаты (рисунок 3.4) показал, что они имеют вид профиля «ударного перехода» [215, 244]. При  $x=0$  скорость движения материала равна нулю (неподвижный захват), а на правом конце кривой скорость материала равно скорости растяжения, задаваемой испытательной машиной.



а)

- 1 – Постоянная скорость захвата  
0,2 мм/мин
- 2 – распределение скорости спеклов  
в момент времени 380 с
- 3 – распределение скорости спеклов в  
момент времени 390 с
- 4 – распределение скорости спеклов  
в момент времени 400 с
- 5 – распределение скорости спеклов в  
момент времени 402 с



б)

- 1 – Постоянная скорость захвата  
0,2 мм/мин
- 2 – распределение скорости спеклов  
в момент времени 402 с
- 3 – распределение скорости спеклов  
в момент времени 425 с
- 4 – распределение скорости спеклов  
в момент времени 440 с
- 5 – распределение скорости спеклов в  
момент времени 450 с

а – без тока, б)– с током

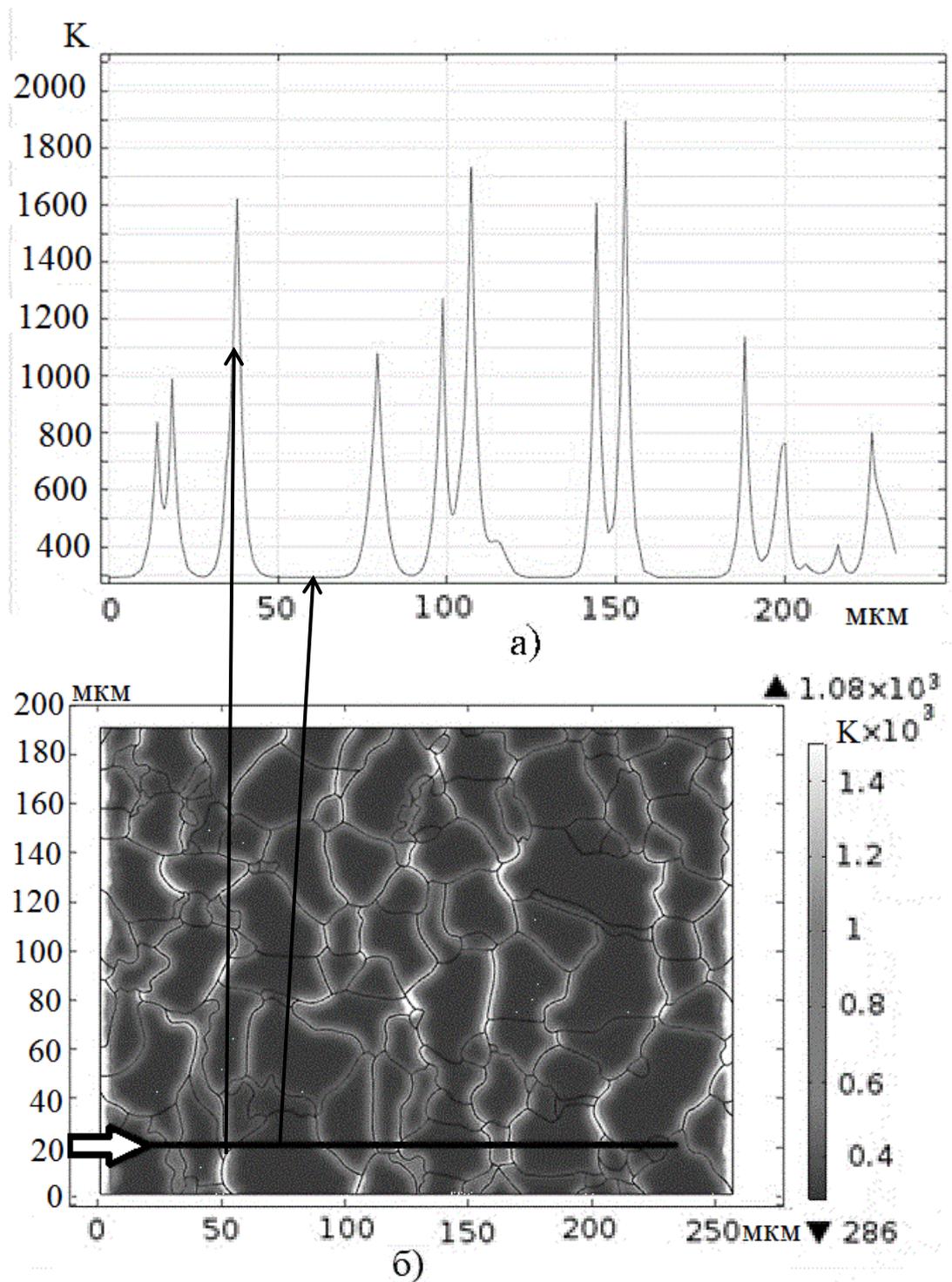
Рисунок 3.4 – Зависимости продольной скорости смещения от продольной координаты в различные моменты времени

При отсутствии тока (рисунок 3.4 а) значение скорости растяжения для всех моментов времени остается одинаковым. Пропускание тока приводит к тому, что скорости деформации становятся различными – происходит расщепление (рисунок 3.4 б). Если изменение скорости движения медленной волны при пропускании тока ранее было обнаружено в [40], и подтверждается в настоящей работе, то расщепление скорости смещений на подвижном захвате выявлено впервые. Можно предположить, что расщепление скорости смещений связано с расщеплением энергетических уровней деформируемой системы вследствие квадратичного эффекта Штарка [79]. Это расщепление, как уже говорилось в главе 1, приводит к

понижению потенциальной энергии образца и к изменению картины пересечения энергетических уровней при деформации. Для установления связи между расщеплением энергетических уровней и наблюдаемыми изменениями скоростей смещений полезными могут быть дополнительные теоретические исследования изменения электронной и решеточной подсистем материала.

Одной из возможных причин увеличения скорости очагов локализации является то, что из-за различия удельных сопротивлений тела и границы зерна их температуры различны [54, 245]. Это в свою очередь способствует облегчению проскальзывания зерен. Результаты расчетов температуры методом конечных элементов представлены на рисунке 3.5. Из рисунка 3.5а следует, что температура границ зерен в 1,5-2 раза превышает температуру тела зерна, при условии идентичности их качественных параметров, исключая проводимость (удельное сопротивление). На рисунке 3.5б показано, что особо выделяются границы зёрен поперечно расположенные относительно направления протекания электрического тока. Их температура выше, чем у тела зерна и границ зерен, распложенных в направлении параллельном направлению плотности тока. Очевидно и следующее заключение, что проводники с более крупнозернистой структурой имеют лучшую проводимость.

Таким образом, представленные экспериментальные результаты показывают, что воздействие электрических полей и токов на пластическую деформацию материалов имеет сложный и многофакторный характер. Для создания математической модели пластической деформации в условиях внешних электрических воздействий необходимо учитывать коллективные изменения структуры на различных масштабных уровнях. Данные изменения описываются в рамках двух подходов. В первом подходе [251, 252], в качестве переменных вводятся скалярные плотности дефектов. Функции источников определяются типом дефектов и характером взаимодействий между ними. Постановка задачи с использованием этого подхода требует введения большого числа переменных, что затрудняет ее решение. Второй подход предполагает введение параметров порядка [253, 254], физический смысл которых определяется типом решаемой задачи.



а – зависимость температуры от координаты вдоль линии, указанной на рисунке

3.5б, б – двумерное распределение температуры

Рисунок 3.5 – Зависимости температуры от координаты в момент времени

400 мкс.

При описании пластической деформации, как с помощью первого, так и с помощью второго подхода, применяют систему уравнений «реакция-диффузия». Модели, разработанные на основании первого подхода, применялись для объяс-

нения таких явлений как локализация пластической деформации в виде системы линий или полос скольжения [251, 252], С помощью второй модели был решен аналогичный спектр задач [253, 254], кроме того дано теоретическое обоснование дисперсионному соотношению для автоволн пластичности [223]. В большинстве случаев, когда решение задачи аналитическим методом найти не удастся, прибегают к численным методам. Но для расчета необходимо знать константы, входящие в функции источников и значения коэффициентов диффузии. Для их нахождения обычно прибегают к экспериментальным данным либо к теории, учитывающей конкретный механизм взаимодействия дефектов. Так в [255] учитывается термически активируемый механизм преодоления подвижной дислокацией стопоров. Несмотря на различия, общим для обоих подходов является то, что деформируемый материал является открытой системой, которая разбита на две компоненты: подвижную и неподвижную. Взаимодействие этих подсистем приводит к образованию автоволн [256] и диссипативных структур. Исходя из вышеизложенного, при разработке математической модели необходимо рассматривать материал как двухфазную гетерогенную среду.

### **3.2 Модель воздействия импульсного электрического тока на локализацию пластической деформации**

Для создания модели влияния электрического тока на локализацию пластического течения материалов воспользуемся, описанным в главе 2 подходом, согласно которому, материал рассматривается как двухфазная гетерогенная среда. Первая фаза является возбужденной. Она отвечает за структурную перестройку деформируемой системы, вторая фаза является невозбужденной, не связанной со структурно-фазовыми превращениями. Предполагается, что фазы взаимодействуют по схеме Рахматулина-Нигматулина [257]. Как уже было установлено выше (см. пункт 2.2 и работы [215, 218, 219]), предельная скорость очагов локализации зависит от объемной доли возбужденной фазы на его границах. Тогда ее увеличение при воздействии может быть объяснено перераспределением объемной доли возбужденной фазы на границах очага локализации. Для определения объ-

емной доли на концах «ударного перехода» (рисунок 3.4) перепишем первое уравнение системы (2.10) в следующем виде [218]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u_2 \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{P}{\alpha} \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial x} \left( B \alpha P \frac{\partial P}{\partial x} \right), \quad (3.3)$$

где  $B = \alpha / \varphi = const$ . Поиск решения в форме бегущей волны приводит к следующему:

$$P'(u_2 - u_0) = -\frac{P}{\alpha} u_2' + \frac{1}{\alpha} (B \alpha P P')'. \quad (3.4)$$

Подставляя в (3.4) в (2.8) и (2.9), получим:

$$P'(P - a) + P P' \frac{P - a}{P - b} - \frac{b - a}{C_1} B \left( \frac{(b - a) P P'^2}{(P - a)(P - b)} + (P P')' \right), \quad (3.5)$$

где  $a = C_2 - C_1 \rho_s u_0$ ,  $b = C_2 - C_1 \rho_s u_0 - C_1^2 \rho_s$ . Уравнение (3.5) приводится к линейному уравнению первого порядка с помощью замены  $z = P P'$ :

$$\frac{dz}{dP} = \frac{1}{D} (P - a) \left( 1 + \frac{P}{P - b} \right) - \frac{(b - a) z}{(P - a)(P - b)}. \quad (3.6)$$

Решение уравнения (3.6) имеет вид:

$$z(P) = D \frac{P - a}{P - b} (P^2 - bP + C_3). \quad (3.7)$$

Применение к (3.7) формулы  $z = P P'$  приводит его к виду:

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{D}{P} \frac{P - \alpha}{P - \beta} ((P - P_1)(P - P_2)), \quad (3.8)$$

где  $D = \frac{C_1}{(b - a)B}$ ,  $P_1$  и  $P_2$  соответствуют значениям давления на бесконечно-

сти, где производная от давления по координате равна нулю. Используя граничные условия (2.16), найдем значения постоянных, входящих в (3.8) и (2.12):

$$\begin{aligned} (u_1^* - u_0)(1 - \alpha_1) &= C_1; & (u_2^* - u_0)(1 - \alpha_2) &= C_1; \\ P_1 &= -C_1 \rho_s u_1^* + C_2; & P_2 &= -C_1 \rho_s u_2^* + C_2; \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$D \frac{P_1 - a}{P_1 - b} (P_1^2 - bP_1 + C_3) = 0;$$

$$D \frac{P_2 - a}{P_2 - b} (P_2^2 - bP_2 + C_3) = 0.$$

Решение системы (3.9) имеет вид:

$$C_1 = \frac{(u_1^* - u_2^*)(1 - \alpha_2)(1 - \alpha_1)}{\alpha_1 - \alpha_2},$$

$$C_2 = \left( \left( -\alpha_2 + \frac{u_1^*}{(u_1^* - u_2^*)} \right) \alpha_1 - \frac{u_2^* \alpha_2}{(u_1^* - u_2^*)} \right) P_0,$$

$$C_3 = (1 - \alpha_1)(1 - \alpha_2) \alpha_1 \alpha_2 P_0^2, \quad (3.10)$$

$$P_1 = (1 - \alpha_1) \alpha_2 P_0, \quad P_2 = (1 - \alpha_2) \alpha_1 P_0,$$

$$a = P_0(1 - \alpha_1 \alpha_2), \quad b = P_0(\alpha_1 + \alpha_2 - 2\alpha_1 \alpha_2),$$

$$u_0 = \frac{(-1 + \alpha_1)u_1^* + (1 - \alpha_2)u_2^*}{\alpha_1 - \alpha_2},$$

где  $P_0 = \frac{(1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\rho_s (u_1^* - u_2^*)^2}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2}$ , Используя подстановку

$$P = P_0 \left( \left( -\alpha_2 - \frac{u - u_1^*}{u_1^* - u_2^*} \right) \alpha_1 + \frac{(u - u_2^*) \alpha_2}{u_1^* - u_2^*} \right) \text{ и предполагая, что } u_1^* = 0 \text{ получим:}$$

$$\frac{d\tilde{u}}{d\eta} = \frac{-1 + \alpha_2}{\tilde{u} - 1} - \frac{-1 + \alpha_1}{\tilde{u}} + \frac{\alpha}{(\tilde{u} + \beta)}, \quad (3.11)$$

где  $\beta = \frac{-1 + \alpha_2}{\alpha_1 - \alpha_2}$ ,  $\alpha = \frac{(\alpha_1 \alpha_2 - 1)(\alpha_1 - \alpha_2)}{\alpha_1 \alpha_2}$ ,  $\eta = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^3}{\alpha_1 \alpha_2} B\xi$ ,  $\tilde{u} = \frac{u}{u_2^*}$ . Решение

уравнения (3.11) имеет вид:

$$(1 - \alpha_1) \ln \tilde{u} + (-1 + \alpha_2) \ln(1 - \tilde{u}) + \alpha \ln(\tilde{u} + \beta) = \eta + C. \quad (3.12)$$

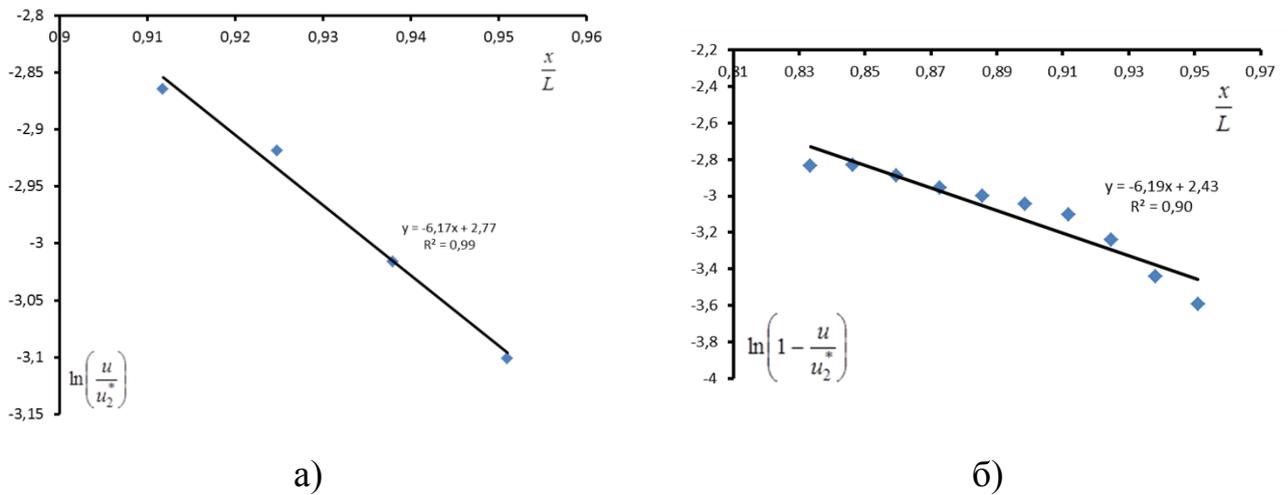
Анализ данной зависимости показывает, что существуют два частных случая. В первом случае, при  $\tilde{u} \geq 0$  уравнение (3.12) принимает вид:

$$(1 - \alpha_1) \ln \tilde{u} + \alpha \ln \beta = \eta + C, \quad (3.13)$$

во втором случае, при  $\tilde{u} \approx 1$  (3.12) примет вид:

$$(-1 + \alpha_2) \ln(1 - \tilde{u}) + \alpha \ln(\beta + 1) = \eta + C. \quad (3.14)$$

Для того чтобы определить объемные доли  $\alpha$  на границах «ударного перехода» необходимо перестроить графики на рисунке 3.4 в координатах  $(x/L) - \ln(u/u_2^*)$  и  $(x/L) - \ln(1 - (u/u_2^*))$ , где  $L$  – длина рабочей части образца. Затем по значениям коэффициентов, стоящих при  $\ln(u/u_2^*)$ ,  $\ln(1 - (u/u_2^*))$  найти  $\alpha$ . Аппроксимация данных методом наименьших квадратов показала, что в отсутствие тока значения  $\alpha_1 = 0,925$ ,  $\alpha_2 = 0,838$  (рисунок 3.6а). При пропускании импульсного электрического тока значение объемной доли  $\alpha_1 = 0,901$ ;  $\alpha_2 = 0,839$  (рисунок 3.6б). Соответственно значение скорости ударного перехода при наличии тока  $u_0 = 0,517$  мм/мин, а в его отсутствие  $u_0 = 0,373$  мм/мин, что совпадает с экспериментальными результатами и говорит об адекватности предложенной математической модели.



а – левая граница очага локализации; б – правая граница очага локализации

Рисунок 3.6. – К определению объемных долей первой фазы на границе очага локализации

### 3.3 Выводы по главе

1. Исследовано воздействие электрического тока на локализацию пластического течения материала при деформации с постоянной скоростью. Установлено, что импульсный электрический ток приводит к увеличению скорости распространения автоволны пластичности на 65 %. Расчеты температурных полей показали, что такое увеличение скорости очагов локализации обусловлено неоднородным нагревом границ зерен и тела зерна.
2. Выявлено, что импульсный ток приводит к расщеплению профиля скоростей вблизи подвижного захвата. Сделано предположение о связи этого явления с эффектом расщепления энергетических уровней деформируемой системы в электрическом поле.
3. С использованием одномерной фильтрационной модели пластичности, оценено значение предельной скорости очагов локализации. Установлено, что скорость очагов локализации при воздействии электрического тока увеличивается в 1,38 раза. Это обусловлено перераспределением объемной доли возбужденной фазы на границе очага локализации.

## **4 МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ**

В настоящей главе изучены механизмы формирования волнообразного рельефа границы раздела «покрытие/подложка» и образования микро и наноструктур в металлических материалах, подвергнутых комбинированной обработке, включающей воздействие плазмой электрического взрыва проводников и последующую обработку низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками. Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в [258 – 268].

### **4.1 Механизмы и модели формирования микро- и наноструктур в материалах при воздействии гетерогенных плазменных потоков, созданных электрическим взрывом проводников**

Для защиты поверхности изделий от износа в настоящее время все большее применение находят композиционные покрытия, которые обладают высокой твердостью и износостойкостью [269]. На сегодняшний день разработано много методов нанесения покрытий на поверхность изделий ответственного назначения, из которых следует отметить такие, как электродуговая и электрошлаковая наплавка [270], гетерогенные плазменные потоки, созданные электрическим взрывом проводников [271], методы химического и физического осаждения из газовой фазы [272, 273], золь-гель метод [274]. Преимуществом нанесения покрытий с помощью гетерогенных плазменных потоков, полученных путем электрического взрыва проводников, является то, что данный метод позволяет получить покрытия, обладающие большим сопротивлением процессу изнашивания за относительно короткое время (~100 мкс). При нанесении покрытий нельзя игнорировать факт их отслоения от подложки в процессе эксплуатации. Одной из причин отслоения покрытий является возникновение при контактной нагрузке на границе покрытия и подложки механических напряжений вследствие несоответствия их модулей упругости [275]. Как уже говорилось выше (см. параграф 2.4 и работы

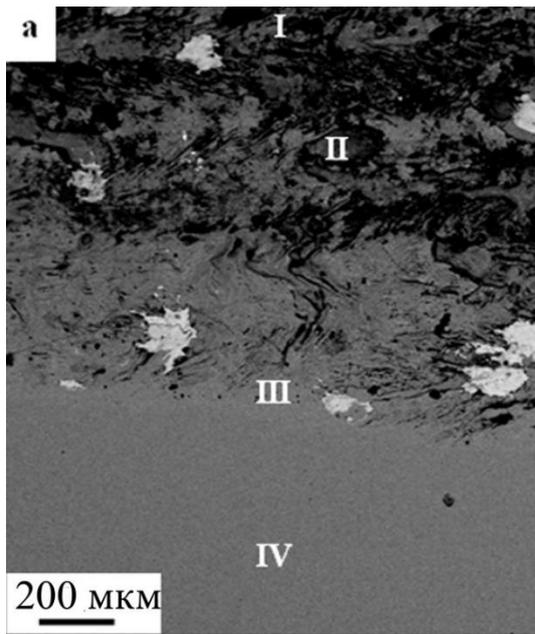
[227, 228, 276]), немаловажную роль играет геометрия поверхности раздела, которая приводит к перераспределению концентраторов напряжений, что позволяет сохранять функциональные свойства покрытия без формирования протяженных полос локализованной пластичности в матрице. Для обеспечения развитого рельефа поверхности раздела покрытие/подложка необходима информация о режимах обработки гетерогенными плазменными потоками, при которых получается данный рельеф. В этой связи особую актуальность приобретают исследования, посвященные поиску механизмов формирования рельефа поверхности при данном виде воздействия. В экспериментальных работах [277 – 279] показано, что этот рельеф имеет волнообразный характер, имеющий сходство с картиной, наблюдающейся при изучении неустойчивости Рэлея-Тейлора. Ее суть заключается в том, что если более плотная среда движется с ускорением, направленным по нормали к поверхности менее плотной среды, то граница раздела этих сред будет неустойчивой. Это позволило авторам [149] применить гидродинамический подход, согласно которому покрытие, движущееся с ускорением, и подложка моделировались вязкими несжимаемыми жидкостями. В результате было получено и проанализировано дисперсионное уравнение для малых гармонических возмущений поверхности раздела [280]. Анализ этого уравнения показал, что длина волны, на которую приходится максимум инкремента, составляет  $\sim 10$  мкм, для систем Mo-Cu, Cu-Mo [279] и  $\sim 1$  мкм для систем Ti-Zr и Ti-Nb [280]. В последнем случае наблюдается расхождение с результатами эксперимента, которое авторы [280] объясняют тем, что применяемое вязко-потенциальное приближение и предположение о бесконечно большой толщине слоев дают только один максимум зависимости инкремента от длины волны, тогда как в условиях эксперимента может наблюдаться второй максимум, который будет приходиться на длинные волны. Другая точка зрения заключается в том, что волнообразный рельеф поверхности границы раздела – это результат возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца двух вязких жидкостей [281]. На основе представлений [282, 283] о взаимном проникновении жидкостей в [281] найдено дисперсионное уравнение, анализ которого показал, что критическая длина волны составляет  $\sim 10$  мкм, что

согласуется с экспериментальными значениями. На основании изложенного можно предположить, что процесс формирования волнообразного рельефа границы раздела покрытия и подложки – это результат взаимодействия неустойчивостей Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца.

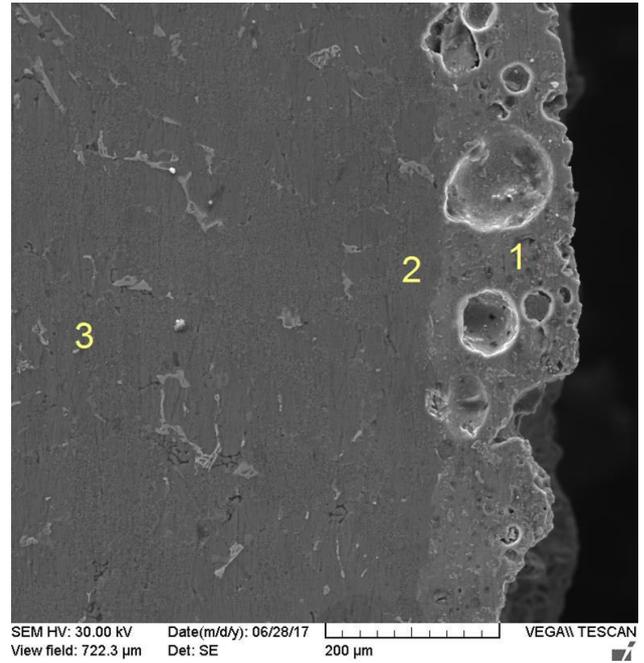
Таким образом, целью настоящего параграфа является установление механизмов и создание моделей формирования волнообразного рельефа поверхности раздела «покрытие/подложка» на основе представлений о взаимодействии неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора путем решения уравнений Навье-Стокса методами конечных элементов. В качестве модельных материалов были выбраны титановый сплав, легированный иттрием и алюмо-кремниевый сплав легированный оксидом иттрия.

#### **4.1.1 Постановка задачи**

На рисунке 4.1 показано электронно-микроскопическое изображение поверхностных слоев титановых и алюминиевых сплавов, обработанных электрическим взрывом порошка иттрия. Из данного рисунка следует, что в системе Ti-Y выявляется три слоя, отличающихся морфологией и размерами структурных элементов (Рисунок 4.1а). Наиболее грубой структурой характеризуется поверхностный слой (обозначен I на Рисунке 4.1а); слой, примыкающий к слою термического преобразования подложки (обозначен III на Рисунке 4.1а), является наиболее дисперсным. Форма поверхности раздела слоев II и III имеет развитый волнообразный характер, который обусловлен, по-видимому, комбинированной неустойчивостью Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца. Эта неустойчивость помимо изменения рельефа поверхности приводит к неоднородному распределению легирующих элементов. Данные микрорентгеноспектрального анализа [284] показывают, что наиболее неоднородно распределен иттрий, концентрация которого от области к области изменяется от 36 вес. % до 2.4 вес. %. Для системы Al-Si-Y граница слоев 1 и 2 (рисунок 4.1б) также имеет волнообразный характер, причем иттрий также распределен неоднородно [285]. В слое 1 концентрация иттрия составляет 2,50 вес. %, а в слоях 2 и 3 – 0,14 и 0,39 вес. % соответственно.



а) Ti-Y



б) Al-Si-Y

Рисунок 4.1 – Электронно-микроскопические изображения поверхностных слоев, обработанных гетерогенным плазменным потоком [284, 285]

Как уже говорилось выше, изучение комбинированной неустойчивости будем проводить с помощью метода конечных элементов. Будем рассматривать устойчивость плоского стационарного течения двухслойной несжимаемой жидкости в поле массовых сил. Выберем направление оси  $x$  вдоль границы раздела между слоями, а ось  $y$  - перпендикулярно  $x$  и направлена в сторону второго слоя (рисунок 4.2). Первый слой  $(-l < x < l, -h_1 < y < \eta(x, t))$  занимает жидкость с вязкостью  $\nu_1$  и плотностью  $\rho_1$ . Второй слой  $(-l < x < l, \eta(x, t) < y < h_2)$  является жидкостью с вязкостью  $\nu_2$  и плотностью  $\rho_2$ , которая движется с постоянной скоростью  $U_0$ , направленной вдоль оси  $x$  и с ускорением  $a$ , которое направлено вдоль оси  $y$ .

Для слоев 1 и 2 запишем уравнения Навье-Стокса:

$$\rho_n \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_n (\vec{u}_n \cdot \nabla) \vec{u}_n = -\nabla p + \mu_n \Delta \vec{u}_n + \rho_n \vec{a}_n, \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{u}_n = 0,$$

где  $\vec{u}$  – вектор скорости,  $p$  – давление,  $\vec{a}$  – ускорение,  $\rho$  – плотность,  $\mu$  – динамическая вязкость,  $n = 1, 2$  – номера слоев.

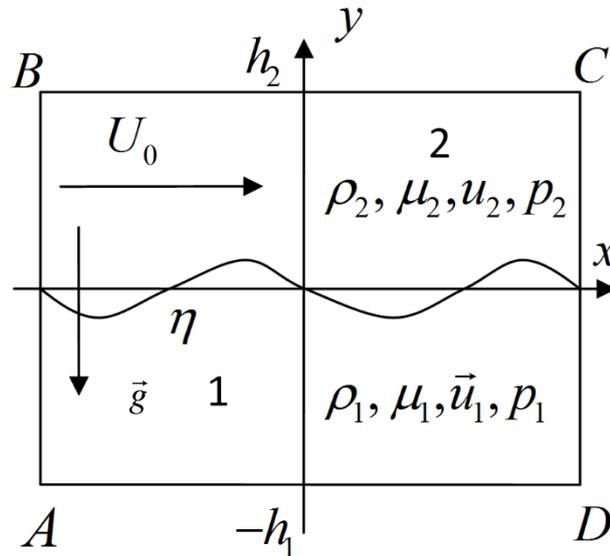


Рисунок 4.2 – Схема расчетной области

Эволюцию поверхности раздела будем изучать с помощью метода фазового поля [286, 287]. Метод заключается в расчете скалярной функции  $\varphi$  на всей расчетной области. Динамика двухфазного течения описывается уравнениями Кана - Хилларда:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \varphi &= \nabla \cdot \chi w \nabla \psi, \\ \psi &= -\nabla \cdot \varepsilon^2 \nabla \varphi + (\varphi^2 - 1)\varphi, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где  $\chi$  – параметр подвижности,  $w$  – плотность энергии смеси,  $\varepsilon$  – параметр, определяющий толщину переходного слоя и равный половине размера ячейки сетки. Параметр подвижности задавался равным  $\chi = 1 \text{ м} \cdot \text{с} \cdot \text{кг}^{-1}$ . Плотность энергии смеси и толщина переходного слоя связаны с коэффициентом поверхностного натяжения соотношением:

$$w = \frac{3\varepsilon\sigma}{\sqrt{8}}. \quad (4.3)$$

Начальные условия зададим следующим образом. Для верхнего слоя расплава (рисунок 4.2), как уже отмечалось выше, горизонтальная компонента скорости равна  $U_0$ , а вертикальная компонента представляется в виде периодического возмущения по оси  $y$  с амплитудой  $V_0$ :

$$v_2 = V_0 \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right). \quad (4.4)$$

Граничные условия представлены в таблице 4.1. В расчетных экспериментах амплитуда возмущения скорости предполагалась равной 1 м/с. Характеристики материалов и параметры внешнего воздействия приведены в таблице 4.2. Значение длины волны возмущения  $\lambda$  будем считать равным длине волны, на которую приходится максимум его скорости роста, полученной, исходя из данных линейного анализа комбинированной неустойчивости (см. параграф 2.3). Важным параметром в модели формирования наноструктур и волнообразного рельефа поверхности, на основе развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, является сдвиговая скорость [149]. Для оценки сдвиговой скорости на контактной границе вычислим динамическое давление, создаваемое плазменной струей на поверхность подложки (рисунок 4.3). Экспериментальное значение максимального динамического давления  $P_D$  потока находится в хорошем соответствии с оценками, которые можно получить из физических представлений о структуре течения.

Таблица 4.1 – Граничные условия

Граница	Уравнение	Описание
AB, CD	$\vec{u}_{AB} = \vec{u}_{CD}$ $P_{AB} = P_{CD}$	Периодические граничные условия
BC	$P_2 = P_{in}$	Давление
DC	$u_1 = 0$	Условие прилипания

Таблица 4.2 – Физические свойства расплава и параметры внешнего воздействия

Обозначение	Описание	Значение		
		Материал подложки		Материал покрытия
		Ti	Al-Si	Y
$\rho$	Плотность	4120 кг/м <sup>3</sup>	2700 кг/м <sup>3</sup>	4470 кг/м <sup>3</sup>
$\mu$	Коэффициент динамической вязкости расплава металла	$3,71 \cdot 10^{-3}$ Па·с	$1,2 \cdot 10^{-3}$ Па·с	$1,83 \cdot 10^{-3}$ Па·с

Таблица 4.2 – Физические свойства расплава и параметры внешнего воздействия (продолжение)

$\sigma_0$	Коэффициент межфазного поверхностного натяжения	0,63 Н/м	0,31 Н/м	-
$U_0$	Горизонтальная компонента скорости натекания материала покрытия	-	-	0 м/с, 5 м/с, 10 м/с, 50 м/с
$a_y$	Ускорение	-	-	$-6 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$

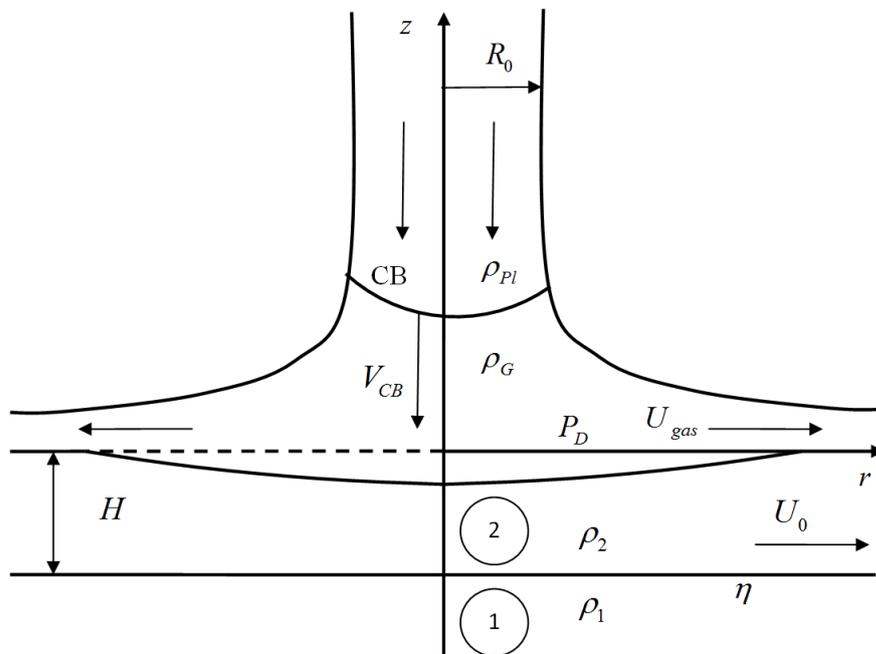


Рисунок 4.3 – Схема воздействия гетерогенного плазменного потока на подложку

Согласно схеме процесса воздействия плазмой струи на поверхность (рисунок 4.3) имеем:

$$\begin{aligned}
 P_D &\approx P_{Pl} + P_G = \frac{11\gamma + 1}{10\gamma - 1} v_{CB}^2, \\
 P_{Pl} &= \rho_{Pl} v_{Pl}^2, \quad P_G = \rho_G v_G^2, \quad \rho_G = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0, \\
 v_{CB} &= v_{Pl} = v_G,
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

где индексы  $Pl, G$  – относятся к параметрам плазмы и газа соответственно;  $\rho_0$  – плотность воздуха при атмосферном давлении;  $\gamma$  – показатель адиабаты воздуха;  $v_{CB}$  – скорость контактной границы. Для оценки давления используем характерные начальные условия эксперимента:  $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$ ,  $\gamma = 1,2$ ;  $v_{CB} = 7000 \text{ м/с}$ . Согласно [288] радиальное распределение давления можно задать в виде:

$$p(r) = p_D \exp(-r^2 / (2R_0^2)). \quad (4.6)$$

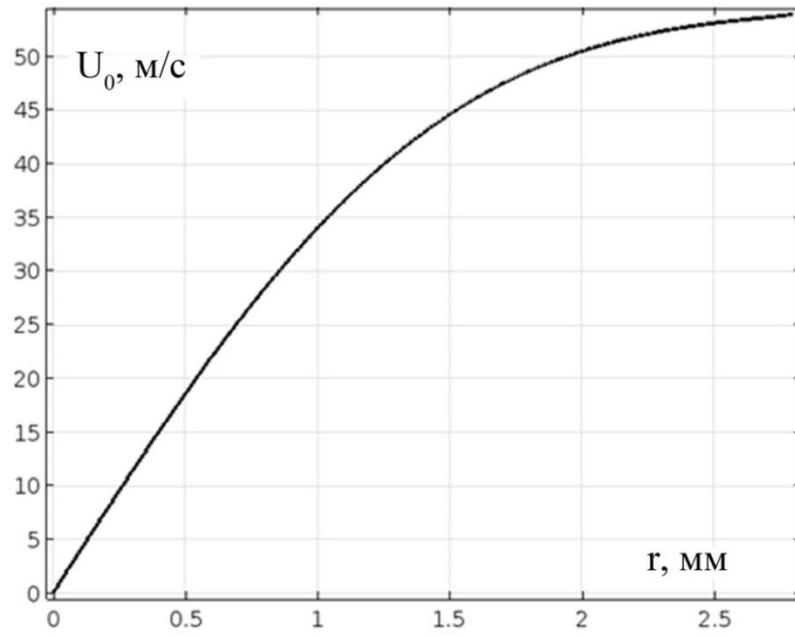
Найдем стационарное течение вязкой жидкости в области 1 на рисунке 3.2, используя уравнения Навье-Стокса в следующей форме:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) &= -\nabla p + \mu \Delta \vec{u}, \\ \nabla \cdot \vec{u} &= 0. \end{aligned} \quad (4.7)$$

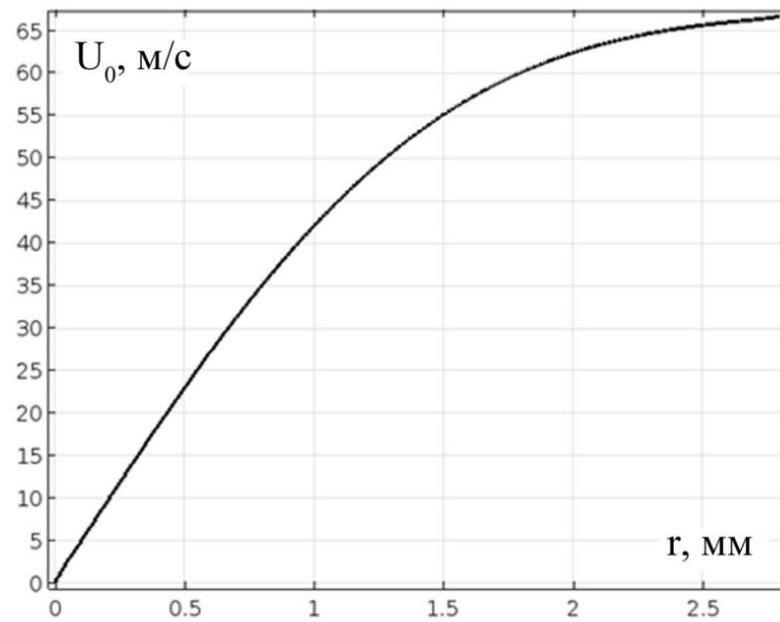
На поверхности слоя согласно (4.6) задается давление. На границе  $\eta$  задается условие проскальзывания:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial n} = 0. \quad (4.8)$$

Расчеты проводились методом конечных элементов в пакете COMSOL Multiphysics. На рисунке 4.4 представлены результаты расчетов. Технологические параметры установок по генерации гетерогенных плазменных потоков определяются емкостью батареи ( $C, \Phi$ ) и напряжением зарядки ( $U, \text{кВ}$ ) и массой взрывае-мой фольги ( $m, \text{мг}$ ). Из данного рисунка следует, что сдвиговая скорость на гра-нице внутреннего слоя для системы Ti-Y достигает 53 м/с, а для системы Al-Si-Y – 65 м/с (Рисунок 4.4). На рисунке 4.5 приведены результаты линейного анализа комбинированной неустойчивости, полученные путем решения дисперсионного уравнения (2.39). Видно, что при значении  $U_0 = 0 \text{ м/с}$ , значение  $\lambda_m = 6,18 \text{ мкм}$  (система Ti-Y) и  $\lambda_m = 1,81$  (система Al-Si-Y). При  $U_0 \neq 0 \text{ м/с}$  –  $\lambda_m = 0,56 \text{ мкм}$  (система Ti-Y) и  $\lambda_m = 0,16 \text{ мкм}$  (система Al-Si-Y)



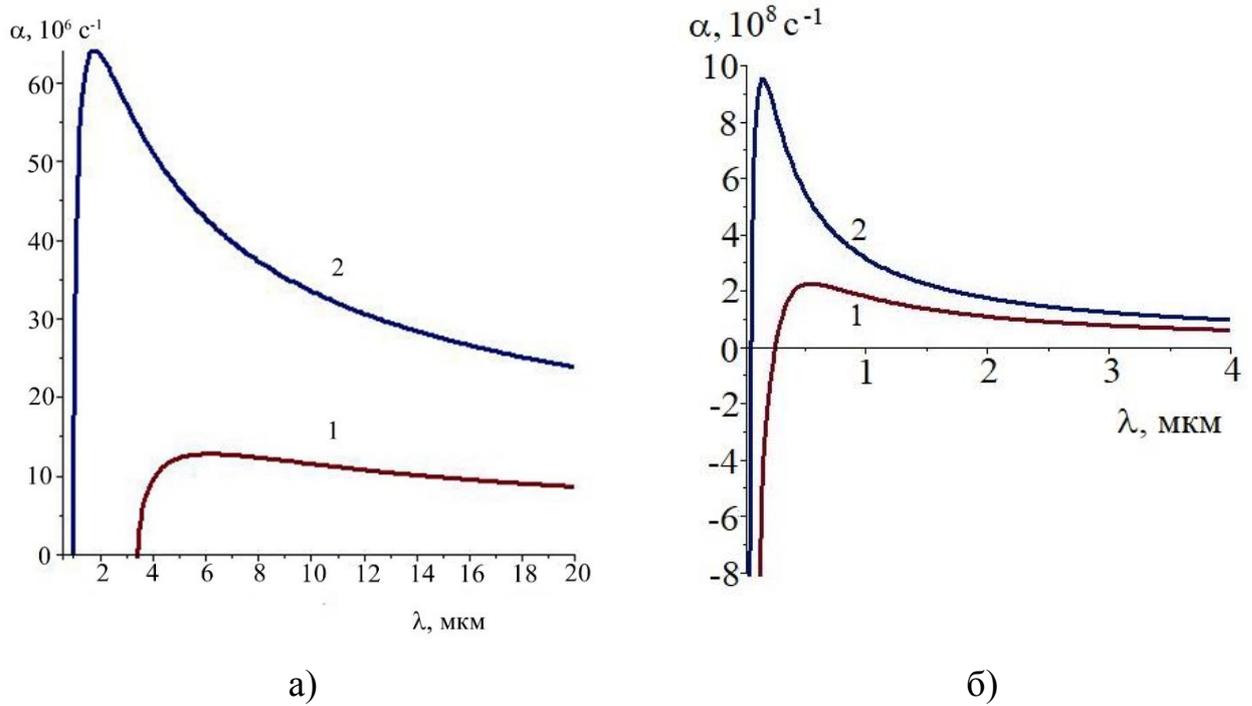
а)



б)

а) Ti-Y, б) Al-Si-Y

Рисунок 4.4 – Зависимость  $U_0(r)$  на поверхности  $a$



а)  $U_0 = 0 \text{ м/с}$ ; б)  $U_0 \neq 0 \text{ м/с}$

1 – система Ti-Y; 2 – система Al-Si-Y

Рисунок 4.5 – Зависимости скорости роста возмущений от длины волны

#### 4.1.2 Результаты и обсуждение

Вначале рассмотрим формирование волнообразного рельефа поверхности раздела «модифицированный слой/подложка» в случае натекания иттрия на титановую подложку. На рисунке 4.6 приведены распределение плотностей иттрия и титана в различные моменты времени при значении горизонтальной компоненты скорости натекания  $0 \text{ м/с}$ . Как видно из рисунка, в момент времени  $0,6 \text{ мкс}$  поверхность раздела принимает грибообразную форму (рисунок 4.6 а), что соответствует развитию неустойчивости Рэлея-Тейлора. В моменты времени  $1 \text{ мкс}$  –  $1,4 \text{ мкс}$ , происходит рост этого возмущения, а затем разрушение ножки «гриба» (рисунок 4.6 б - г). Причиной этого распада является возникновение и развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, которая в свою очередь образуется вследствие тангенциального разрыва вертикальной компоненты скорости на границе ножки «гриба» [268].

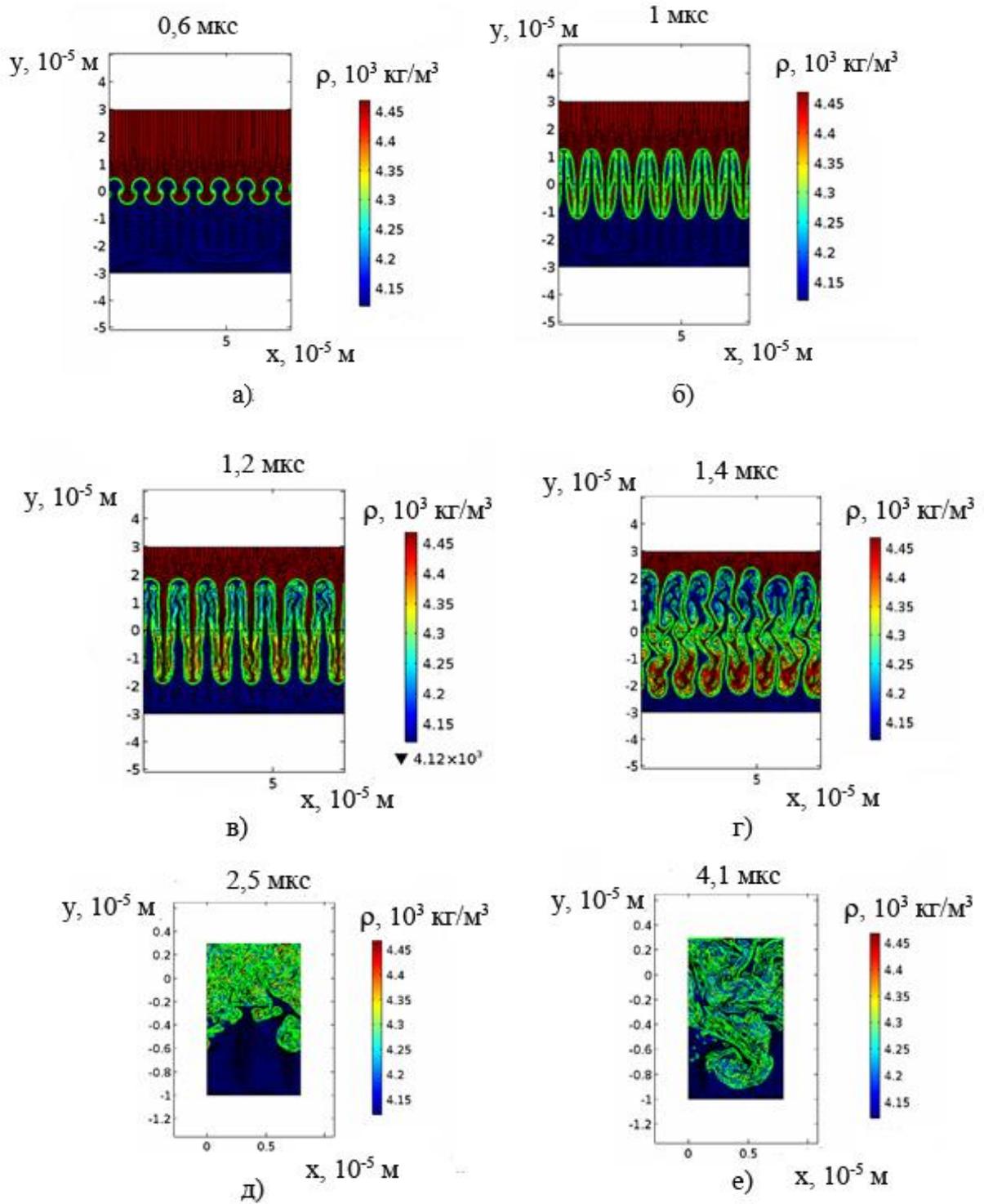
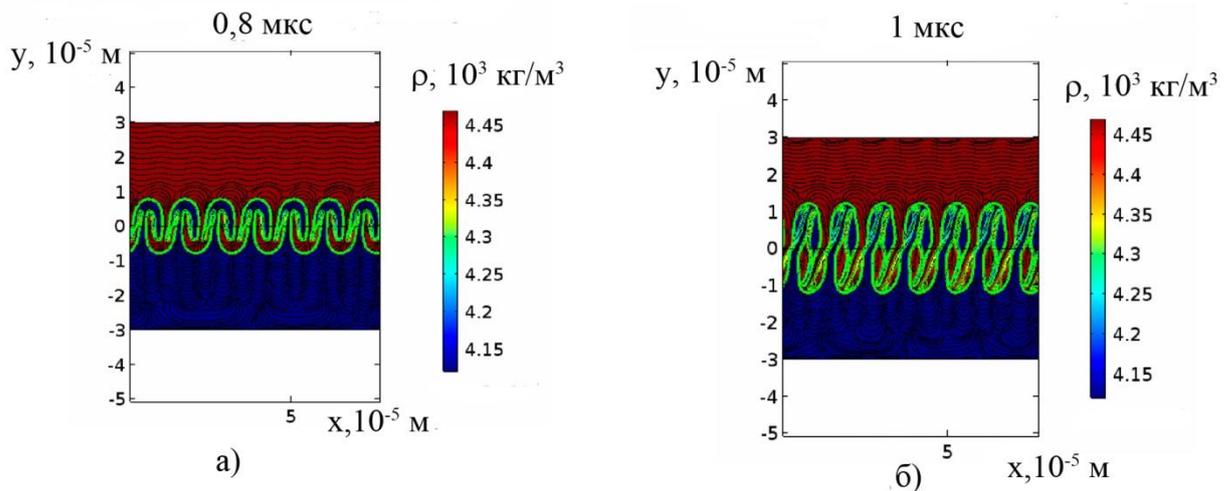


Рисунок 4.6 – Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца при  $U_0=0 \text{ м/с}$

В моменты времени  $t > 1.4$  мкс наблюдаются процессы интенсивного перемешивания иттрия и титана (рисунок 4.6 д – е), причем вихри проникают на глубину  $\approx 80$  мкм, что объясняет наличие иттрия на расстояниях от поверхности обработки, превышающих глубину проникновения по механизму диффузии. Учет влияния поперечной скорости качественно меняет картину течения расплавленных материалов [268]. На рисунке 4.7 представлены картины распределения плотности расплавленного вещества при значении поперечной скорости  $U_0 = 5$  м/с. Данный рисунок демонстрирует, что в момент времени 0,8 мкс поверхность раздела также принимает форму «гриба», однако она слабо отклонена от вертикальной оси (рисунок 4.7 а). При  $t = 1$  мкс ножка «гриба», как и в случае отсутствия поперечной скорости, приобретает волнообразную форму (рисунок 4.7 б), а затем распадается с образованием «капель» (рисунок 4.7 в, г). Эти «капли» в свою очередь подвергаются неустойчивости Рэлея-Тейлора, которая приводит к их измельчению, что объясняет тот факт, что слой III на рисунке 4.1а является более дисперсным, чем слои I и II. При  $t > 1,4$  мкс, как и в предыдущем случае, преобладают процессы перемешивания, однако доля областей с плотностью  $\rho > 4300$  кг/м<sup>3</sup> увеличивается (рисунок 4.7 д, е).



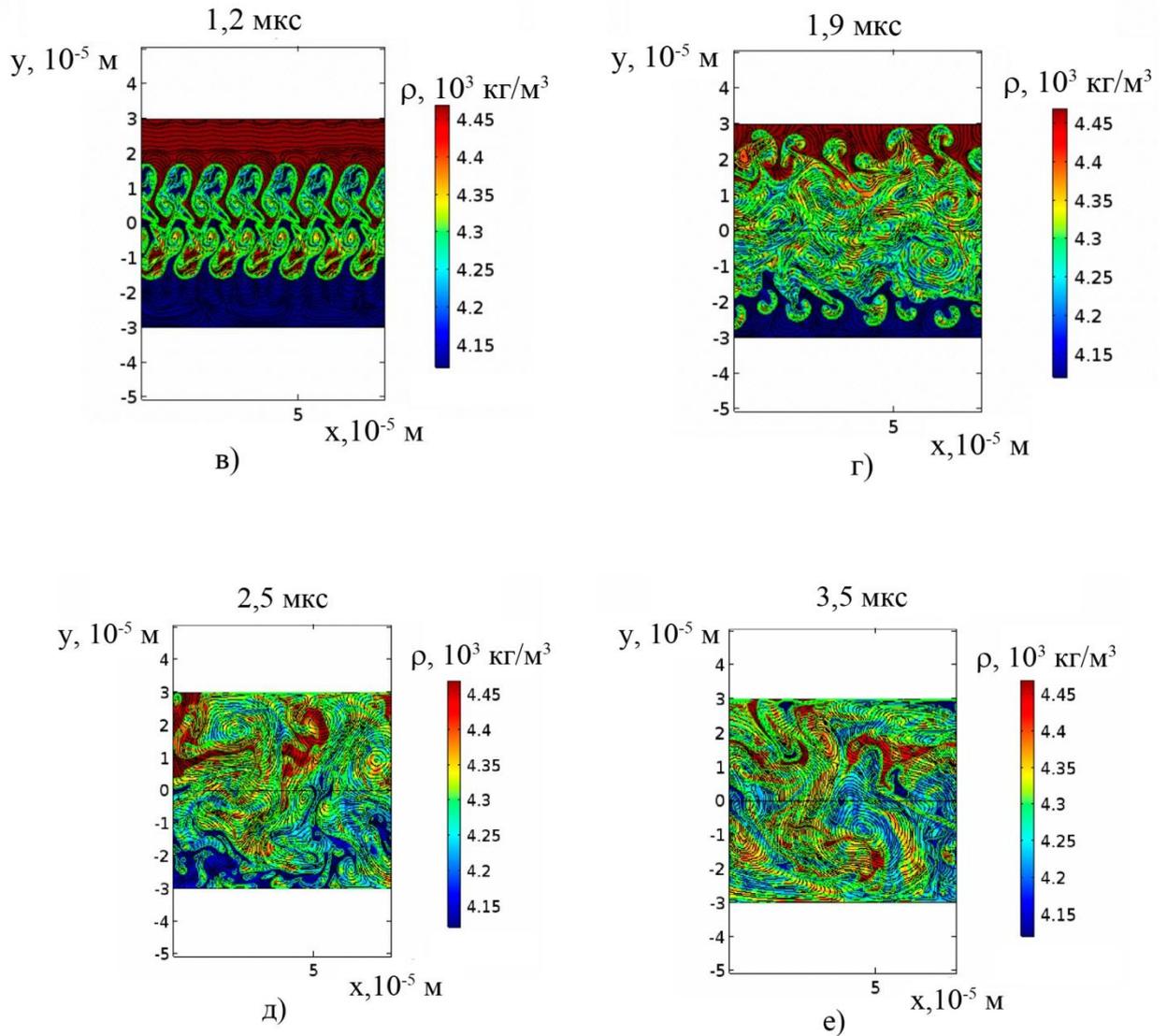


Рисунок 4.7 – Комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца при значении поперечной скорости 5 м/с

При значениях поперечной компоненты скорости 10 и 50 м/с преобладающей неустойчивостью становится неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, о чем говорит форма вихрей в моменты времени до 1 мкс (рисунки 4.8а и 4.9а). При  $t > 1$  мкс происходит распад вихрей с образованием «капель», причем при  $U_0 = 50$  м/с этот процесс протекает гораздо интенсивнее, чем при 5 и 10 м/с (рисунок 4.9 б – е). Размеры капель изменяются от 1,25 мкм до 7 мкм при 10 м/с и от 1.28 мкм до 5.3 мкм при 50 м/с. Помимо распада вихря на капли во всех случаях наблюдается процесс объединения малых капель в большие (рисунки 4.7д и 4.8д). Форма гра-

ницы раздела (рисунки 4.8е и 4.9е) схожа с границей раздела зон II и III на рисунке 4.1а. Это позволяет сделать вывод о том, что учет поперечной скорости позволяет адекватно объяснить формирование волнообразного рельефа границы раздела покрытия и подложки [284, 285].

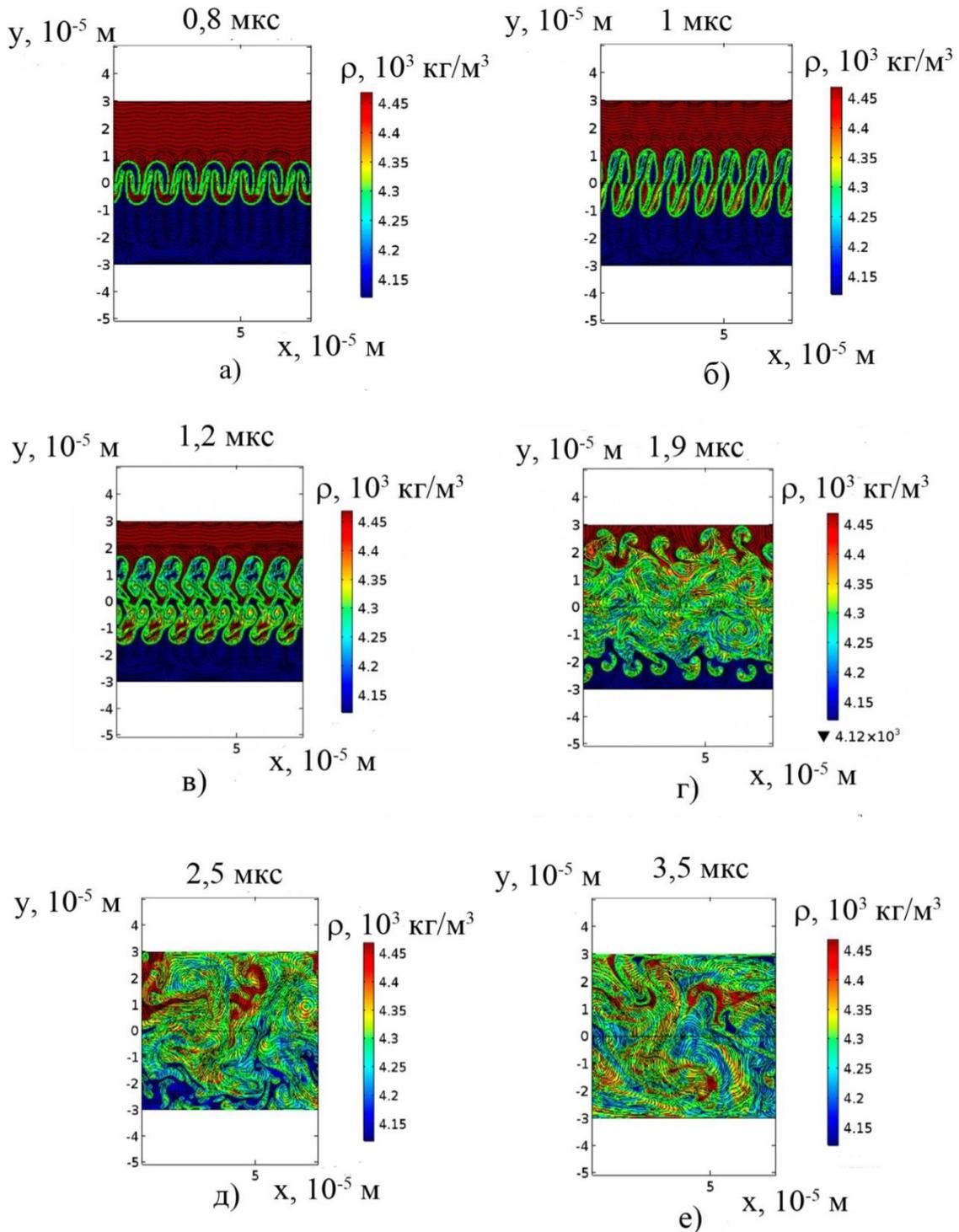


Рисунок 4.8 – Комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца при значении поперечной скорости 10 м/с

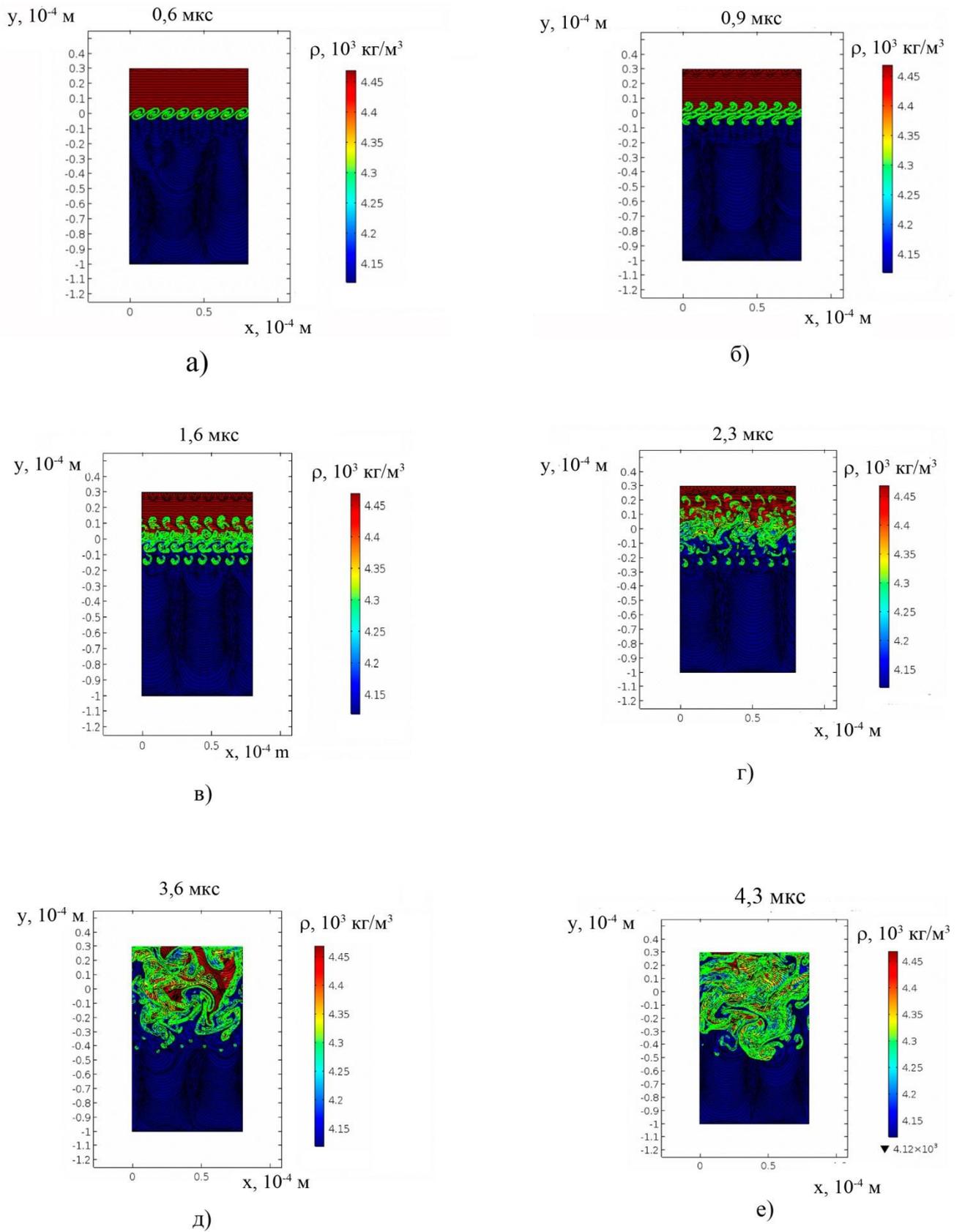


Рисунок 4.9 – Комбинированная неустойчивость Рэля-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца при значении поперечной скорости 50 м/с

Подобная картина наблюдается и в системе Al-Si-Y с той лишь разницей, что комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца протекает быстрее, чем в случае Ti-Y, что обусловлено меньшей по сравнению с титаном плотностью силумина и большим ускорением продуктов электрического взрыва. Еще одним отличием от системы Ti-Y является то, что неустойчивость Кельвина-Гельмгольца начинает преобладать над неустойчивостью Рэлея-Тейлора при скоростях более 50 м/с. Это позволяет объяснить тот факт, что волнообразный рельеф поверхности в этом случае является менее развитым (рисунок 4.1б). С другой стороны, анализ рисунков 4.10 – 4.12 показывает, что процесс перемешивания интенсивно протекает в слое толщиной  $\sim 30$  мкм, что позволяет объяснить неоднородное распределение иттрия в модифицированном слое (рисунок 4.13).

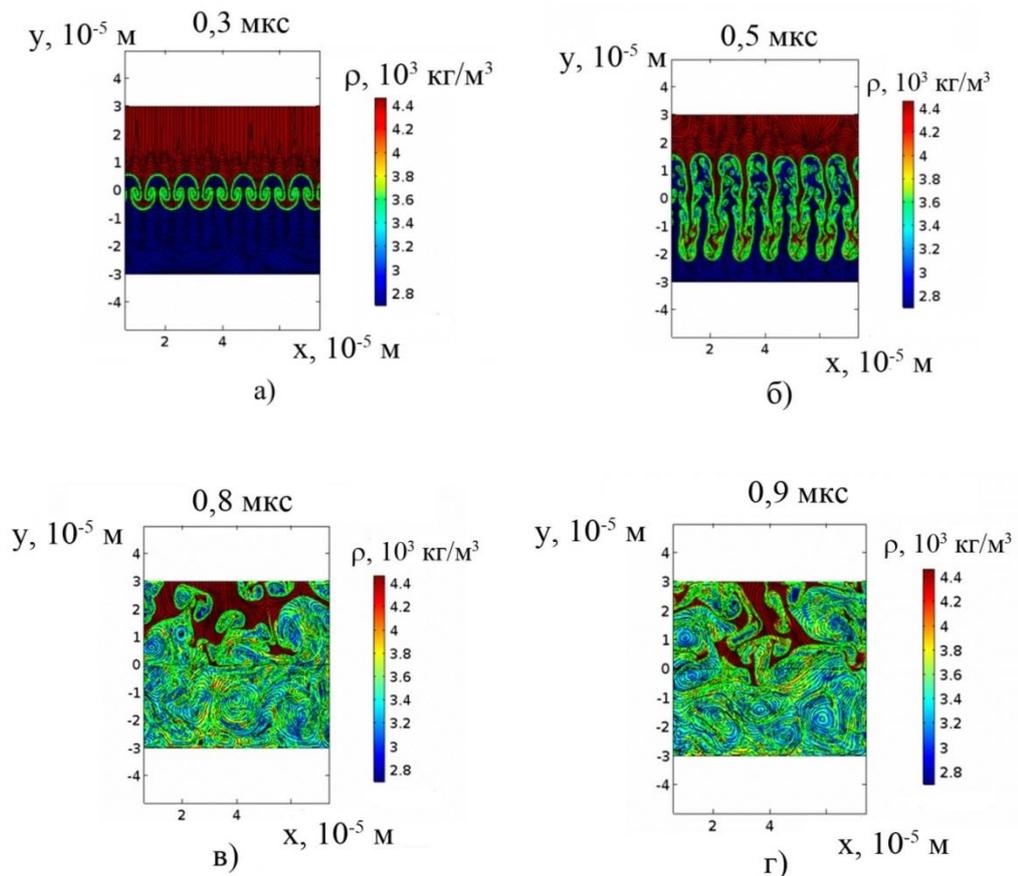


Рисунок 4.10 – Комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца в системе Al-Si-Y при значении поперечной скорости 0 м/с

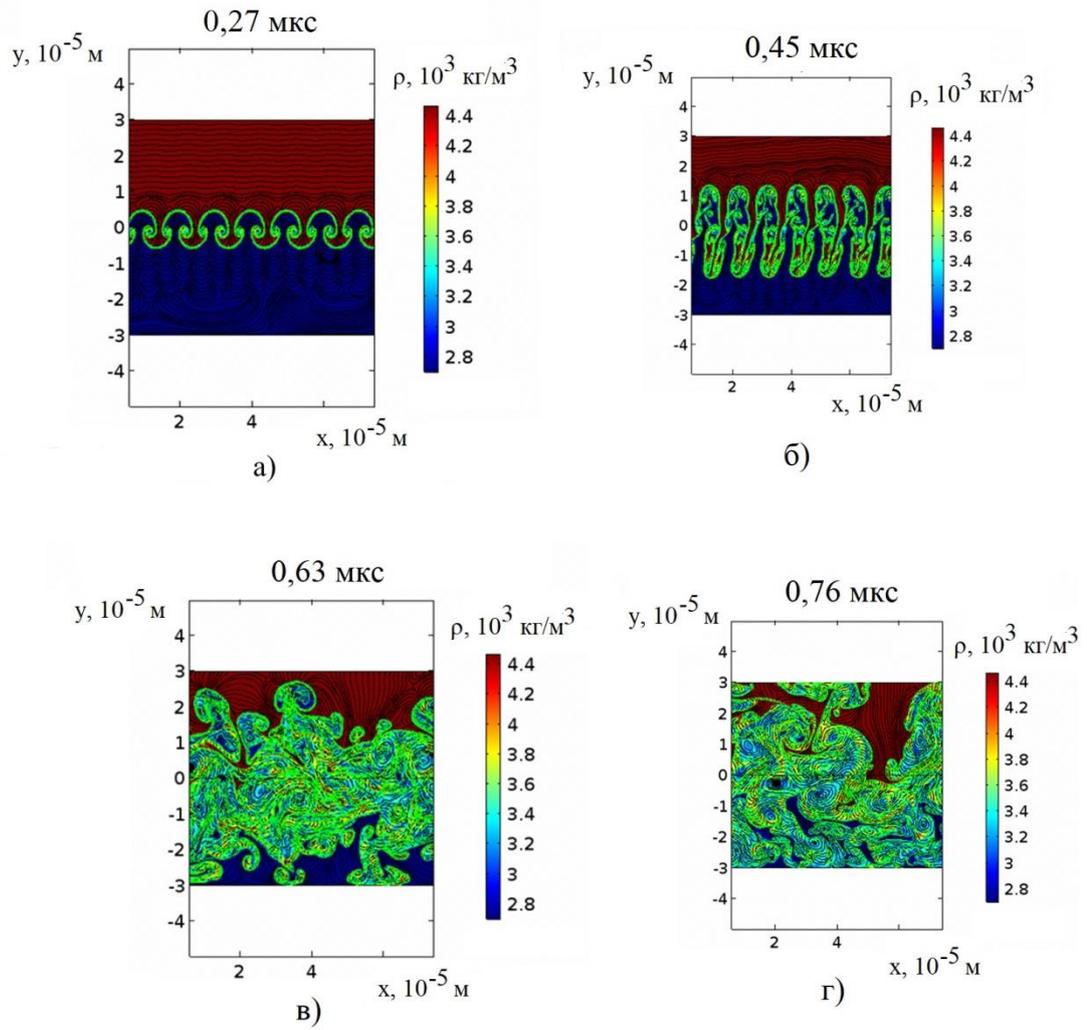
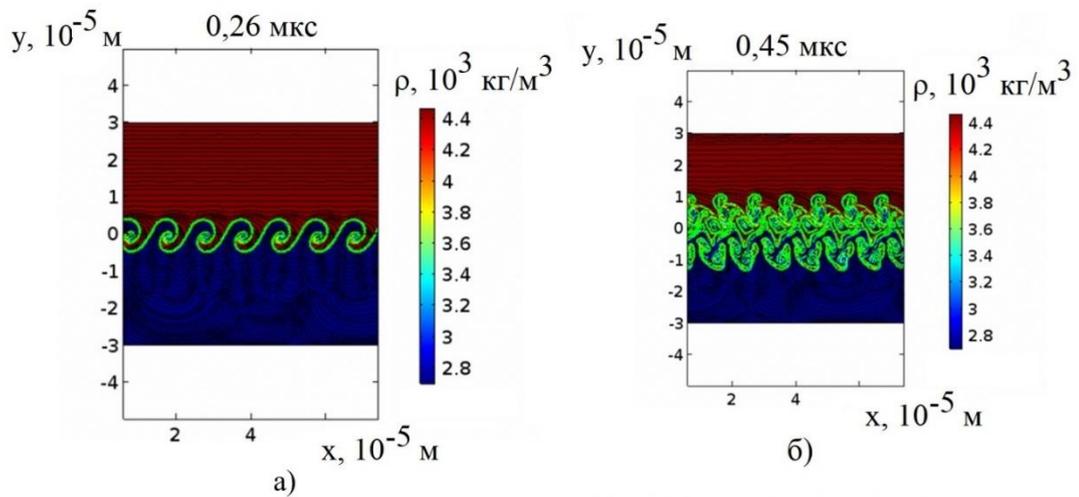


Рисунок 4.11 – Комбинированная неустойчивость Рэля-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца в системе Al-Si-Y при значении поперечной скорости 10 м/с



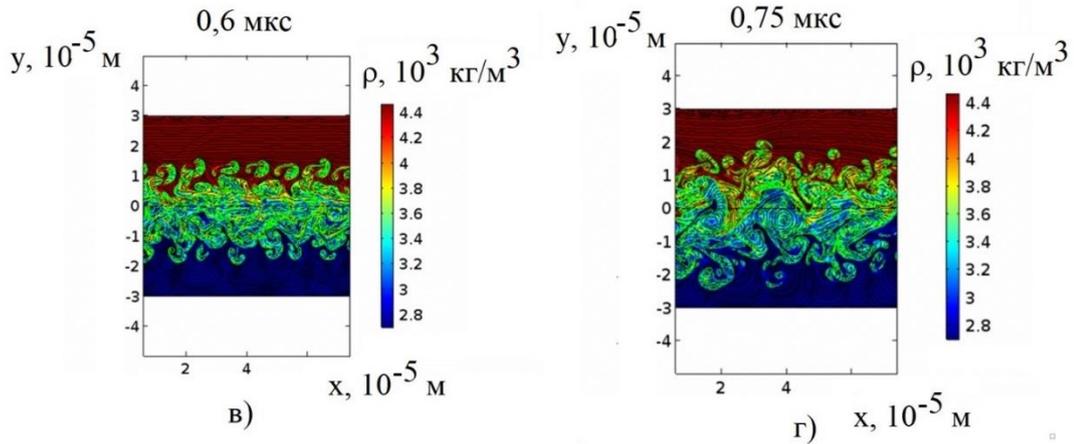


Рисунок 4.12 – Комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца в системе Al-Si-Y при значении поперечной скорости 50 м/с

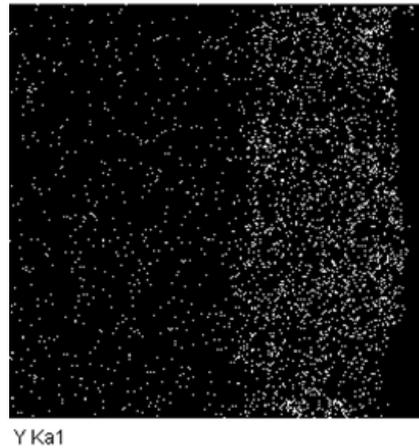


Рисунок 4.13 – Распределение иттрия по глубине образца силумина

Установлено, что основным механизмом формирования наноразмерных структур и волнообразного рельефа границы раздела покрытие/подложка является комбинированная неустойчивость Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца. Показано, что смена типа неустойчивостей в случае системы Ti-Y и системы Al-Si-Y происходит при 10 и 50 м/с соответственно. Образовавшиеся вихри проникают на расстояние 30 – 50 мкм от поверхности обработки, что на несколько порядков превышает глубину проникновения иттрия и других легирующих элементов по механизму диффузии. Это объясняет наличие атомов иттрия на данных расстояниях.

## 4.2. Моделирование формирования микро- и наноструктур в сплавах титана и алюминия при обработке низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком

Разработка импульсных высокоинтенсивных технологий для повышения прочностных и трибологических характеристик деталей ответственного назначения является одной из важнейших проблем современного материаловедения [289]. Известно, что процессы разрушения материалов начинаются в поверхностных и приповерхностных слоях, так как в них далекодействующие напряжения превышают предел прочности материала [290]. Поэтому в поверхностном слое материала необходимо создать такую структуру, которая обеспечивала бы высокие прочностные свойства. Таким требованиям соответствуют микро-, субмикро- и нанокристаллические структуры, обладающие высокой твердостью и износостойкостью [291]. Для создания таких слоев применяют концентрированные потоки энергии, к числу которых относится комбинированная обработка гетерогенным плазменным потоком с последующим облучением низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком [292, 293]. Последние исследования в данном направлении показали, что облучение титана и силумина, обработанных плазмой электрического взрыва порошка иттрия приводит к формированию микро- и нанокристаллических слоев [294, 295], имеющих столбчатую структуру (рисунок 4.14 а). Толщина слоя столбчатой кристаллизации в случае системы Ti-Y составляет 1,0...1,5 мкм (рисунок 4.14 а). Столбцы имеют наклон относительно направления облучения. Такое отклонение может быть объяснено наличием продольной скорости расплава, которая в свою очередь приводит к неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Поперечные размеры столбцов составляют от 100 до 300 нм (рисунок 4.14б) в зависимости от режима облучения. Над этим слоем расположен слой, имеющий аморфное строение. Наличие аморфных слоев в титане, легированном иттрием, может быть объяснено тем, что скорости нагрева и охлаждения при электронно-пучковой обработке весьма высоки  $\approx 10^6 - 10^{10}$  К/с. Это в свою очередь приводит к тому, что кривые охлаждения не пересекаются с кривыми начала и конца кристаллического фазового превращения на изотермической диаграмме

фазового превращения, переходя в аморфную область при достижении температуры стеклования [296].

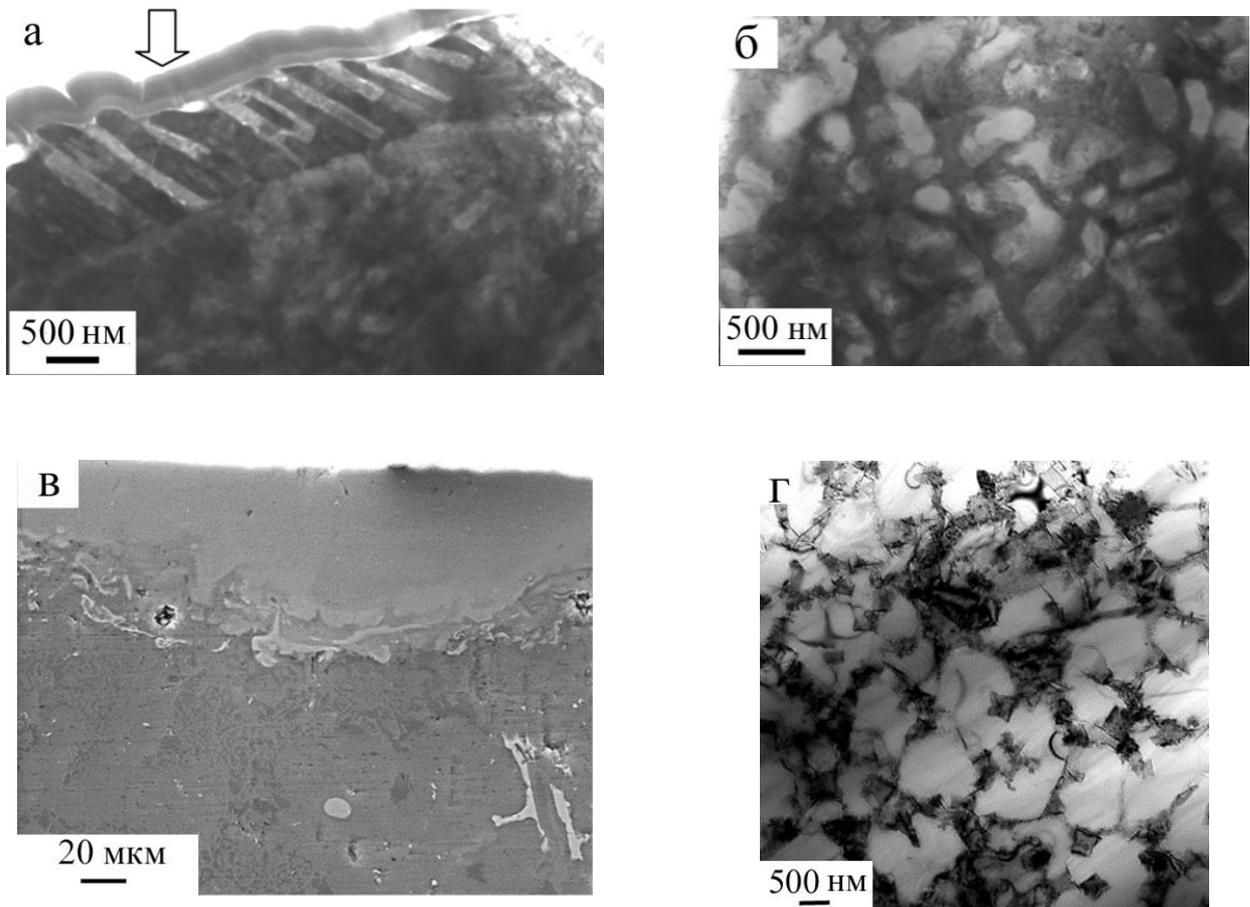


Рисунок 4.14 – Структура поверхностно слоя титановых (а, б), алюминиевых (в, г) сплавов, легированных иттрием после электронно-пучковой обработки.

В случае системы Al-Si-Y [295] толщина слоя ячеистой кристаллизации составляет 80 мкм. Размер ячеек изменяется в пределах от 0,8 мкм до 1,3 мкм. (Рисунок 4.14 в,г). Аморфное строение имеют отдельные области поверхностного слоя, наличие которых подтверждает дифракционное гало на микроэлектроннограммах [295]. В случае силумина кривые охлаждения пересекаются с изотермическими кривыми фазовых превращений, в результате чего объемная доля кристаллической фазы растет по закону Колмогорова-Аврами, быстрее чем аморфная. Данный подход, основанный на представлениях о случайном появлении зародышей новой фазы вследствие термических флуктуаций, позволяет проследить кинетику кристаллизации и определить критический размер зародышей. Однако

он не дает ответа на вопросы о причинах формирования структуры с одно- и двухмодальным распределением зерен (субзерен, частиц второй фазы и т.п.) и о распределении легирующих элементов по границам и стыкам зерен. На наш взгляд такие ответы дает гидродинамический подход [131, 149], согласно которому образование кристаллической структуры является следствием различного рода гидродинамических неустойчивостей на границах раздела «плазма-расплав» и «расплав-кристалл». На этих границах всегда возникают малые возмущения, обусловленные термическими флуктуациями [94].

В первом приближении будем считать данные возмущения гармоническими. При выполнении условий появления неустойчивости, а именно положительного значения действительной части комплексной частоты, называемой скоростью роста  $\alpha$ , эти возмущения возрастают. Длина волны, при которой  $\alpha = 0$ , называется критической  $\lambda_{cr}$ , с этого значения будет развиваться неустойчивость. Она будет определять начальный размер структурных элементов. Если при значении  $\lambda_m$  скорость роста достигает своего максимального значения, то эта длина волны будет определять наиболее вероятный размер сформировавшихся структурных элементов. Как известно, при обработке концентрированными потоками энергии в расплавленном материале возникает градиент температуры и концентрации легирующих элементов [130, 131, 297], что приводит к термоконцентрационно-капиллярной неустойчивости. Именно эта неустойчивость является одной из причин образования коротковолновых поверхностных периодических структур микро- и нанометрового диапазона. Если облучение материала происходит в условиях высокого вакуума, то существенную роль будет играть давление отдачи паров, приводя к испарительно-капиллярной неустойчивости, как показано в параграфе (2.4) и работах [158, 234]. При больших градиентах температур  $\sim 10^6 - 10^{12}$  К/м и толщинах расплавленных слоев 10 – 100 мкм помимо термо- и концентрационно-капиллярной неустойчивости значимыми становятся термоэлектрические эффекты [238, 239]. Таким образом, образование микро и наноразмерных структур при электронно-пучковой обработке, может быть обусловлено возникновением комбинированной термо-, концентрационно-, испарительно-капиллярной и термо-

электрической неустойчивостью. В этой связи целью настоящего параграфа является поиск закономерностей и условий формирования данных структур при обработке низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками микросекундной длительности.

#### 4.2.1. Механизм образования поверхностных микро и наноструктурных состояний титановых и алюминиевых сплавов, легированных иттрием при электронно-пучковой обработке

Для нахождения условий возникновения неустойчивости малых возмущений поверхности раздела «расплав-плазма» применим метод поиска нетривиальных решений однородных дифференциальных уравнений гидродинамики с однородными кинематическими и динамическими граничными условиями. Существование диапазона параметров, при которых такие решения имеются, означает возможность самопроизвольного перехода среды в новое состояние [298]. Для нахождения этого диапазона воспользуемся дисперсионным уравнением (2.59), которое учитывает испарительно-капиллярную и термоэлектрическую неустойчивость:

$$\begin{aligned}
 R_T - R_E - R_V - R_\sigma &= 0, \\
 R_\sigma &= \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) - \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k}, \\
 R_T &= \omega_T \omega_v \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) (2\omega \omega_v + \omega^2 + \omega_c^2) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \left( \frac{2k_1}{k} \omega \omega_v + \omega_c^2 \right) \right), \\
 R_E &= -\omega_E \omega_v \omega \left( \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \omega_v + \omega \right), \\
 R_V &= \omega_p \omega_v \left( \left( \delta \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) + \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \right) \omega_E \omega_v \right. \\
 &\quad \left. + 2\delta \omega \omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k_2} \right) + (2\omega_v + \omega) \omega \left( 1 - \frac{k}{k_2} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Для жидких металлов число Прандтля принимает значения  $Pr \ll 1$ . В этом случае дисперсионное уравнение (4.9) примет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\omega_T Pr}{2} (2\omega\omega_v + \omega_c^2) \left( \omega + 2\omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \right) + \\ & + \frac{\omega_p Pr}{2} \left( \omega_E \omega_v \left( \omega + 2\omega_v \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \right) + \omega \left( \omega^2 + 2\omega\omega_v + 4\omega_v^2 \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \right) \right) - \\ & - \omega_E \omega_v \omega \left( \left( 1 - \frac{k_1}{k} \right) \omega_v + \omega \right) - \omega^2 \left( (\omega + 2\omega_v)^2 + \omega_c^2 \right) + \frac{4\omega^2 \omega_v^2 k_1}{k} = 0. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Замена  $z = \frac{k_1}{k}$  и  $\omega = \omega_v (z^2 - 1)$  приводит уравнение (4.10) к виду:

$$\begin{aligned} & (C^2 + 2(z^2 - 1))C_2 + (2C_4 + (z^2 + 2z + 3)(z^2 - 1))C_3 - 2(z^2 + 1)C_4 - \\ & - (z + 1)^2 (C^2 + (z^2 + 1)^2 - 4z) = 0. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Неустойчивыми будут являться решения, удовлетворяющие условию  $Re(\omega) > 0$  и  $Re(z) > 0$ . Эти решения позволяют найти зависимости скорости роста возмущений  $\alpha = Re(\omega)$  от волнового числа (длины волны). Из полученных зависимостей, также как и в параграфе 2.4, будем находить длину волны, при которой наступает неустойчивость ( $\alpha=0$ ) и значение  $\lambda$ , при которой  $\alpha=\alpha_m$ . Данные для расчетов приведены в таблице 4.3. Термоэлектрический коэффициент при температуре выше температуры Дебая, также как и в параграфе 2.4, оценим по формуле  $\gamma = f \frac{k_B T_D}{e T}$  [243], где  $T_D$  – температура Дебая,  $e$  – заряд носителя,  $f$  – постоянная, принимающая такие значения, при которых  $\gamma \sim 100$  мкВ/К. Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны будем рассчитывать при значении плотности энергии пучка электронов  $35$  Дж/см<sup>2</sup> и длительности импульса  $150$  мкс.

Таблица 4.3 – Теплофизические характеристики систем Ti-Y и Al-Si-Y

Обозначение / размерность	Ti-Y	Al-Si-Y	Характеристика
$T_m$ , К	1628	850	Температура плавления
$T_v$ , К	1810	1270	Температура испарения
$\rho_L$ , кг/м <sup>3</sup>	4120	2398	Плотность жидкой фазы

Таблица 4.3 – Теплофизические характеристики систем Ti-Y и Al-Si-Y  
(продолжение)

$\nu, 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$	9,0	3,5	Вязкость
$\chi, 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$	0,91	3,3	Температуропроводность
$D, 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$	8,9	3,4	Коэффициент диффузии
$\sigma, \text{ Н/м}$	1,64	0,87	Поверхностное натяжение
$\sigma_T, 10^{-3} \text{ Н}/(\text{м} \cdot \text{К})$	-0,238	-0.35	Температурный коэффициент поверхностного натяжения
$\sigma_C, 10^{-2} \text{ Н}/(\text{м} \cdot \text{м}^{-2})$	-1,0	2,31	Концентрационный коэффициент поверхностного натяжения
$\kappa, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$	33,1	86	теплопроводность
A, эВ	4,0	3,23	Работа выхода
$m, 10^{-26} \text{ кг}$	7,97	4,49	Масса атома

Вначале рассмотрим случай, когда термоэлектрические эффекты не учитываются, то есть  $\omega_E = 0$ . Будем искать начальную длину волны возмущений границы расплава, при которой наступает неустойчивость. Для этого будем искать решение (4.11) в виде:  $z^2 = z_0^2 + \tilde{\omega}$ ,  $z_0^2 = -1 \pm iC$ ,  $|\tilde{\omega}| \ll |z_0^2|$ . В итоге получим поправки к частоте капиллярных волн, обусловленные наличием градиента температуры и испарительного давления:

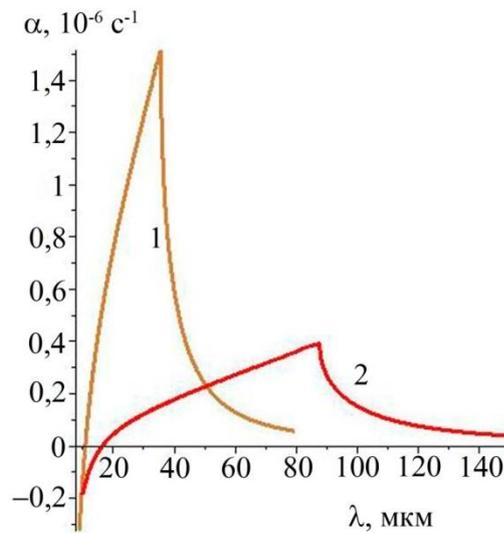
$$\tilde{\omega} = -\frac{C_1}{2} + \frac{C_2}{2}. \quad (4.12)$$

С учетом того, что  $\omega = \omega_v(z_1^2 - 1)$  получим:

$$\omega = -2\omega_v - \frac{\omega_T \text{Pr}}{4} + \frac{\omega_p \text{Pr}}{4} \pm i\omega_c. \quad (4.13)$$

Как уже говорилось выше (см. параграф 2.4) капиллярные волны будут неустойчивы, если  $\text{Re}(\omega) > 0$  и  $\omega_T < 0$ ,  $\omega_p > 0$  и  $(|\omega_T| + \omega_p) > \frac{8}{\text{Pr}}\omega_v$ , где  $\text{Re}$  – действительная часть комплексной числа  $\omega = \alpha + i\Omega$ . Подстановка численных данных для систем Ti-Y и Al-Si-Y (таблица 4.3) показывает, что в случае титановых сплавов

градиенте температуры  $G_0 = 3,66 \cdot 10^7$  К/м и испарительном давлении  $2 \cdot 10^5$  Па, неустойчивость начинается с длины волны  $\lambda > 11,42$  мкм, тогда как для алюминиевых сплавов при  $G_0 = 1,81 \cdot 10^7$  К/м и  $p_v = 2 \cdot 10^5$  Па неустойчивость наступает при значениях длины волны 17,13 мкм, что подтверждается численным решением уравнения (4.11). Действительно, как показывает рисунок 4.15, неустойчивость начинается с длины волны 10,95 мкм (титановые сплавы, кривая 1) и 16,9 мкм (алюминиевые сплавы, кривая 2).

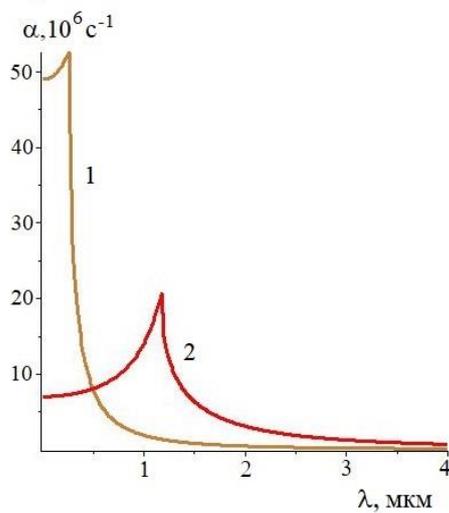


1 – система Ti-Y; 2 – Al-Si-Y

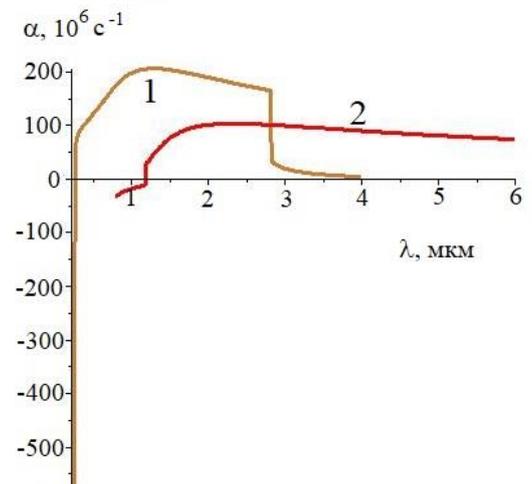
Рисунок 4.15 – Зависимости скорости роста возмущений от длины волны при значении испарительного давления  $2 \cdot 10^5$  Па

Максимальное значение скорости роста возмущений наблюдается при  $\lambda_m = 35,64$  мкм (для Ti-Y) и  $\lambda = 87,8$  мкм (Al-Si-Y), тогда как в отсутствие испарения  $\lambda_m = 113$  мкм (для Ti-Y) и  $\lambda = 155$  мкм (Al-Si-Y). Как уже указывалось в предыдущем пункте, размеры ячеек кристаллизации составляют от 100 до 1000 нм. Их распределение является одномодальным. Возмущения с такой длиной волны возможны при значениях испарительного давления  $p_v = 2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^{11}$  Па. Вышеизложенные факты позволяют сформулировать вывод о том, что применяемое низкочастотное приближение дает адекватное объяснение одномодовому распределению ячеек высокоскоростной кристаллизации при электронно-пучковой обработке, однако

не дает объяснения возникновению ячеек кристаллизации размерами более 0,1 мкм при  $G_0 < 10^{11}$  К/м. Поэтому воспользуемся полным дисперсионным уравнением (4.9). Это уравнение с помощью подстановки  $\omega = \omega_v(z_1^2 - 1)$  и последующих преобразований приводится к алгебраическому уравнению 16-й степени, которое в силу его громоздкости выписывать не будем. В этом случае неустойчивыми будут являться решения, которые удовлетворяют условиям  $\text{Re}(\omega) > 0$ ,  $\text{Re}(z_1) > 0$ ,  $\text{Re}(z_2) > 0$ . На рисунке 4.16 представлены зависимости скорости роста от длины волны, полученные исходя из решений (4.9) при  $p_v = 2 \cdot 10^8$  Па. Уравнение (4.9) имеет два неустойчивых решения. Из первого решения следует, что максимум скорости роста приходится на длину волны 0,268 мкм в случае системы Ti-Y (рисунок 4.16а, кривая 1) и 1,18 мкм в случае системы Al-Si-Y (рисунок 4.16а, кривая 2). Максимум скорости роста в случае второго решения приходится на длину волны 1,23 мкм для системы Ti-Y и 2,34 мкм для системы Al-Si-Y (рисунок 4.16б).



а)



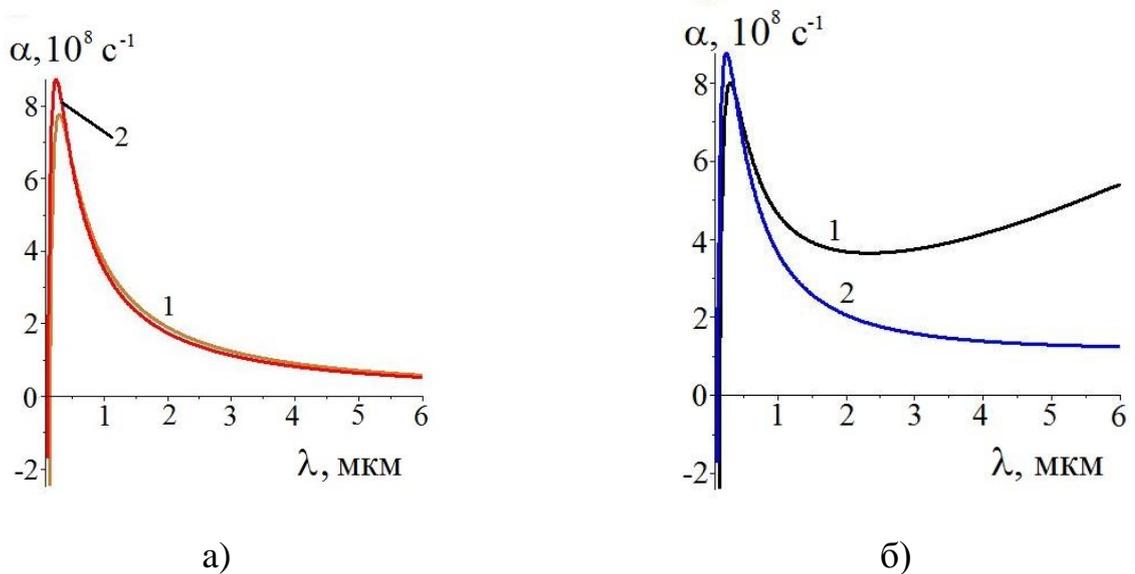
б)

а – первый корень уравнения (4.9); б – второй корень уравнения (4.9);

1 – Ti-Y; 2 – Al-Si-Y

Рисунок 4.16 – Зависимости скорости роста от длины волны, полученные из решения уравнения (4.9)

При учете термоэлектрических эффектов  $\omega_E \neq 0$  условия возникновения неустойчивости поверхности раздела претерпевают существенные изменения. Величина термоэлектрического поля при  $\gamma \sim 100$  мкВ/К достигает значения  $E_0 \sim 10^3$  В/м при таком значении поля термоэлектрический эффект практически не оказывает влияние на скорость роста возмущений поверхности раздела. Это объясняется тем, что расчет термоэлектрического коэффициента осуществлялся для твердого тела в предплавильном состоянии. В жидком состоянии существенную роль в переносе зарядов играет конвективное течение, которое усиливает термоэлектрический эффект. Поэтому значение  $\gamma$  должно принимать  $\sim 10^{-1} - 1$  В/К, соответственно напряженность электрического поля  $E_0 \sim 10^6 - 10^7$  В/м. При таких значениях напряженности поля (рисунок 4.17а кривые 1 и 2) в низкочастотном приближении (4.11) максимальное значение скорости роста наблюдается в субмикронном и нанодиапазоне. Для титановых сплавов  $\lambda_m = 0,3$  мкм, а для алюминиевых –  $\lambda_m = 0,26$  мкм. В условиях развитого испарения (рисунок 4.17б кривые 1 и 2) смещение значений длины волны, при которой достигается максимум скорости роста незначительно.



а –  $p_v = 0$ ; б –  $p_v = 2 \cdot 10^8$  Па

1 – Ti-Y; 2 – Al-Si-Y

Рисунок 4.17 – Зависимости скорости роста от длины волны, полученные из решения уравнения (3.19) с учетом термоэлектрических эффектов

Представленные расчеты были выполнены без учета влияния концентрации легирующего элемента на течение расплава. В действительности наличие легирующих элементов оказывает существенное влияние на поверхностное натяжение расплава и, соответственно на термокапиллярную неустойчивость [299]. В зависимости от природы основного материала легирующий элемент может выступить поверхностно-активным веществом, снижающим поверхностное натяжение расплава или наоборот повышать его (поверхностно-инактивное вещество), а также не оказывать никакого влияния на поверхностное натяжение материала. Как показывают экспериментальные данные по поверхностному натяжению [300] иттрий по отношению к титану является поверхностно-активным веществом, тогда как по отношению к алюминию поверхностно-инактивным веществом.

При учете влияния концентрации легирующего элемента зависимость поверхностного натяжения от температуры и концентрации будет иметь вид:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_T(T - T_m) + \sigma_C(C - C_0), \quad (4.14)$$

где  $\sigma_C$  – концентрационный коэффициент поверхностного натяжения,  $C$  – поверхностная концентрация. В систему (2.44) – (2.45) необходимо добавить уравнение конвективной диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + wG_1 = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (4.15)$$

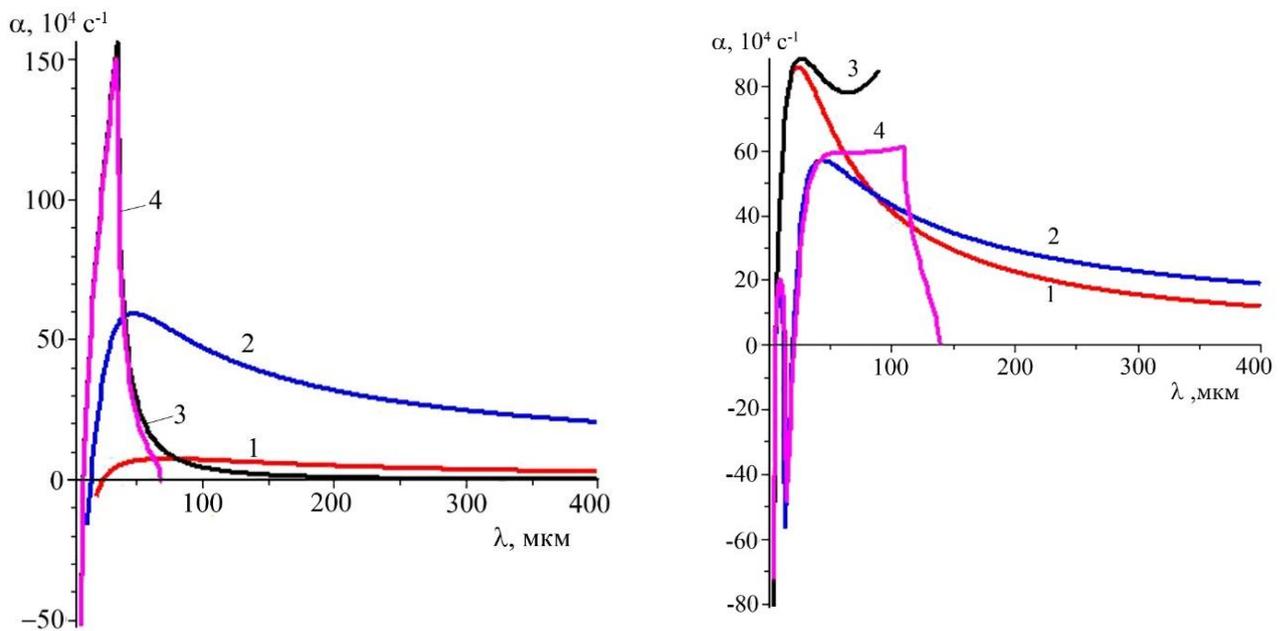
где  $D$  – коэффициент диффузии,  $G_1$  – градиент концентрации. Граничные условия для касательных напряжений принимают следующий вид:

$$\rho\nu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \sigma_T \frac{\partial T}{\partial x} + \sigma_C \frac{\partial C}{\partial x} + \varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 \frac{\partial a}{\partial x} \quad (4.16)$$

Для того чтобы учесть влияние концентрации легирующего элемента в низкочастотном приближении, в дисперсионном уравнении (4.10) необходимо заменить произведение  $\omega_T \text{Pr}$  на  $\omega_T \text{Pr} + \omega_C \text{Sc}$ , где  $\text{Sc} = \nu / D$  – число Шмидта,

$\omega_C = \frac{\sigma_C G_1}{\rho\nu}$ . Применение низкочастотного приближения оправдано лишь в том

случае, если  $Pr \ll 1$  и  $Sc \ll 1$ . Для жидких металлов число Шмидта принимает значения  $\sim 10$  [301]. Эти оценки сделаны в предположении неподвижной жидкости. В действительности конвективное течение усиливает процессы массопереноса, поэтому значения коэффициента диффузии будем считать на порядок большим, чем коэффициент кинематической вязкости. На рисунке 4.18 показаны зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела расплава титана, легированного иттрием, при градиенте поверхностной концентрации  $G_I = 10^6 \text{ м}^{-2}/\text{м}$ .



а – система Ti-Y

б – система Al-Si-Y

1 – без учета термоэлектрических и испарительно-капиллярных явлений;  
 2 – с учетом только термоэлектрических явлений, 3 – при наличии термо- и испарительно-капиллярной неустойчивости, 4 – при наличии термо-, испарительно-капиллярной неустойчивости и термоэлектрических явлений)

Рисунок 4.18 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела “плазма / расплав титана”, при значении градиента поверхностной концентрации  $10^6 \text{ м}^{-2}/\text{м}$  полученные решением уравнения (4.11)

Видно, что в отсутствие термоэлектрических эффектов и эффектов испарения критическая длина волны составляет значение 26 мкм, тогда как максимум скорости роста приходится на длину волны 74 мкм (рисунок 4.18а, кривая 1). При

учете термоэлектрических эффектов критическая длина волны 17 мкм, а максимум скорости роста приходится на длину волны 48 мкм (Рисунок 4.18а, кривая 2). При испарительном давлении  $2 \cdot 10^5$  Па –  $\lambda_{cr} = 11$  мкм и  $\lambda_m = 36$  мкм, термоэлектрические эффекты приводит лишь к незначительному увеличению максимальной скорости роста возмущений (рисунок 4.18а, кривая 3 и 4).

В случае алюминиевых сплавов наблюдается несколько иная ситуация при градиенте концентрации  $G_1 = 10^6$  м<sup>-2</sup>/м. Если  $\omega_E = 0$  и  $\omega_p = 0$ , то критическая длина волны составляет 7 мкм, а максимум скорости роста приходится на 25 мкм (рисунок 4.18б, кривая 1). При  $\omega_E \neq 0$  и  $\omega_p = 0$  критическая длина волны составляет 7 мкм, а максимум скорости роста приходится на длины волн 10 и 44 мкм (рисунок 4.18б, кривая 2). При  $\omega_E = 0$  и  $\omega_p \neq 0$  критическая длина волны составляет 7 мкм, а максимальное значение скорости роста достигается при длине волны 27 мкм (рисунок 4.18б, кривая 3). При  $\omega_E \neq 0$  и  $\omega_p \neq 0$  зависимость скорости роста также имеет два максимума (рисунок 4.18б, кривая 4). Первый максимум приходится на длину волны 10 мкм, а второй на длину волны 110 мкм. Наличие первого максимума обусловлено, по-видимому, взаимодействием концентрационно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивостей, а второй наличием градиента температур.

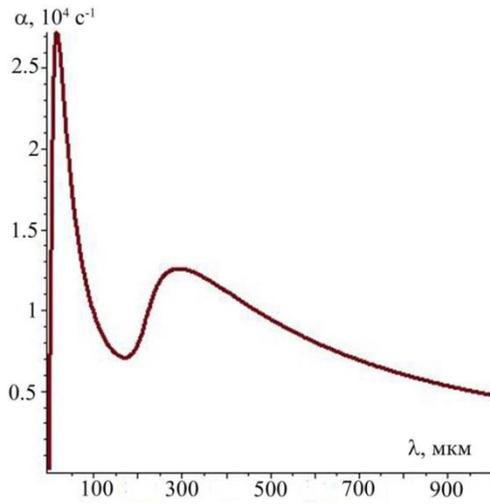
Полученные результаты дают адекватное объяснение образованию поверхностно-периодических структур микрометрового диапазона. Образование ячеистых структур субмикро- и наноразмерного диапазона в рамках низкочастотного приближения, также как и в случае, рассмотренном выше, возможно при значении термоэлектрического коэффициента  $\sim 10^{-1}$  В/К или при испарительном давлении  $\sim 10^{11}$  Па. Таким образом, учет влияния концентрации иттрия приводит к усложнению спектра капиллярных волн в случае системы Al-Si-Y, тогда как в случае системы Ti-Y такого эффекта не наблюдается.

Применим приближение (4.9) с учетом концентрационно-капиллярных эффектов. Зависимость скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны представлена на рисунке 4.19. Из данного рисунка следует, что в отсутствие термоэлектрических и испарительно-капиллярных эффектов эта зависи-

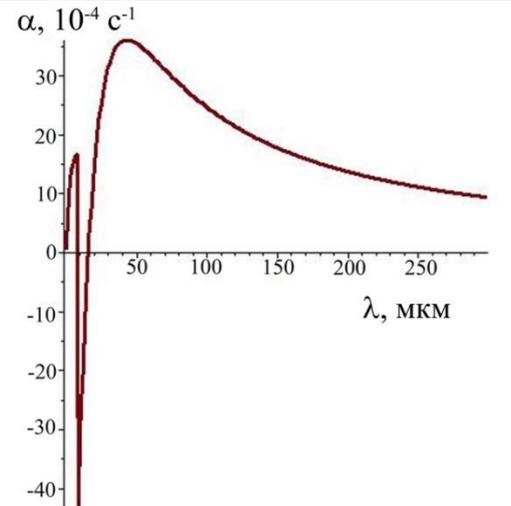
мость имеет два максимума. Первый максимум приходится на длину волны 18 мкм, а второй на длину волны 294 мкм (рисунок 4.19а). При наличии термоэлектрического поля  $\sim 10^5$  В/м первый максимум приходится на длину волны 8 мкм, а второй на длину волны 43 мкм (рисунок 4.19 б). При увеличении напряженности термоэлектрического поля до  $10^6$  В/м второй максимум зависимости не наблюдается, а первый приходится на длину волны 0,31 мкм (Рисунок 4.19 в). Такие же изменения зависимости скорости роста от длины волны наблюдаются и в случае системы Al-Si-Y. Если в отсутствие термоэлектрических эффектов максимум скорости роста приходится на длину волны 182 мкм, то при значении напряженности поля  $10^5$  В/м будут наблюдаться два максимума при длинах волн 4 мкм и 48 мкм. При  $E_0 \sim 10^6$  В/м –  $\lambda_m = 0,26$  мкм.

При значении испарительного давления  $2 \cdot 10^5$  Па в случае системы Ti-Y приводит к смещению значения максимума на длину волны 9,6 мкм без учета термоэлектрических эффектов. Если  $\omega_E \neq 0$  и  $\omega_p \neq 0$ , то максимум скорости роста приходится на длины волн 4,2 мкм и 19,6 мкм. Для системы Al-Si-Y наблюдаются такие же изменения.

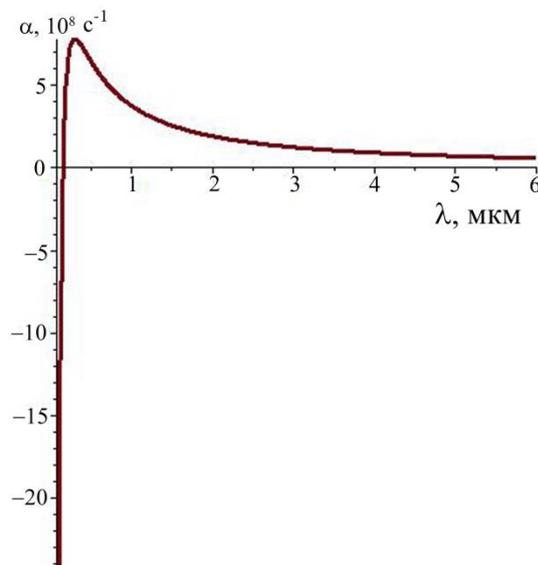
На рисунке 4.20 представлены зависимости длины волны, при которой наблюдается максимум скорости роста возмущений, от плотности энергии пучка электронов в условиях  $\omega_E \neq 0$  и  $\omega_p = 0$ . Из данного рисунка следует, что с возрастанием  $E_s$  максимум скорости роста смещается из микро- в нанодиапазон длин волн, что подтверждается результатами эксперимента [302, 303]. Установленные закономерности влияния термоэлектрического эффекта на начальную стадию неустойчивости термокапиллярного течения расплава при электронно-пучковой обработке позволяют заключить, что механизмом образования поверхностных микро и наноструктур является комбинация термо-, концентрационно-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивостей. Показано, что учет термоэлектрических и концентрационно-капиллярных явлений в расплаве оказывает существенное влияние на зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела «плазма/расплав».



а)



б)



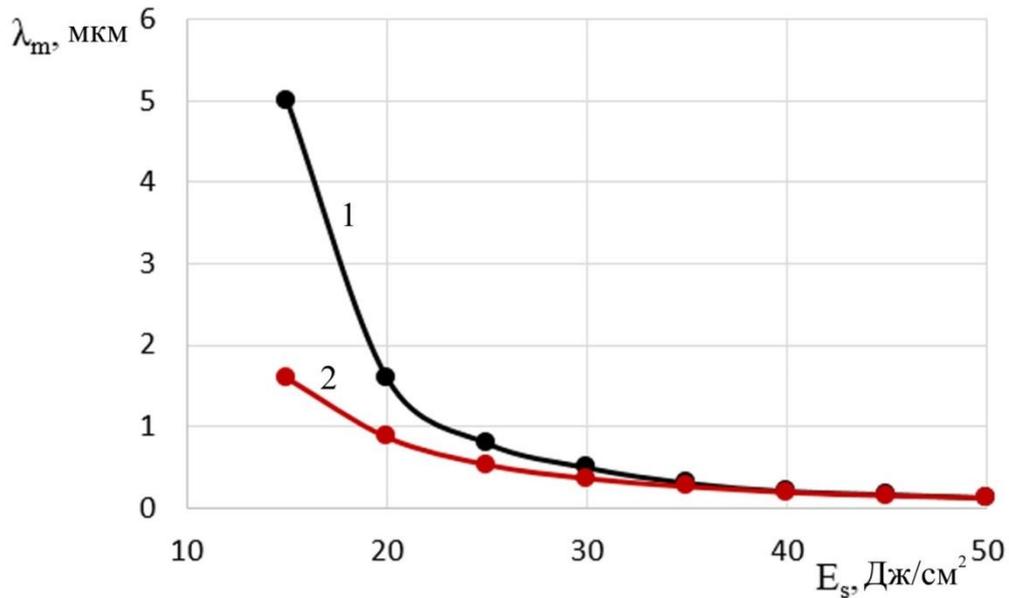
в)

а – без учета термоэлектрических явлений, б – при значении напряженности термоэлектрического поля  $10^5$  В/м, в – при значении напряженности термоэлектрического поля  $10^6$  В/м.

Рисунок 4.19 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела “плазма / расплав” системы Ti-Y, полученные решением уравнения (4.9)

В случае системы Al-Si-Y в низкочастотном приближении (4.11) эта зависимость будет иметь два максимума, тогда как для системы Ti-Y наблюдается только один максимум. Максимум скорости роста будет приходиться на субмикроскопический диапазон длин волн.

и нанометровый диапазон длин волн при значении термоэлектрического коэффициента  $\sim 10^{-1}$  В/К как для Ti-Y так и для Al-Si-Y. Полученные результаты могут быть использованы для поиска оптимальных режимов электронно-пучковой обработки, обеспечивающих формирования микро и наноструктур.



1 – Ti-Y; 2 – Al-Si-Y

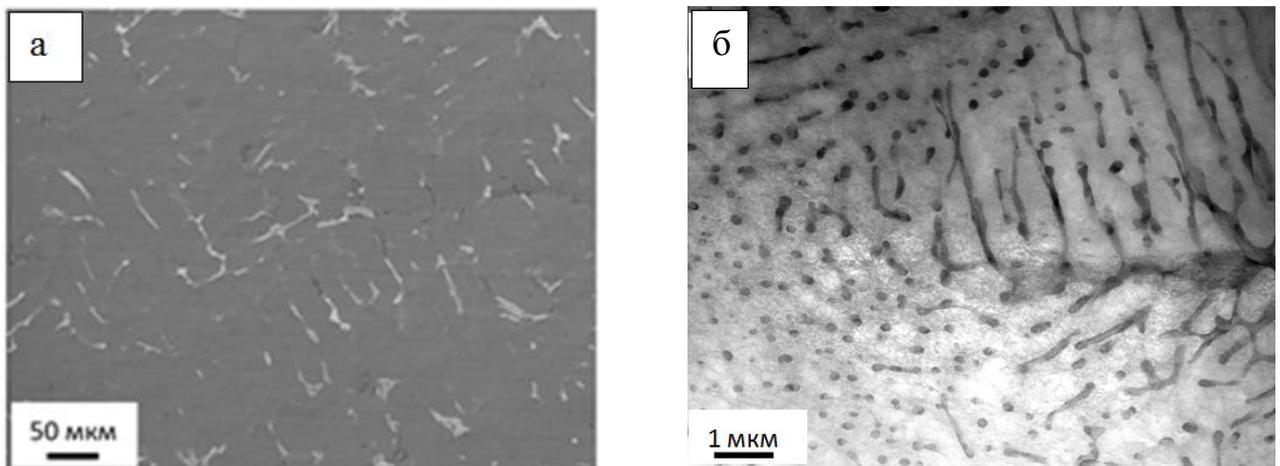
Рисунок 4.20 – Зависимость длины волны, при которой наблюдается максимум скорости роста возмущений поверхности от плотности энергии пучка электронов (длительность импульса 150 мкс)

#### 4.2.2 Механизм дробления частиц второй фазы в зоне термического влияния низкоэнергетического сильноточного электронного пучка

Настоящий параграф посвящен моделированию процесса дробления частиц второй фазы в зоне термического влияния электронного пучка на примере эвтектического силумина [265 – 267]. На рисунке 4.21 показаны электронно-микроскопические изображения структуры силумина до обработки (рисунок 4.21а) в зоне термического влияния электронного пучка (4.21б). Из данного рисунка следует, что в литом состоянии размеры частиц кремния составляют 10

мкм. Электронно-пучковая обработка приводит к измельчению частиц второй фазы до  $139,8 \pm 45,3$  нм.

Как уже упоминалось в главе 1, основным механизмом распада частиц является неустойчивость поверхности раздела между частицей и матрицей. Она возникает из-за несоответствия модулей упругости и коэффициентов линейного расширения алюминия и кремния на границе включения и матрицы возникают механические напряжения, которые приводят к его неустойчивости и разрушению. На рисунке 4.22 представлена схема взаимодействия пластины кремния и алюминиевой матрицы на стадии охлаждения.



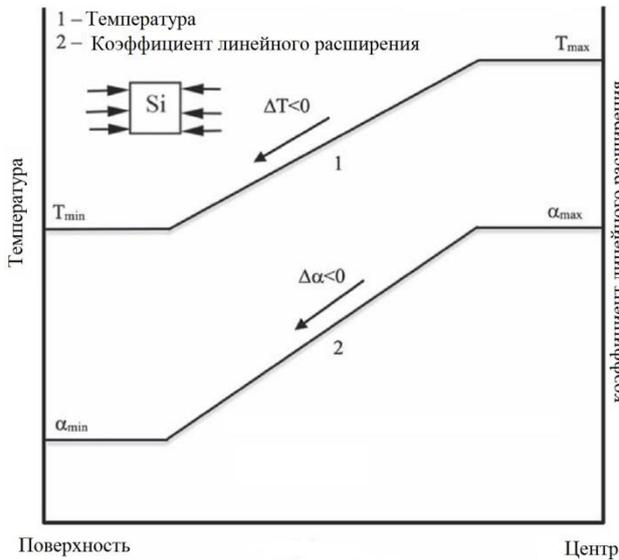
а – исходное состояние; б – после электронно-пучковой обработки

Рисунок 4.21 – Структура силумина до и после обработки электронным пучком

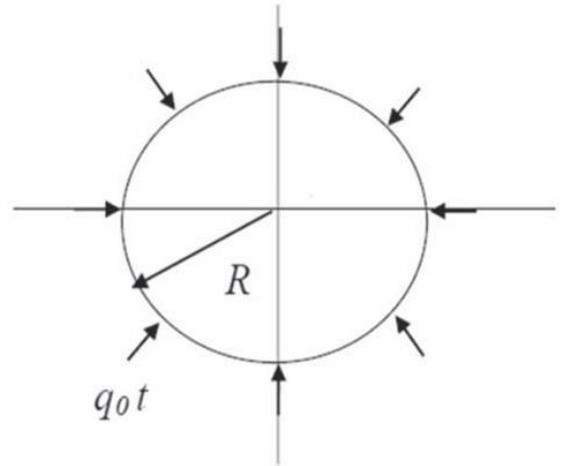
На этой стадии пластина кремния согласно [304] будет нагружена сжимающими напряжениями. Аппроксимируем форму включения кругом и применим представления теории устойчивости упругих пластин и оболочек [305 – 308]. На основании этих представлений рассмотрим два случая: 1) включение кремния – шарнирно опертая со всех сторон пластинка; 2) пластина защемлена со всех сторон. Во всех случаях к пластине по радиусу приложено усилие  $P$ . Для определения данного усилия необходимо решить задачу о напряженно-деформированном состоянии вблизи включения. Для этого запишем систему дифференциальных уравнений относительно радиального перемещения ( $u(r)$ ) при постоянных значе-

ниях модуля упругости ( $E$ ), коэффициента Пуассона ( $\nu$ ) и коэффициента линейного расширения ( $\alpha$ ):

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{dr u_n}{dr} \right) = (1 + \nu_n) \alpha_n \frac{dT_n}{dr}. \quad (4.17)$$



а)



б)

а – изменение температуры (кривая 1) и коэффициента линейного расширения (кривая 2) на стадии охлаждения; б – схема нагружения пластины кремния

Рисунок 4.22 – Схема взаимодействия пластины кремния с алюминиевой матрицей

Первый слой заключен в интервале  $0 < r < a$  и характеризуется параметрами материала  $E_1, \nu_1, \alpha_1$ , второй –  $a < r < \infty$  и  $E_2, \nu_2, \alpha_2$ , где  $E_n, \nu_n, \alpha_n$  – модуль упругости, коэффициент Пуассона и коэффициент линейного расширения  $n$ -го слоя соответственно. Внешние граничные условия при  $r = 0$  и  $r \rightarrow \infty$ :

$$u_1(0) = 0, u_2(\infty) = 0. \quad (4.18)$$

Решение, удовлетворяющее внешним граничным условиям примет вид:

$$(4.19)$$

$$u_1(r) = (1 + \nu_1) \frac{\alpha_1}{r} \int_0^r T_1(\xi) \xi d\xi + C_1 r,$$

$$u_2(r) = (1 + \nu_2) \frac{\alpha_2}{r} \int_0^r T_2(\xi) \xi d\xi + C_2 r.$$

Компоненты напряжений:

$$\sigma_{r1}(r) = -\frac{\alpha_1 E_1}{r^2} \int_0^r T_1(\xi) \xi d\xi + C_1 \frac{E_1}{1 - \nu_1},$$

$$\sigma_{r2}(r) = -\frac{\alpha_2 E_2}{r^2} \int_0^r T_2(\xi) \xi d\xi - C_2 \frac{E_2}{(1 - \nu_2) r^2}.$$
(4.20)

Условия сопряжения между слоями запишем в виде равенства радиальных напряжений и перемещений в точке контакта слоёв  $r = a$ :

$$-E_1 \Phi + C_1 \frac{E_1}{1 - \nu_1} = -C_2 \frac{E_2}{a^2 (1 + \nu_2)}, (1 + \nu_1) a \Phi + C_1 a = \frac{C_2}{a};$$

$$\Phi = \frac{\alpha_1}{a^2} \int_0^a T_1(\xi) \xi d\xi.$$
(4.21)

Решение системы (4.21):

$$C_1 = \left( \frac{1 - K}{1 + K} - \nu_1 (1 + K) \right) \Phi, C_2 = \frac{2a^2 \Phi}{1 + K}; K = \frac{E_2 (1 - \nu_1)}{E_1 (1 + \nu_2)}.$$
(4.22)

Для расчета напряжений требуется определить распределения температур. Рассмотрим случай, когда температура постоянная, тогда

$$\Phi = \frac{\alpha_1}{2} T_0$$
(4.23)

С учетом (4.22) и (4.24) напряжения на границе включения примут вид:

$$\sigma_1 = \frac{B_1 B_2 (1 + \nu_1) T_0 ((\alpha_1 - \alpha_2) \nu_2 - (\alpha_1 + \alpha_2))}{B_1 (\nu_1 + 1) + B_2 (1 - \nu_2)},$$
(4.24)

где  $B_n = \frac{E_n}{1 - \nu_n}$ ,  $n = 1..2$ . После поиска распределения напряжений по ради-

усу включения перейдем к рассмотрению его устойчивости. Основное уравнение движения в терминах теории пластин и оболочек [307, 308] будем иметь вид:

$$D\Delta\Delta w + P\Delta w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \quad (4.25)$$

где  $w$  – поперечное смещение,  $P$  – нагрузка,  $\rho$  – плотность материала пластины,  $h$  – её толщина,  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  – изгибная жесткость,  $\Delta$  – оператор Лапласа в полярных координатах. Будем искать решение (4.25) в виде

$$w(r, \varphi, t) = Z(t)w_{mn}(r)\cos n\varphi, \quad (4.26)$$

где  $Z(t)$  и  $w_{mn}(r)\cos(n\varphi)$  – временная и координатная часть поперечного смещения. Амплитуда этого смещения  $w_{mn}(r)$  зависит от вида граничных условий. При шарнирном закреплении граничные условия для уравнения (4.25) имеют вид:

$$\frac{d^2 w_{mn}}{dr^2} + \frac{\nu}{r} \frac{dw_{mn}}{dr} = 0, \text{ при } r = R, \quad (4.27)$$

а при защемлении:

$$w_{mn} = \frac{dw_{mn}}{dr} = 0 \text{ при } r = R. \quad (4.28)$$

Начальные условия будут иметь вид:

$$Z(0) = 0, \dot{Z}(0) = 0. \quad (4.29)$$

Будем использовать критерий неустойчивости, предложенный в работе [309]:

$$\dot{Z}(t_{cr}) = 0, \quad (4.30)$$

где  $t_{cr}$  – критическое время (момент начала неустойчивости).

Для решения задачи (4.25) – (4.30) используем приближенный метод Бубнова-Галеркина. Внешнюю нагрузку зададим в виде  $P = q_0 t$ , где  $q_0$  – скорость нагружения. В случае шарнирно опертой пластины координатная часть ее поперечного смещения имеет вид:

$$w_{mn}(r) = J_n(\beta_{n,m}R) \left( \frac{r}{R} - \left( \frac{r}{R} \right)^n \right), \quad (4.31)$$

где  $\beta_{n,m}$  – корень уравнения:

$$(\beta_{n,m}R)J_n(\beta_{n,m}R) - (1-\nu)J_{n+1}(\beta_{n,m}R) = 0, \quad (4.32)$$

где  $J_n(\beta_{n,m}R)$  – функция Бесселя  $n$ -го порядка. Величина критической нагрузки  $P_{cr} = q_0 t_{cr}$  в этом случае имеет вид:

$$w_{mn}(r) = J_n(\beta_{n+1,m}R) \left( \frac{r}{R} - \left( \frac{r}{R} \right)^n \right). \quad (4.33)$$

Для зашечленной пластины  $w_{mn}(r)$

$$w_{mn}(r) = J_n(\alpha_{n+1,m}R) \left( \frac{r}{R} - \left( \frac{r}{R} \right)^n \right), \quad (4.34)$$

где  $\alpha_{n+1,m}$  – корень уравнения:

$$J_{n+1}(\alpha_{n+1,m}R) = 0. \quad (4.35)$$

Величина критической нагрузки  $P_{cr} = q_0 t_{cr}$  в случае зашечленной пластины имеет вид:

$$q_0 t_{cr} = \alpha_{m,n}^2 \frac{D}{R^2 h} + \frac{b_1 \rho R^2}{\alpha_{m,n}^2 t_{cr}^2}. \quad (4.36)$$

В случае статического нагружения, для шарнирно опертой пластины величина критической нагрузки примет вид:

$$p_{cr} = \beta_{m,n}^2 \frac{D}{R^2 h}, \quad (4.37)$$

а для зашечленной пластины:

$$p_{cr} = \alpha_{m,n}^2 \frac{D}{R^2 h}. \quad (4.38)$$

Для больших корней  $\alpha_{m,n} = \frac{\pi}{4}(2m + 4n + 1)$ ,  $\beta_{m,n} = \pi(2n + m + 3/4)$ . В таблице

4.5 представлены исходные данные для расчетов.

Критические нагрузки согласно (4.37) и (4.38) для включения радиусом  $R \sim 10$  мкм и толщиной  $h \sim 1$  мкм составляют:  $p_{cr} \approx 4,22 \cdot 10^8$  Па и  $p_{cr} \approx 1,48 \cdot 10^8$  Па. Величина напряжений на границе раздела включения согласно (4.24) при температуре 577 К составляет 1,19 ГПа. Для включения толщиной  $h \sim 100$  нм критиче-

ские нагрузки составляют: для первого случая:  $p_{cr} \approx 4,25 \cdot 10^6$  Па, для второго –  $p_{cr} \approx 1,49 \cdot 10^8$  Па.

Таблица 4.4 – Характеристики материала матрицы и включения

Характеристика	Материал	
	Al	Si
Модуль упругости, ГПа	70	110
Коэффициент линейного расширения, $K^{-1}$	$28,1 \cdot 10^{-6}$	$3,68 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент Пуассона	0,3	0,3

Для нахождения напряжений вблизи включений кремния эллиптической формы применим метод конечных элементов. Постановка задачи для этого элемента приведена на рисунке 4.23.

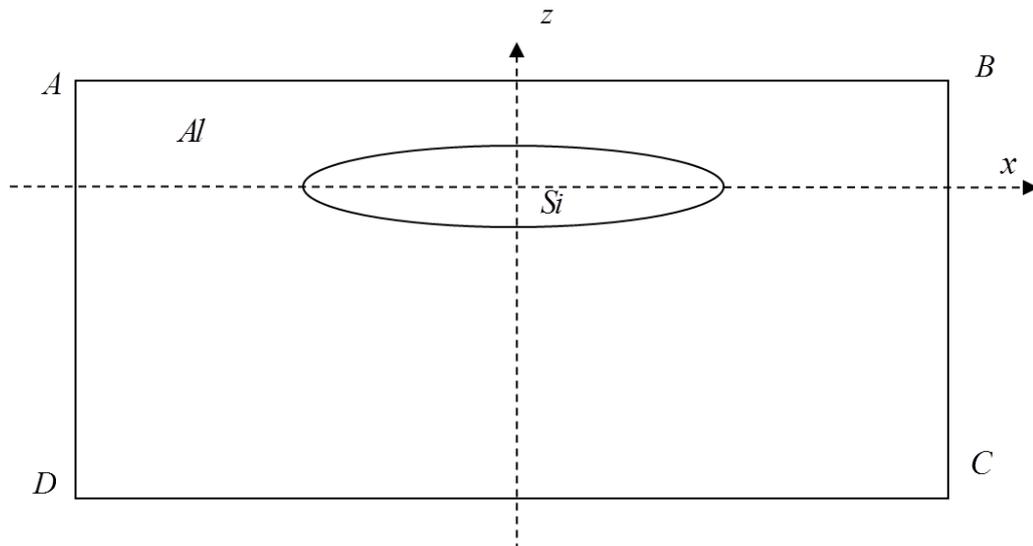


Рисунок 4.23 – Постановка задачи расчета напряжений вблизи эллиптического включения

Уравнения теории термоупругости будут иметь вид:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}_s}{\partial t^2} = \nabla \cdot \vec{\sigma} + \vec{F}, \quad \vec{\sigma} = C : \varepsilon, \quad (4.39)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2} [\nabla \vec{u}_s + (\nabla \vec{u}_s)^T] + \varepsilon_T, \quad \varepsilon_T = \alpha(T - T_0),$$

где  $\vec{u}_s = (u_s, v_s, w_s)$  – вектор перемещений, соответственно по координатам  $(r, \varphi, z)$ ,  $\sigma$  – тензор напряжений,  $\varepsilon$  – тензор деформаций,  $C = C(\varepsilon, \mu)$  – тензор жесткости, зависящий от модуля Юнга ( $E$ ) и коэффициента Пуассона ( $\mu$ ),  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения.

Таблица 4.5 – Граничные условия

	$T, q$	$\sigma, \vec{u}_s$
AB	$T = T_{in}(t)$	–
AD, BC	$T_{AD} = T_{BC}$	$\vec{u}_{AD} = \vec{u}_{BC}$
DC	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	$\vec{u} = 0$

Температурное поле рассчитывается с помощью уравнения теплопроводности Фурье:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T), \quad (4.40)$$

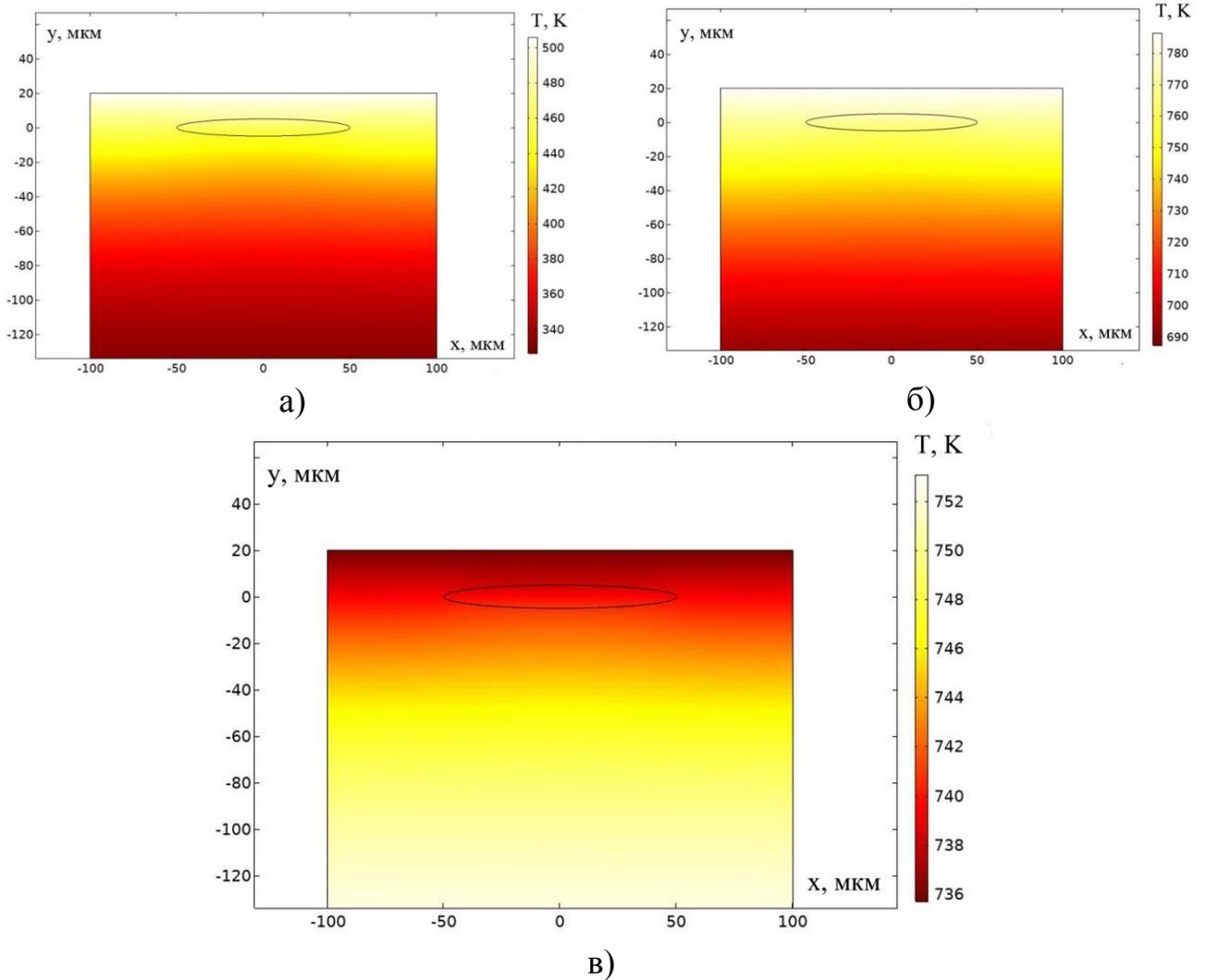
где  $T$  – температура,  $C_p$  – удельная теплоемкость,  $k$  – коэффициент теплопроводности. Граничные условия приведены в таблице 4.5

Переход в пластическую область характеризовался критерием Мизеса:

$$\sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\tau_{xy}^2} \leq \sigma_y, \quad (4.41)$$

где  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$  – нормальные компоненты тензора напряжений,  $\tau_{xy}$  – касательная компонента,  $\sigma_y$  – предел текучести.

Рисунок 4.24 демонстрирует распределение температуры по глубине изделия в различные моменты времени. Видно, что при  $t < 550$  мкс температура включения и матрицы увеличивается (рисунок 4.24 а, б) до 780 К, а затем происходит их остывание (рисунок 4.24 в) до температуры 560 К. Температурный фронт продвигается от поверхности в глубину изделия, нагревая включения вторых фаз, находящихся на его пути.



а) 150 мкс; б) 550 мкс; в) 1000 мкс

Рисунок 4.24 – Распределение температуры по глубине изделия в различные моменты времени

Зависимость температуры в центре включения от времени представлена на рисунке 4.25. Из данного рисунка следует, что максимум температуры приходится на момент времени 550 мкс и составляет 780 К. Как уже говорилось выше, коэффициент линейного расширения алюминия в 4 раза больше, чем кремния, поэтому на границе включения кремния и алюминия будут возникать сжимающие механические напряжения, которые приведут к его разрушению. Исходя из того, что  $\sigma = E\alpha(T - T_0)$ , следует ожидать максимума этих напряжений в момент времени 550 мкс.

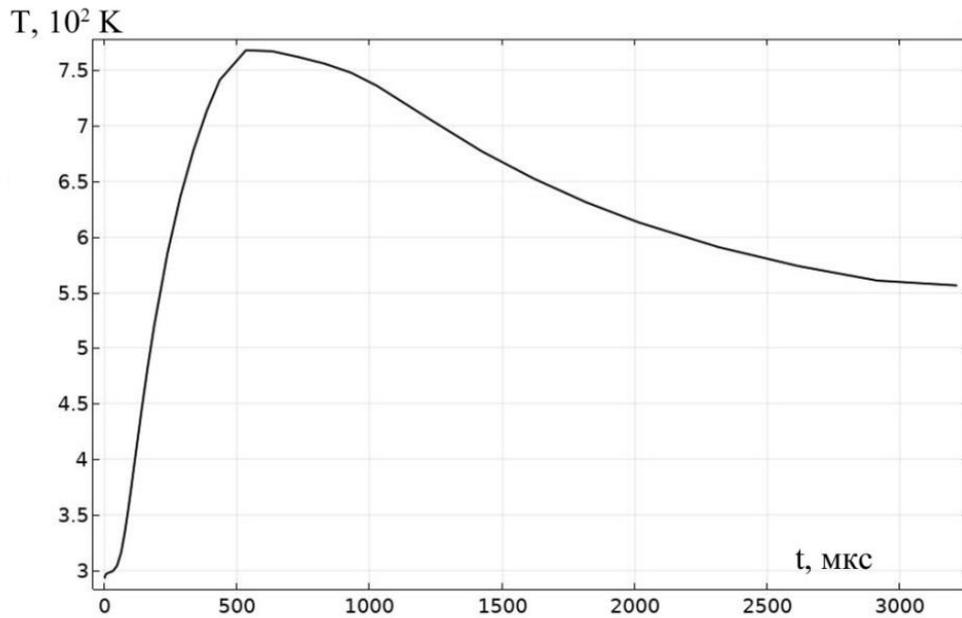
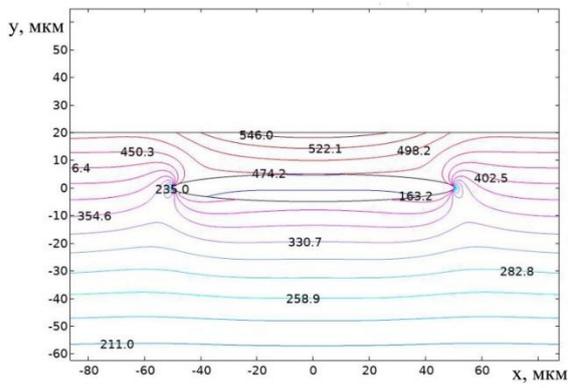
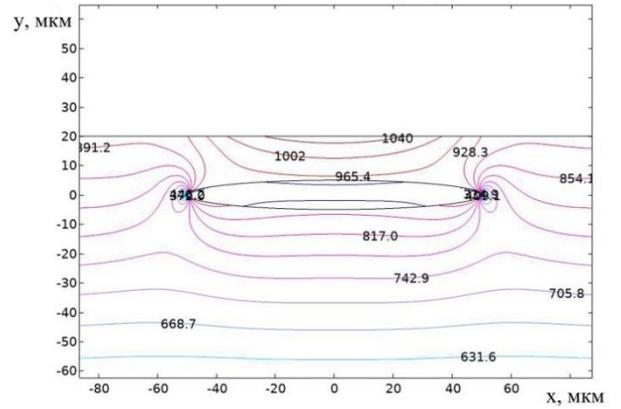


Рисунок 4.25 – Зависимость температуры от времени в центре зерна кремния

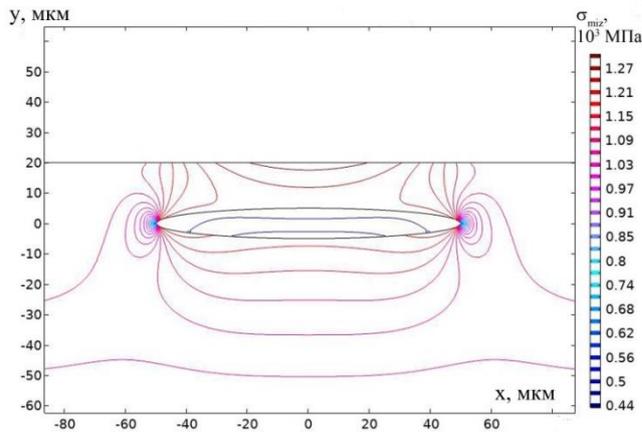
Как показывают результаты расчета распределения интенсивности напряжений Мизеса по координате (рисунок 4.26), на этапе возрастания температуры происходит рост интенсивности напряжений в матрице и включении (рисунок 4.26 а, б). При  $t = 550$  мкс интенсивность напряжений достигает своего максимума, причем в алюминиевой матрице, их значение составляет 1,27 ГПа, а во включении 560 МПа (рисунок 4.26 в). На стадии остывания интенсивность напряжения снижается (рисунок 4.26 г). Таким же образом ведут себя нормальные компоненты напряжений на границе включения (рисунки 4.27 а и б). Максимальное значение  $\sigma_{xx}$  достигает значений -560 МПа в точке  $(0,5L, 0)$ , а  $\sigma_{yy} = +15$  МПа в точке  $(0, 0,5H)$ , где  $L$  – продольный размер включения,  $H$  – поперечный размер включения. Такое поведение механических напряжений позволяет сделать вывод о том, что и для эллиптического включения также имеет место упругая неустойчивость, которая приводит к его разрушению.



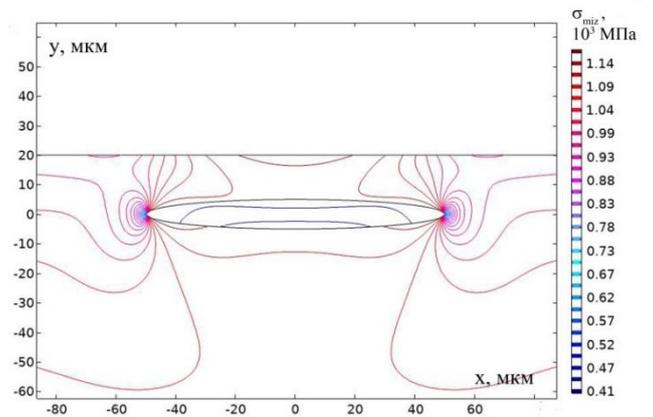
а)



б)



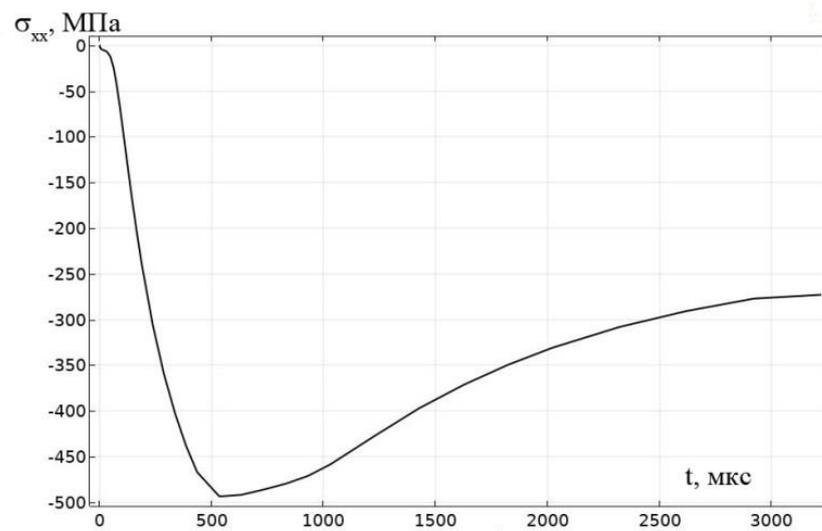
в)



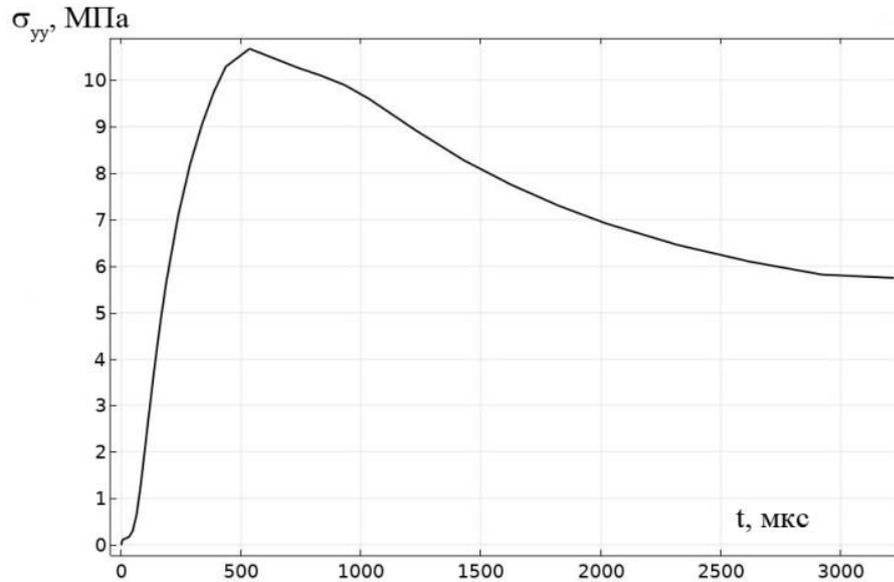
г)

а – 150 мкс; б – 300 мкс; в – 550 мкс; г – 1000 мкс

Рисунок 4.26 – Распределение интенсивности напряжений (МПа) по координате



а)



б)

а – зависимость  $\sigma_{xx}$  от времени в точке  $(0,5L, 0)$ ; б – зависимость  $\sigma_{yy}$  от времени в точке  $(0, 0,5H)$

Рисунок 4.27 – Зависимости нормальных компонент тензора напряжений от времени на границе включения

Таким образом, предложен механизм распада частиц кремния в алюминии в зоне термического влияния низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. Это включение моделировалось круглой пластиной радиусом  $R$  и толщиной  $h$ , а также пластиной эллиптической формы продольным размером  $L$  и поперечным размером  $H$ . Предполагалось, что распад включения кремния осуществляется за счет несоответствия модуля упругости и термического коэффициента линейного расширения за счет развития динамической неустойчивости. В условиях высокоскоростного охлаждения пластина кремния нагружена сжимающими напряжениями, так как коэффициент линейного расширения алюминия больше чем кремния. Под действием этих сил возникает неустойчивость пластины, а затем ее разрушение. Оценка величины этих напряжений методами теории упругости для круглого включения показало, что при температуре эвтектики оно может достигать порядка 1 ГПа, а для эллиптического – от 560 МПа до 1,27 ГПа. Начальная стадия этой неустойчивости изучалась с привлечением методов теории

пластин и оболочек. В рамках данной теории, оценено значение критического напряжения в приближении заземленных концов пластины и шарнирно опертых пластин, которое составляют  $\sim 10^7 - 10^9$  Па, что совпадает с расчетами по теории упругости. Это позволяет сделать вывод о том, что установленный механизм дробления частиц кремния в зоне термического влияния электронного пучка является наиболее вероятным.

С другой стороны, механические напряжения, возникающие на границе раздела частицы и матрицы являются сжимающими. Это позволяет сделать предположение о том, что на этой границе может возникнуть неустойчивость Рэлея-Тейлора [267]. Для того чтобы проверить это утверждение воспользуемся решением дисперсионного уравнения (2.41), при этом границу раздела считаем плоской:

$$\alpha = -\frac{1}{2}a + \frac{1}{2}\sqrt{a^2 - 4c},$$

$$a = \frac{1}{(1+A)R_1} \left( (\eta_1 \coth(kh) + \eta_2 \coth(kH))k^2 \right), \quad (4.42)$$

$$c = \frac{\omega_0^2 - k^2 u_0^2 \mu}{1+A}, \quad \omega_0^2 = \frac{\sigma_0 k^3 + (\rho_1 - \rho_2)gk}{R_1}, \quad A = \frac{R_2}{R_1}.$$

Ускорение слоя, занятого алюминием определим как:

$$g = \frac{T_0}{(\rho_1 - \rho_2)a_0} \left( \frac{E_1 \alpha_1}{1 - 2\mu_1} - \frac{E_2 \alpha_2}{1 - 2\mu_2} \right), \quad (4.43)$$

где  $E_n$ ,  $\mu_n$  – модуль упругости и коэффициент Пуассона  $n$ -го слоя,  $\alpha_n$  – коэффициент линейного расширения,  $T_0$  – температура слоев. Оценка значения ускорения при толщине слоев 10 мкм, амплитуде возмущения 1 мкм и температуре 850 К показала, что оно составляет  $\sim 10^{12}$  м/с<sup>2</sup>. В таблице 4.6 представлены данные для расчетов. Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны представлены на рисунке 4.28. Из рисунка 4.28 следует, что длина волны, на которую приходится максимум скорости роста, имеет значение 626 нм, что в 6 раз выше, чем наблюдаемые размеры частиц кремния [266]. Такое несоответствие может быть объяснено тем фактом, что при разработке модели

температура включения кремния и алюминиевой матрицы считалась постоянной, аналогичной и равной эвтектической температуре силумина.

Таблица 4.6 – Данные для расчета скорости роста возмущений

Характеристика	Материал	
	Al	Si
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	2700	2330
Кинематическая вязкость, м <sup>2</sup> /с	$5,07 \cdot 10^{-6}$	$\approx 10^{-6}$
Поверхностное натяжение, Н/м	1,14	1,67
Толщина слоя, мкм	10	10

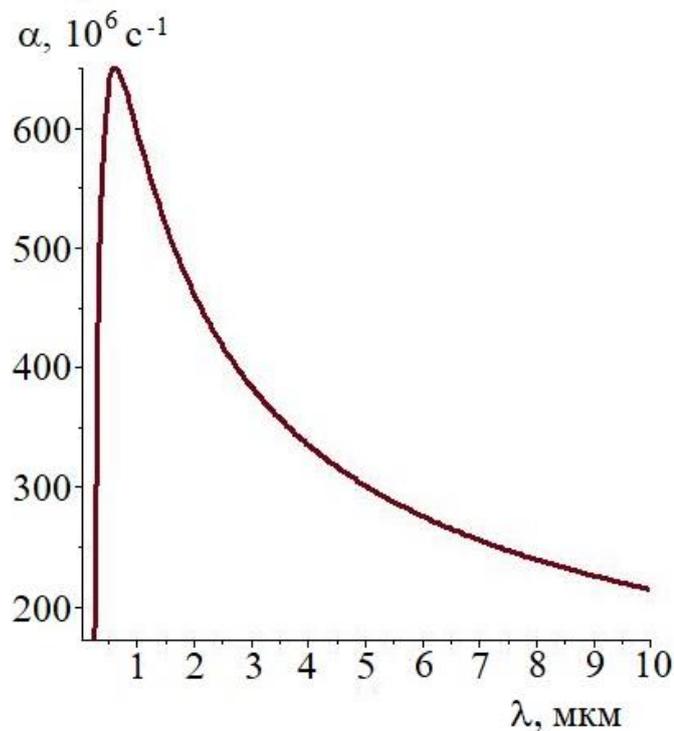


Рисунок 4.28 – Зависимость скорости роста возмущений поверхности раздела «кремний/алюминий» от длины волны

На самом деле температуры включения и матрицы разные. Не следует также игнорировать влияние нелинейных условий, которые становятся существенными при дальнейшем развитии неустойчивости, а также роль поперечной скорости слоя, которая смещает  $\lambda_m$  в нанодиапазон. Как показывают результаты исследований [258 –260] по анализу различных гидродинамических неустойчивостей,

нелинейность способствует образованию вторичных вихрей, которые отделяются от основного вихря и становятся предшественниками новых частиц второй фазы. Этот факт, по-видимому, может объяснить двухмодовое распределение частиц кремния по размерам, полученное в [267] по данным просвечивающей электронной микроскопии.

### 4.3. Выводы по главе

1. Изучен процесс возникновения волнообразного рельефа границы раздела «покрытие/подложка» и формирования наноразмерных структур при воздействии гетерогенных плазменных потоков, созданных электрическим взрывом порошка оксида иттрия на подложки из титана и алюмо-кремниевого сплава. Установлено, что для системы Ti-Y при значениях поперечной скорости до 10 м/с преобладающим типом неустойчивости является неустойчивость Рэлея-Тейлора, при скоростях больше данного значения происходит смена типа неустойчивости на неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Для системы Al-Si-Y неустойчивость Кельвина-Гельмгольца будет преобладать при значении скорости более 50 м/с, что обусловлено малой по сравнению с титаном плотностью подложки и высоким ускорением порошка иттрия  $\sim 10^9$  м/с<sup>2</sup>. Показано, что учет поперечной скорости слоя иттрия дает адекватное объяснение формированию волнообразного рельефа границы раздела «покрытие/подложка» и распределению частиц иттрия по глубине модифицированного слоя.

2. Предложена математическая модель формирования ячеистой структуры высокоскоростной кристаллизации при воздействии низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на системы Ti-Y и Al-Si-Y, основанная на представлении о возникновении комбинированной термо-, концентрационно-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости границы раздела «плазма/расплав».

3. Установлено, что при воздействии электронного пучка с плотностью энергии 35 Дж/см<sup>2</sup> и длительностью импульса 150 мкс на систему Ti-Y зависимость ско-

рости роста возмущений поверхности раздела “жидкая фаза/плазма” от длины волны при учете концентрационно-капиллярных и термоэлектрических эффектов имеет один максимум, приходящийся длину волны 48 мкм. Учет испарительно-капиллярных эффектов приводит к уменьшению этой длины волны до 36 мкм. При значениях термоэлектрического коэффициента  $\sim 10^{-1}$  В/К максимум скорости роста приходится на длины волн субмикро- и нанометрового диапазона.

4. Установлено, что длина волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений поверхности раздела «плазма/расплав» с увеличением плотности энергии пучка электронов уменьшается вне зависимости от материала обрабатываемого изделия.

5. Предложен механизм распада частиц кремния в алюминии в зоне термического влияния низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. Его суть заключается в том, что из-за несоответствия модуля упругости и термического коэффициента линейного расширения возникает динамическая неустойчивость. Начальная стадия этой неустойчивости изучалась с привлечением методов теории пластин и оболочек. В рамках данной теории, оценено значение критического напряжения в приближении защемленных концов пластины и шарнирно опертых пластин, которое составляют  $\sim 10^7 - 10^9$  Па.

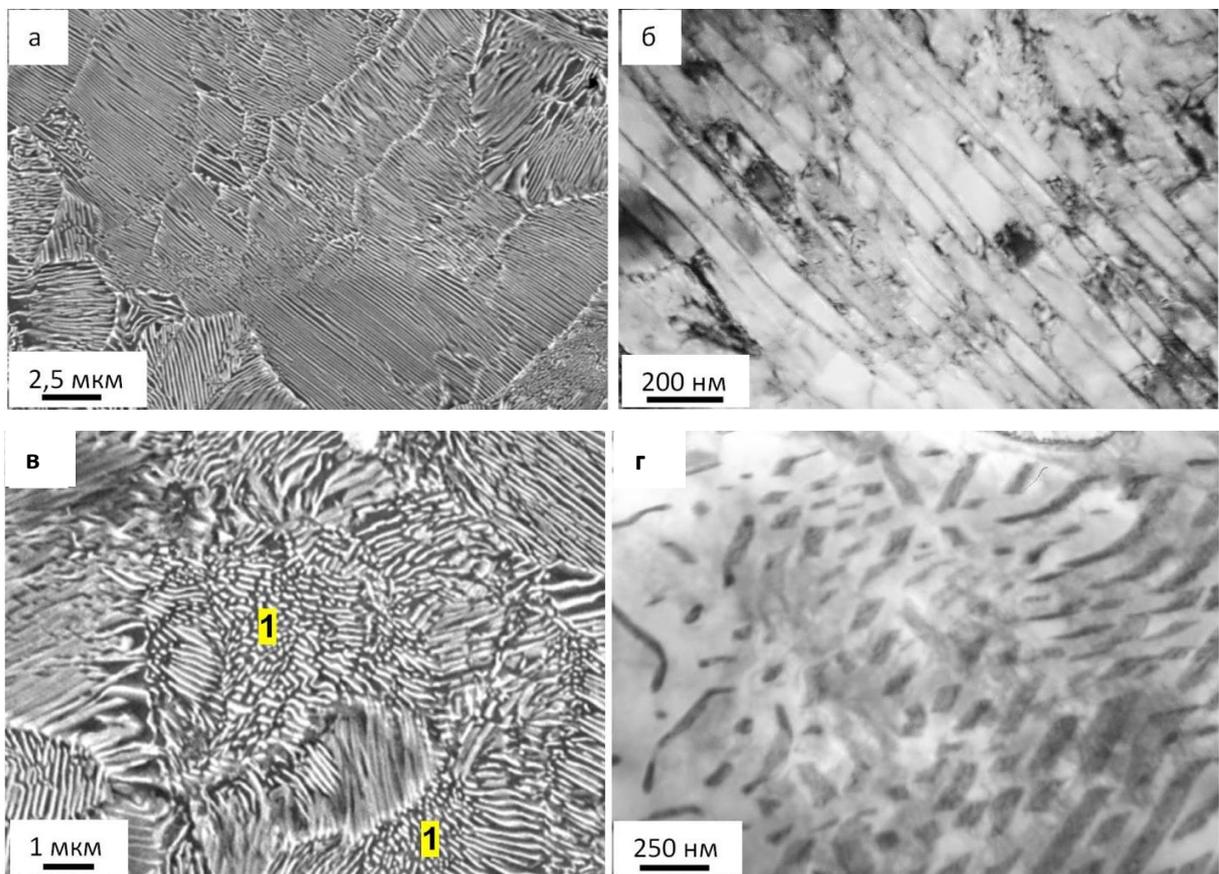
6. Проведен расчет напряжений на границе раздела частицы и матрицы методами теории упругости. Оценка величины этих напряжений методами теории упругости для круглого включения показало, что при температуре эвтектики оно может достигать порядка 1 ГПа, а для эллиптического – от 560 МПа до 1,27 ГПа. Это совпадает с результатами оценки критического напряжения по теории пластин и оболочек и говорит о том, что предложенный механизм распада является наиболее вероятным.

7. Установлено, что еще одним наиболее вероятным механизмом распада пластин кремния является неустойчивость Рэлея-Тейлора границы раздела «кремний/алюминий». Линейный анализ показал, что длина волны, на которую приходится максимум скорости роста составляет 626 нм, что в 6 раз выше, чем наблюдаемые размеры частиц кремния. Такое расхождение объясняется различной тем-

пературов включения и матрицей, а также влиянием нелинейных условий, которые становятся существенными при дальнейшем развитии неустойчивости и роль поперечной скорости слоя, которая смещает  $\lambda_m$  в нанодиапазон.

## 5 МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЛЬСОВОЙ СТАЛИ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

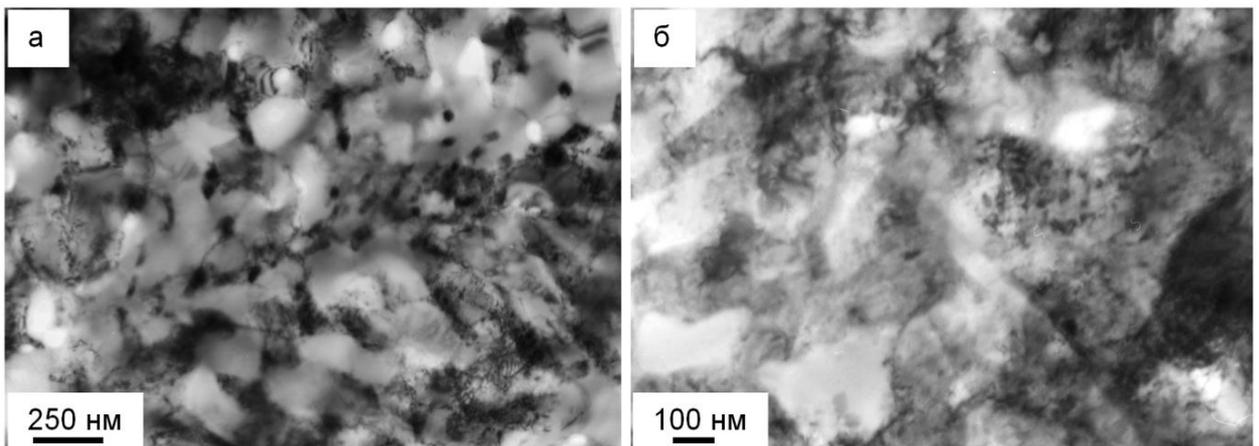
В настоящей главе рассмотрены механизмы формирования градиентных структурно-фазовых состояний рельсовой стали при длительной эксплуатации. Результаты, полученные в данной главе, опубликованы в работах [310 – 313]. На рисунке 5.1 приведены данные электронно микроскопических исследований структуры дифференцированно закаленной рельсовой стали в исходном состоянии и после 1411 млн. тонн брутто, полученные в [192, 314].



а, б – до эксплуатации; в, г – после эксплуатации

Рисунок 5.1 – Структура поверхностного слоя рельсовой стали на различных стадиях эксплуатации [314]. Цифрой 1 на (в) обозначены колонии вырожденного перлита

Из данного рисунка следует, что после дифференцированной закалки преобладающим является пластинчатый перлит (объемная доля 0,72) (рисунок 5.1 а, б). Длительная эксплуатации приводит к увеличению объемной доли разрушенного перлита (объемная доля 0,55) (рисунок 5.1 в, г). Размер зерен вырожденного перлита составляет  $5,60 \pm 1,59$  мкм. В поверхностном слое головки рельса помимо колоний пластинчатого перлита формируется структура субзеренного типа (рисунок 5.2). Размеры субзерен составляют от 100 до 150 нм. По границам субзерен и в стыках границ располагаются частицы карбидной фазы, размеры которых изменяются в пределах от 30 нм до 55 нм. Весьма часто частицы второй фазы располагаются в объеме субзерен на линиях дислокаций (рисунок 5.2 б). Размеры таких частиц изменяются в пределах от 10 нм до 15 нм.



а – структура субзеренного типа; б – частицы карбидной фазы

Рисунок 5.2 – Электронно-микроскопическое изображение структура слоя, прилегающего к поверхности катания [314]

Как уже указывалось выше (см. параграф 1.4) наиболее перспективными представлениями о формировании микро и наноструктурных состояний являются представления, основанные на возникновении сдвиговых неустойчивостей пластического течения. Для построения математических моделей на основе данных представлений необходимы сведения о вязкости рельсовой стали. В [315, 316] установлено, что вязкость твердого тела в условиях пластической деформации

ударно-волновым нагружением зависит от структурно-масштабного уровня. На микромасштабном уровне согласно [315, 316] динамическая вязкость определяется как:

$$\eta = \frac{\alpha B}{b^2 N_m}, \quad \tau = \frac{B}{2Gb^2 N_m}, \quad (5.1)$$

где  $B$  – коэффициент динамического торможения дислокаций,  $b$  – вектор Бюргера,  $\alpha < 1$  – постоянная,  $N_m$  – плотность подвижных дислокаций,  $G$  – модуль сдвига,  $\tau$  – время релаксации дислокационной структуры. Оценки вязкости по формуле (1) для металлических материалов показали, что при различных временах релаксации вязкость принимает значение от 50 Па·с до 400 Па·с [316]. На макромасштабном уровне динамическая вязкость вычисляется по следующей формуле:

$$\eta = \rho_0 u \lambda D t, \quad (5.2)$$

где  $\rho_0$  – плотность материала,  $u$  – массовая скорость частиц на фронте ударной волны,  $\lambda$  – коэффициент в законе ударной сжимаемости в виде соотношения  $D(u)$ ,  $D$  – скорость ударной волны,  $t$  – ширина фронта ударной волны во времени. Расчеты показывают, что значение вязкости на этом масштабном уровне составляет от  $10^3$  Па·с до  $10^4$  Па·с. На мезомасштабном уровне, на основе представлений о том, что при динамическом нагружении пластическая деформация осуществляется за счет движения с проскальзыванием относительно друг друга микропотоков частиц среды с характерным разбросом скоростей, вязкость определяется по формуле:

$$\eta = \rho \frac{(\Delta u)^3}{\Delta h \dot{\epsilon}^2}, \quad (5.3)$$

где  $\rho$  – плотность материала,  $\Delta h$  – характерный масштаб турбулентности,  $\dot{\epsilon}$  – скорость деформации,  $\Delta u$  – разброс значений поперечной скорости. Вязкость в этом случае принимает значения от  $10^2$  до  $10^5$  Па·с. Нижний диапазон значений вязкости на этом масштабном уровне:

$$\eta = \rho \Delta u \Delta h. \quad (5.4)$$

Значения  $\eta$  в этом диапазоне составляют от 1 до 10 Па·с. Помимо движений материала в волнах разгрузки в виде микропотоков, наблюдаются вращательные и колебательные движения отдельных зерен как целого. При колебательном движении зерен вязкость определяется, исходя из модели вязкоупругой среды Максвелла:

$$\eta = \frac{GT}{\ln \delta}, \quad (5.5)$$

где  $T$  – период колебаний,  $\delta$  – декремент затухания. Значение вязкости в этом случае лежит в диапазоне от  $10^2$  до  $10^3$  Па·с. Учет вращательного движения зерен приводит к следующему:

$$\eta = \frac{((0,1E\rho)^{0,5} \omega d - \sigma_0)}{\dot{\epsilon}}, \quad (5.6)$$

где  $E$  – модуль Юнга,  $\sigma_0$  – предел текучести,  $\omega$  – угловая скорость вращения,  $d$  – средний размер зерна. В этих условиях вязкость принимает значение  $\sim 10^3$  Па·с.

Изучение вязкого течения при других видах интенсивной пластической деформации изучалось в работах [317 – 319]. В работе [317] предложена модель механического перемешивания при кручении под давлением на основе представлений о материалах как о нелинейно-вязких жидкостях. Вязкость в данном представлении зависит от величины деформации сдвига по формуле

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{\dot{\gamma}_{II}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{n-1}, \quad (5.7)$$

где  $\dot{\gamma}_{II}$  – второй инвариант тензора скоростей деформации,  $\dot{\gamma}_0$  – начальная скорость деформации,  $\eta_0$  – начальная вязкость,  $n$  – показатель степени. Результаты конечно-элементного моделирования при  $\eta_0 = 10$  Па·с и  $10^7$  Па·с показали, что сдвиговая неустойчивость, приводящая к появлению складчатости горных пород в километровом масштабе в течение миллионов лет, проявляется и при деформации слоистых металлических систем на микромасштабном уровне в течении нескольких минут. Эти представления использовались в [318] для объяснения пере-

мешивания слоев золота и никеля в процессе трения скольжения. В работе [319] предложен способ оценки динамической вязкости в условиях сварки трением с перемешиванием, основанный на измерении усилия и крутящего момента шпинделя безштифтового инструмента во время испытаний, а также толщины зоны перемешивания. Для аппроксимации полученных данных использовалась следующая зависимость динамической вязкости от скорости деформации и температуры:

$$\eta = k_{\tau} \tau(T) \exp\left(-\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right), \quad (5.8)$$

где  $k_{\tau}$  и  $\dot{\varepsilon}_0$  – калибровочные коэффициенты, учитывающие влияние условий сварки трением с перемешиванием на критическое напряжение сдвига и упрочнение сплава соответственно,  $\tau(T)$  – температурная зависимость критического напряжения сдвига от температуры. В таблице 5.1 приведены результаты оценки вязкости твердых тел, оцененные по различным методикам. Из данной таблицы следует, что вязкость твердых тел в различных условиях деформирования зависит от структурно-масштабного уровня. В этой связи при моделировании формирования микро и наноструктурных состояний на основе представлений о наличии сдвиговых неустойчивостей, необходимо учитывать зависимость вязкости от структурно-масштабного уровня. Размеры пластин цементита и расстояние между ними по данным работы [314] составляют 100...150 нм. Это позволяет сделать вывод о том, что значение вязкости в модели должно соответствовать ее значению на наномасштабном уровне. На эту роль может претендовать вязкость, значения которой определяются из экспериментов по трению скольжения [200 – 202] или коэффициент динамического торможения дислокаций [320]. Их значения по данным таблицы 5.1 от  $10^{-7}$  до  $10^{-5}$  Па·с.

Построение модели формирования микро и наноструктур рельсовой стали при длительной эксплуатации будем основывать на представлении о распаде пластин цементита по следующему механизмам: 1) в процессе взаимного скольжения на границе цементит-феррит создаются области тангенциального разрыва скорости, в которых возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца; 2) на гра-

нице цементит-феррит создается слой толщиной порядка от 10 до 100 нм, в котором вещество ведет себя подобно жидкости. К этому слою применимы представления о вязкоупругой среде. В нем возникает сдвиговая неустойчивость, которая запускает процесс распада.

Таблица 5.1 – Значения динаической вязкости твердых тел

Расчетная формула	Вязкость, Па·с	Эксперимент	Источник
$\eta = \rho c \Delta l$	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	Трение скольжения	[202]
$\eta = \tau / \dot{\gamma}$	$10^5$	Трение скольжения	[201]
$\eta = \frac{1}{C_1} \frac{d^3 k T}{\delta D \omega}$	$10^4$	Диффузионная ползучесть	[321]
$\eta = \frac{\alpha B}{b^2 N_m}$	50 .. 400	Ударно-волновое нагружение	[315]
$\eta = \rho_0 u \lambda D t$	$10^3 \dots 10^4$	Ударно-волновое нагружение	[315]
$\eta = \rho \Delta u \Delta h$	1.. 10	Ударно-волновое нагружение	[315]
$\eta = \frac{G T}{\ln \delta}$	$10^2 \dots 10^3$	Ударно-волновое нагружение	[315]
$\eta = \frac{((0,1 E \rho)^{0,5} \omega d - \sigma_0)}{\dot{\epsilon}}$	$10^3$	Ударно-волновое нагружение	[315]
$\eta = \eta_0 \left( \frac{\dot{\gamma}_{II}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{\frac{1}{n}-1}$	$10 \dots 10^7$	Кручение под давлением	[317]
$\eta = k_\tau \tau(T) \exp\left(-\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)$	$10^4 \dots 10^5$	Сварка трением	[319]
-	$3 \cdot 10^6$	Внутренне трение	[322]
-	$10^{-5}$	Импульсное нагружение	[322]

В первом приближении контактирующие среды будем считать вязкими ньютоновскими жидкостями, причем эффекты, связанные с наличием вязкости, будем учитывать только на границе раздела сред [310 – 313]. Во втором приближении будем учитывать структурную релаксацию вязкости по модели Максвелла.

### 1.1. Механизм формирования микро и наноструктурных состояний рельсовой стали при длительной эксплуатации в приближении вязкой и вязкоупругой жидкости

Как и в параграфе 2.3 будем рассматривать устойчивость плоского стационарного течения двухслойной несжимаемой жидкости. Выберем направление оси  $x$  вдоль границы раздела между слоями, а ось  $y$  - перпендикулярно  $x$  и направлена в сторону второго слоя. Первый слой ( $-\infty < x < \infty$ ,  $-h < x < a(x,t)$ , где  $a$  – смещение поверхности раздела,  $h$  – толщина нижнего слоя) занимает вязкая неподвижная жидкость с вязкостью  $\eta_1$ , и плотностью  $\rho_1$ . Второй слой ( $-\infty < x < \infty$ ,  $a(x,t) < x < H$ , где  $H$  – толщина верхнего слоя) занимает жидкость с вязкостью  $\nu_2$  и плотностью  $\rho_2$ , которая движется с постоянной скоростью  $u_0$ , направленной вдоль оси  $x$ . Ускорение  $g$  направлено в сторону противоположную оси  $y$ . Дисперсионное уравнение малых гармонических возмущений, полученное в параграфе 2.3, имеет вид:

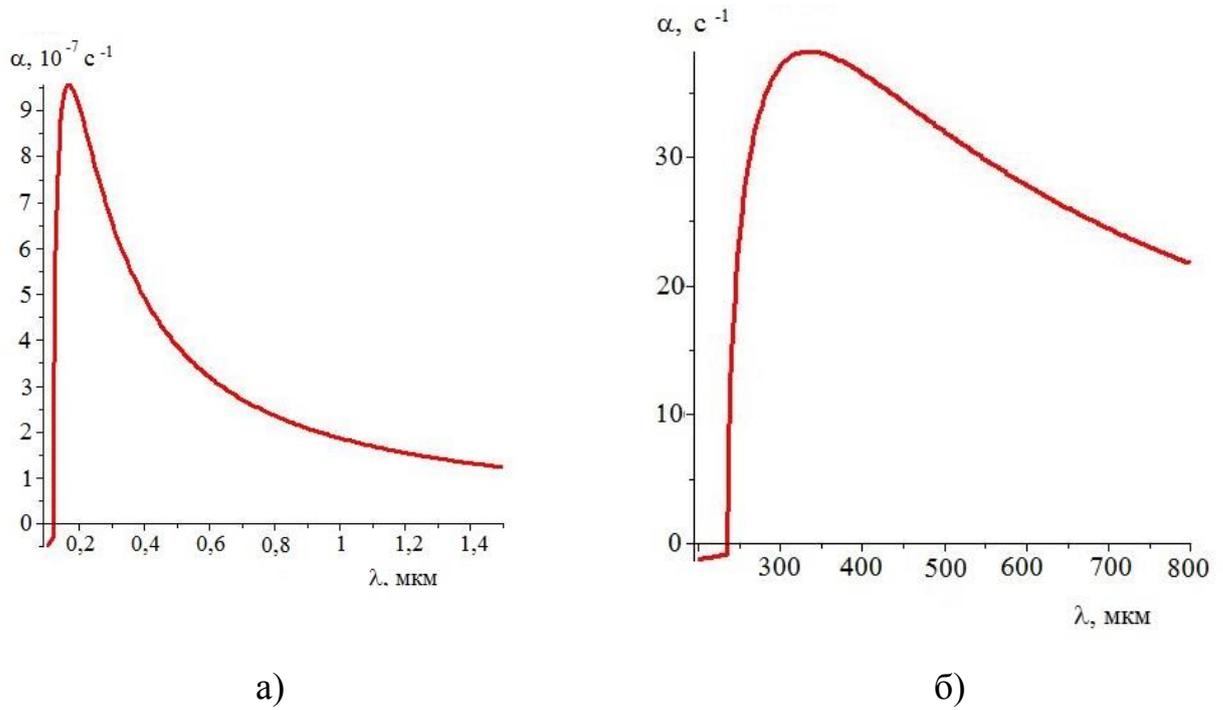
$$\begin{aligned} \omega^2 + 2\omega(a - ib) + c - ic_1 &= 0, \\ a &= \frac{1}{(1 + \mu)R_1} \left( (\eta_1 \coth(kh) + \eta_2 \coth(kH))k^2 \right), \quad b = \frac{\mu k u_0}{1 + \mu}, \\ c &= \frac{\omega_0^2 - k^2 u_0^2 \mu}{1 + \mu}, \quad c_1 = \frac{2u_0 k^3 \eta_2 \coth(kH)}{(1 + \mu)R_1}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

где  $\omega_0^2 = \frac{\sigma_0 k^3}{R_1}$ ,  $\mu = \frac{R_2}{R_1}$ . Из (5.9) с помощью соответствующих преобразова-

ний получим зависимость скорости роста возмущений поверхности раздела  $\alpha$  от волнового числа  $\lambda$ :

$$\alpha = \left( \sqrt{\frac{(\delta + \sqrt{\delta^2 + 4(\delta_1)^2})ab}{2}} - a \right), \quad (5.10)$$

где  $\delta = \frac{(a^2 - b^2 - c)}{ab}$ ,  $\delta_1 = 1 - \frac{c_1}{2ab}$ . Будем искать значения длины волны, при которой (5.10) принимает максимальное значение. Достижение зависимостью  $\alpha = \alpha(\lambda)$  максимального значения, как уже говорилось выше (см. параграф 2.3), означает, что развитие получат возмущения с длиной волны  $\sim \lambda_{\max}$ . Эти волны будут генерировать вихри с размерами  $\sim \lambda_{\max}$ , которые будут являться предвестниками образования новых структур и фаз в деформируемом материале. Для нахождения данной зависимости  $\alpha = \alpha(\lambda)$  будем считать, что толщина слоя феррита  $H = 100$  нм, а толщина слоя цементита  $h = 10$  нм. Вязкости слоев будем считать одинаковыми и равными  $10^{-5}$  Па·с. Плотность феррита будем считать равной  $\rho_2 = 7800$  кг/м<sup>3</sup>, а плотность цементита  $\rho_1 = 7600$  кг/м<sup>3</sup>. Межфазное поверхностное натяжение будем считать равным 0,01 Н/м. На рисунке 5.2 приведены зависимости скорости роста возмущений от длины волны при значении скорости второго слоя 10 м/с. Из данного рисунка следует, что максимум скорости роста будет приходиться на длину волны 169 нм (рисунок 5.3 а). Размеры цементитных частиц, наблюдавшихся в эксперименте, как уже указывалось выше, составляет 100 .. 150 нм, что соответствует эксперименту. Однако относительные скорости слоев по данным [201, 202] составляют значение порядка 0,01 м/с. Уменьшение значения скорости до 0,01 м/с приводит к смещению максимума скорости роста в субмиллиметровый диапазон длин волн  $\lambda_m = 336$  мкм (рисунок 5.3 б). Применение переменных Ламба показывает ( $b = 0$ ), что при  $u_0 = 10$  м/с –  $\lambda_m = 113$  нм, а при  $u_0 = 0,01$  м/с –  $\lambda_m = 320$  мкм. В случае «перколяционных» граничных условий (2.42) будут наблюдаться такие же значения длины волны, на которую приходится максимум скорости роста. При анализе дисперсионного уравнения (5.9) пренебрегалось влиянием ускорения одного из слоев. Как показывают результаты главы 4, ускорение слоя оказывает существенное влияние на формирование рельефа поверхности раздела и распад частиц второй фазы, путем возникновения неустойчивости Рэля-Тейлора.



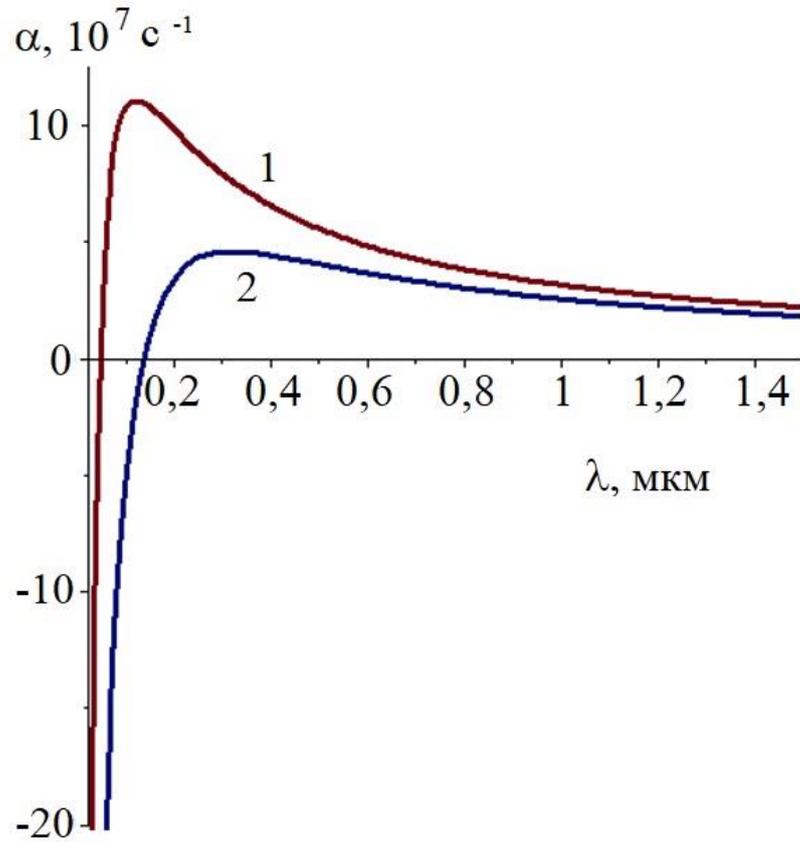
а –  $u_0 = 10$  м/с; б –  $u_0 = 0,01$  м/с

Рисунок 5.3– Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны

Оценим величину ускорения одного из слоев. Для этого воспользуемся следующей формулой:  $g = P/\rho_1 a_0$ , где  $P \approx 0,1\sigma_T$ ,  $\sigma_T \approx 700$  МПа – предел текучести,  $a_0 \approx 10$  нм – амплитуда возмущений. Тогда  $g \approx 10^{11}$  м/с<sup>2</sup>. Это достаточно большая величина, которая оказывает существенное влияние на смещение скорости роста возмущений в различные диапазоны, что позволяет сделать вывод о превалирующем влиянии неустойчивости Рэлея-Тейлора. В этом случае

$\omega_0^2 = \frac{\sigma_0 k^3}{R_1} + (\rho_1 - \rho_2)gk$ . Тогда максимум скорости роста возмущений при  $u_0 = 10$

м/с будет наблюдаться при  $\lambda_m = 123$  нм, а при  $u_0 = 0,01$  м/с –  $\lambda_m = 323$  нм (рисунок 5.4), что позволяет сделать вывод об адекватности представленной модели распада пластин цементита. Следовательно, причиной распада цементитной пластины является комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора.



а –  $u_0 = 10$  м/с; б –  $u_0 = 0,01$  м/с

Рисунок 5.4 – Зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны при  $g = 10^{11}$  м/с<sup>2</sup>

Применим теперь приближение вязкоупругой жидкости. Согласно [323] вязкость такой жидкости опереляется как  $\eta = \frac{\eta_0}{1 + \omega\tau}$ , где  $\tau$  – время релаксации, которое определяется как  $\tau = \eta_0 / G$ , где  $G$  – модуль сдвига. С учетом этого факта дисперсионное уравнение (5.9) будет иметь вид:

$$\omega^4 + \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) - 2ib) \omega^3 + (b_0 - ib_1) \omega^2 + \left( \frac{2a}{\tau_1\tau_2} + c \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) - i \left( \frac{2b}{\tau_1\tau_2} + \frac{c_1}{\tau_2} \right) \right) \omega + \frac{c - ic_1}{\tau_1\tau_2} = 0, \quad (5.11)$$

$$\text{где } b_0 = c + \frac{1}{\tau_1 \tau_2} + \frac{a_1}{\tau_1} + \frac{a_2}{\tau_2}, \quad b_1 = 2ib \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right), \quad a_1 = \frac{\eta_{01} \coth(kh) k^2}{(1 + \mu) R_1},$$

$$a_2 = \frac{\eta_{02} \coth(kH) k^2}{(1 + \mu) R_1}.$$

Численное решение уравнения (5.11) при значениях вязкости слоев порядка 2000 Па·с (что соответствует микромасштабному уровню), времени релаксации  $\tau_1 \approx \tau_2 \approx 10^{-8}$  с и толщине слоев  $H = 100$  мкм и  $h = 10$  мкм, приводит к следующим значениям длины волны, на которую приходится максимум скорости роста  $\lambda_m = 3,8$  мкм ( $u_0 = 0,01$  м/с), что практически совпадает с наблюдаемыми в [312] размерами колоний с вырожденным перлитом  $\sim 4 - 8$  мкм. Это позволяет сделать вывод о том, что формирование колоний вырожденного перлита может быть связано с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца вязкоупругой жидкости.

## 5.2. Анализ нелинейной стадии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца

Перейдем теперь к анализу нелинейной стадии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Также как и в предыдущем параграфе рассмотрим границу «феррит/цементит». В качестве основного метода численного анализа будем использовать метод конечных элементов. В последнее время для решения уравнений гидродинамики многослойных не смешивающихся жидкостей применяется level set method (LSM) [324]. Его суть заключается в том, что движение границ раздела описывается с помощью, так называемых, маркер-функций, которые определяют расстояние от данной точки до границы раздела. Маркер-функция является положительной для точек в жидкости и отрицательной для точек пустого пространства. Благодаря плавному изменению этой функции при переходе через границу раздела эффект диффузии на границе раздела является несущественным, однако на больших временах значения функции уже теряют свой смысл как расстояния до границы и время от времени расстояния до границы необходимо переопределять в процессе расчета [325]. В настоящем параграфе расчеты проведены в пакете Comsol Multiphysics при следующих начальных условиях:

$$u_1(0) = 0, v_1(0) = 0, u_2(0) = u_0, v_2(0) = A \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right), \quad (5.12)$$

где  $A$  – амплитуда возмущения скорости. На рисунке 5.5 и таблице 5.2 представлены граничные условия.

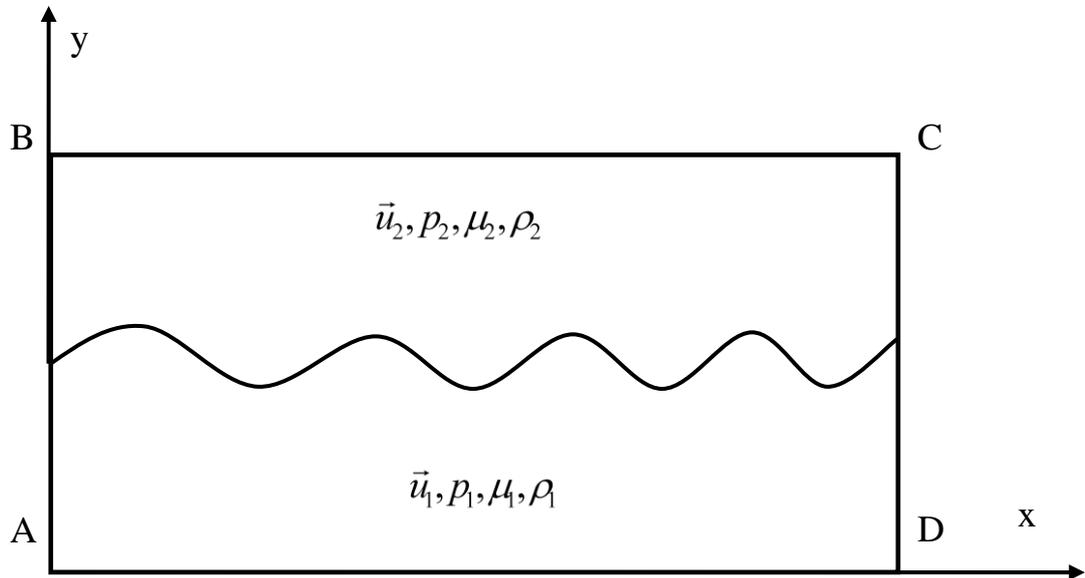


Рисунок 5.5 – Расчетная схема

В таблицах 5.2 и 5.3 приведены значения характеристик материала и входных параметров задачи.

Таблица 5.2 – Граничные условия

Граница	Уравнение	Описание
AB, CD	$\vec{u}_{AB} = \vec{u}_{CD}, p_{AB} = p_{CD}$	Периодические граничные условия
BC	$u = u_0$	Задание скорости на границе
AD	$p = 0$	Открытая граница

Таблица 5.3 – Входные параметры задачи

Характеристика	Обозначение	Значение	
		Реж. 1	Реж.2
Толщина нижнего слоя	h	2 мкм	2 мкм
Толщина верхнего слоя	H	2 мкм	2 мкм

Таблица 5.3 – Входные параметры задачи (продолжение)

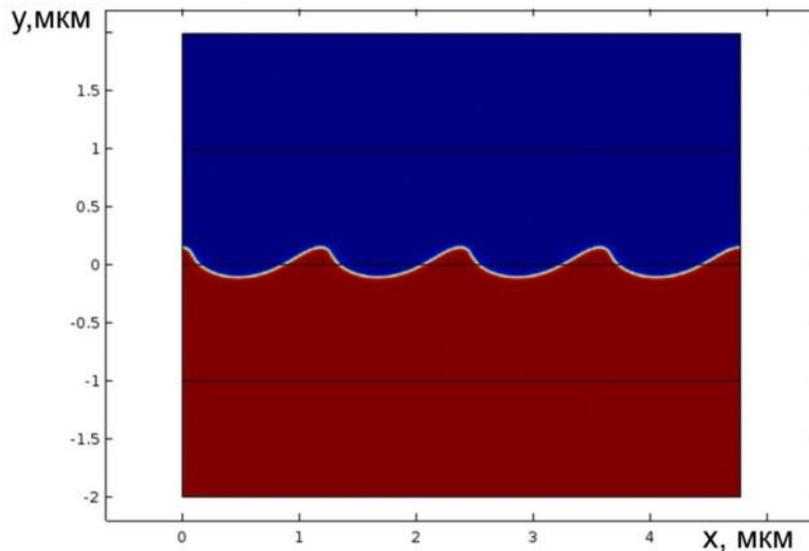
Продольный размер расчетной области	$L$	50 мкм	50 мкм
Соотношение плотностей верхнего и нижнего слоев	$\mu$	2	10
Поверхностное натяжение	$\sigma$	0,2 Н/м	1,91 Н/м
Вязкость нижнего слоя	$\eta_1$	$10^{-3}$ Па·с	$10^{-3}$ Па·с
Вязкость верхнего слоя	$\eta_2$	$10^{-5}$ Па·с	$10^{-5}$ Па·с
Скорость	$u_0$	30 м/с	50 м/с
Длина волны	$\lambda$	1194 нм	1194 нм

Рисунки 5.6 и 5.7 демонстрируют эволюцию возмущений в различные моменты времени по различным режимам. Видно, что в режиме 1 сначала идет постепенное нарастание возмущений границы раздела (рисунок 5.6 а,б). Затем при  $t = 10$  нс (рисунок 5.6 в) происходит опрокидывание волнового фронта.

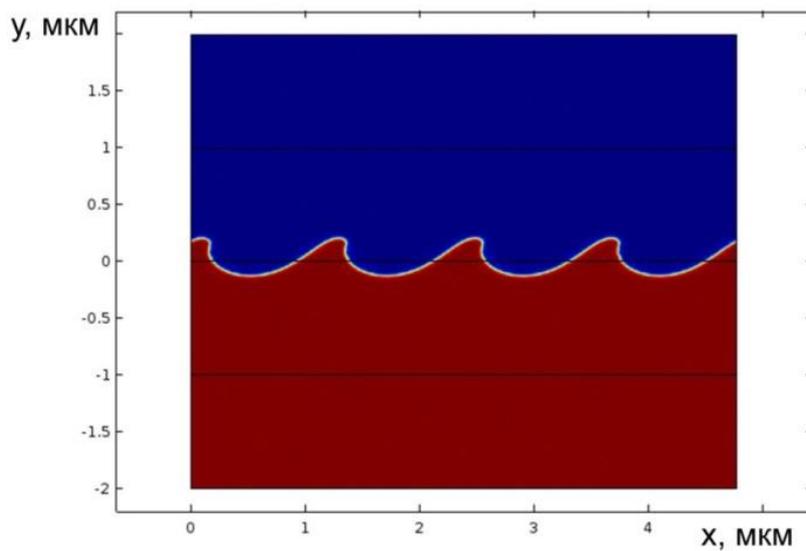
Формирование вихря начинается в момент времени 22 нс (рисунок 5.6 г). При  $t > 22$  нс вихревая структура фрагментируется и образуются капли. Размеры этих капель варьируются от  $\sim 90$  нм до  $\sim 242$  нм. Это практически совпадает с размерами частиц цементита, наблюдаемых в эксперименте [310]. Помимо распада вихря на капли, в режиме 1 наблюдается процесс объединения малых капель в большие.

Таким образом, учет нелинейности при исследовании неустойчивости Кельвина-Гельмгольца приводит к тому, что наблюдается два процесса генерация наноразмерных капель, вследствие распада вихря и объединения их в субмикроскопические частицы. Линейный анализ показывает, что в этих режимах должны наблюдаться одномодовые зависимости декремента, максимумы которых приходятся на длины волн 194 нм (режим 1). В режиме 2 ситуация кардинально отличается при  $t = 10$  нс (рисунок 5.7 а) сначала идет нарастание возмущений. Затем в момент времени 30 нс (рисунок 5.7 б) начинает формироваться крупная капля, ко-

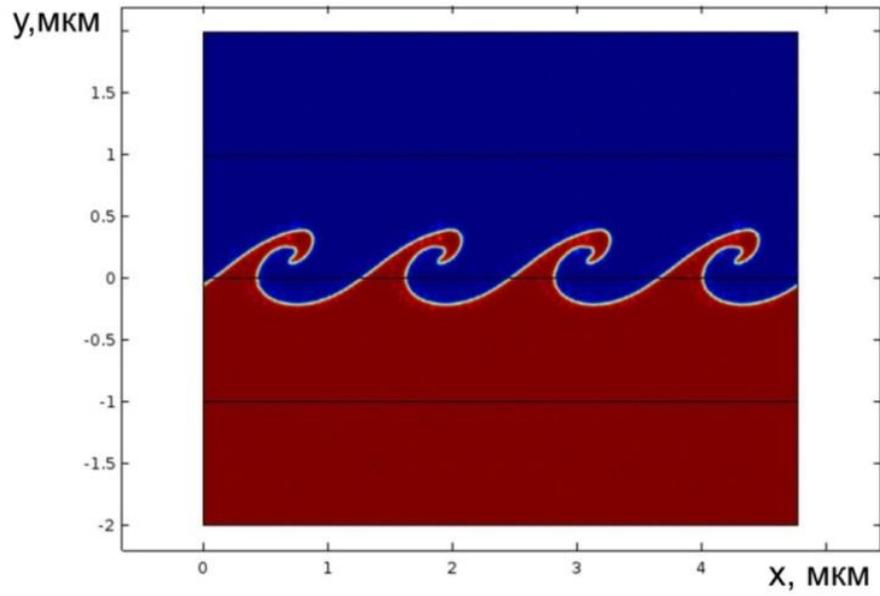
торая при  $t = 50$  нс (рисунок 5.7 в) отрывается. Размер этих капель  $\sim 1,53$  мкм. При  $t > 70$  нс начинают формироваться мелкие капли (рисунок 5.7 г) размер которых составляет  $\sim 150$  нм. Согласно данным линейного анализа (см. выше), в этом случае будет наблюдаться двухмодовая неустойчивость. Таким образом, нелинейный анализ неустойчивости Кельвина-Гельмгольца полностью подтверждает результаты линейного анализа.



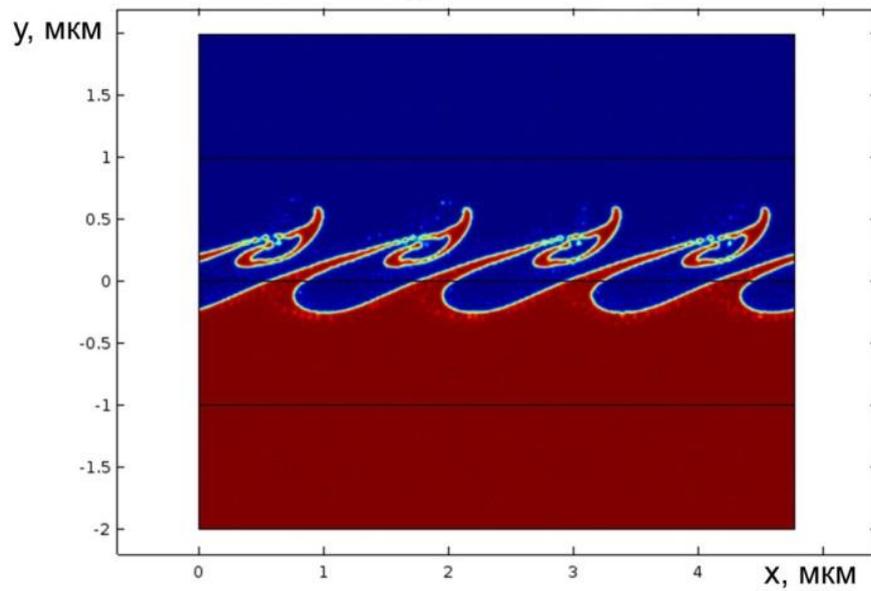
а)



б)



в)

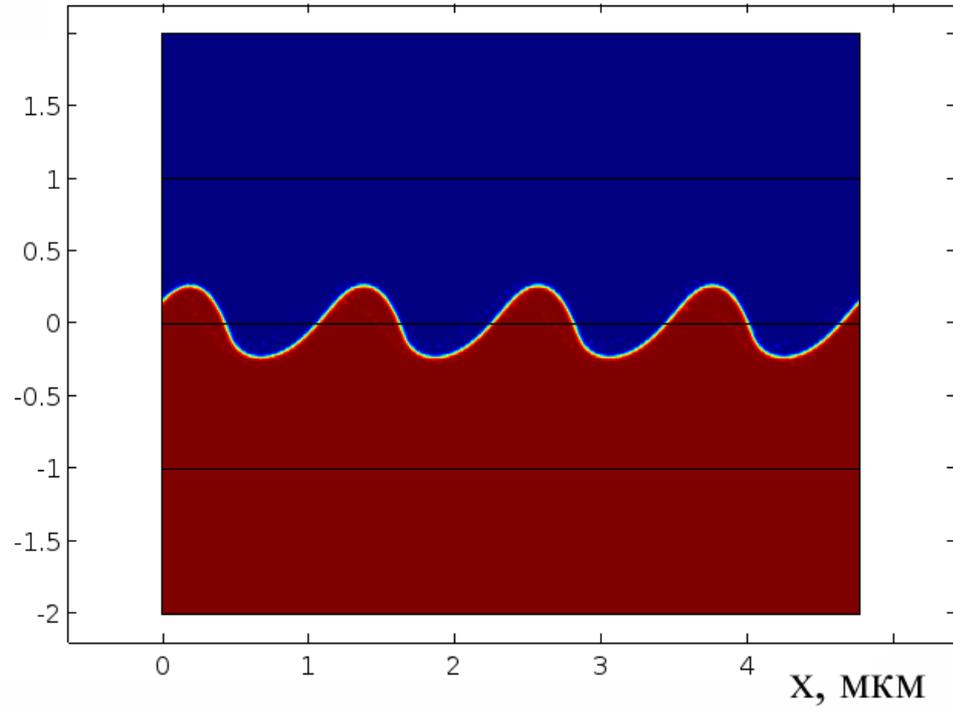


г)

а –  $t = 8$  нс; б –  $t = 10$  нс; в –  $t = 22$  нс; г –  $t = 45$  нс

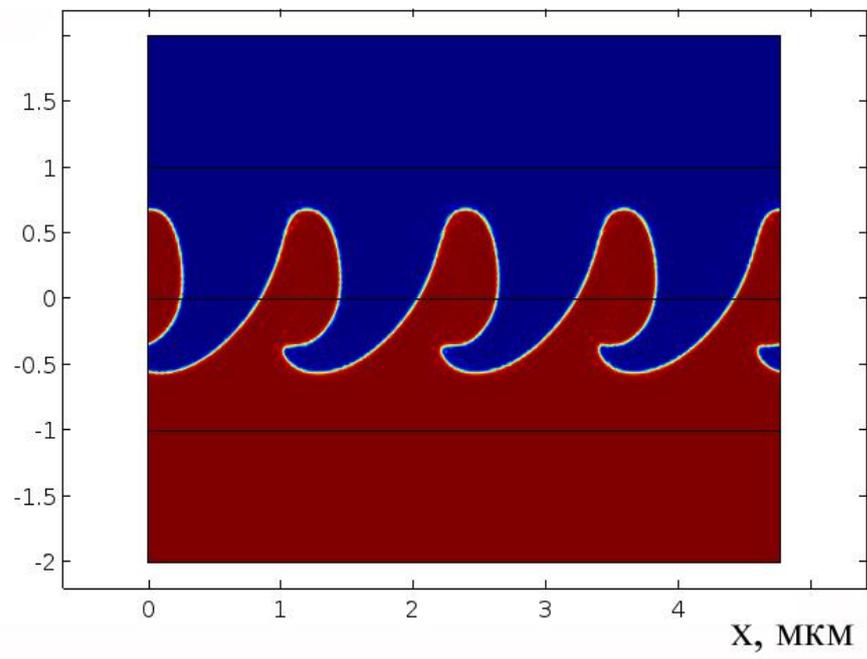
Рисунок 5.6 – Эволюция возмущений границы раздела в режиме 1

y, MKM

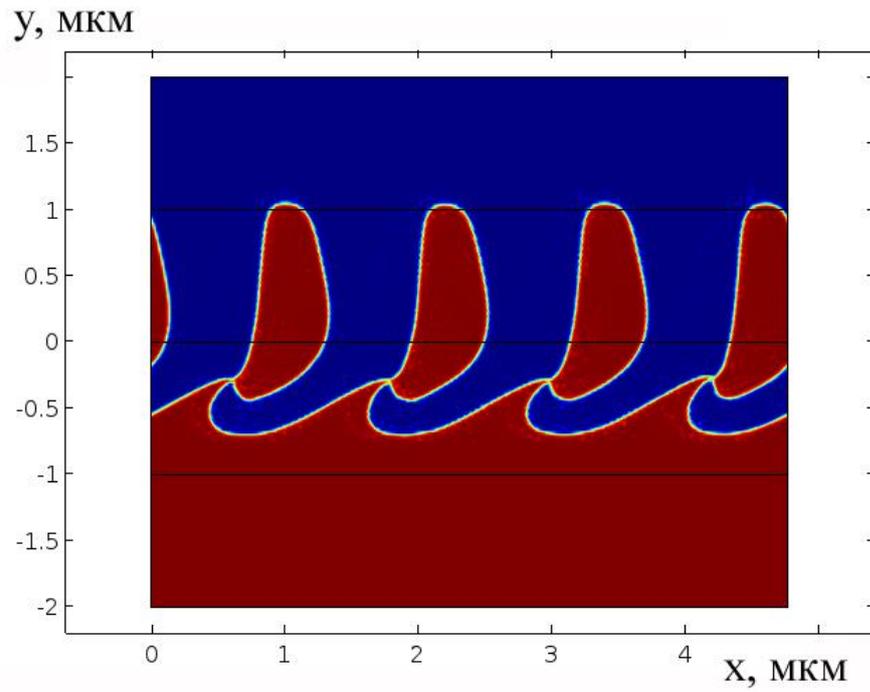


a)

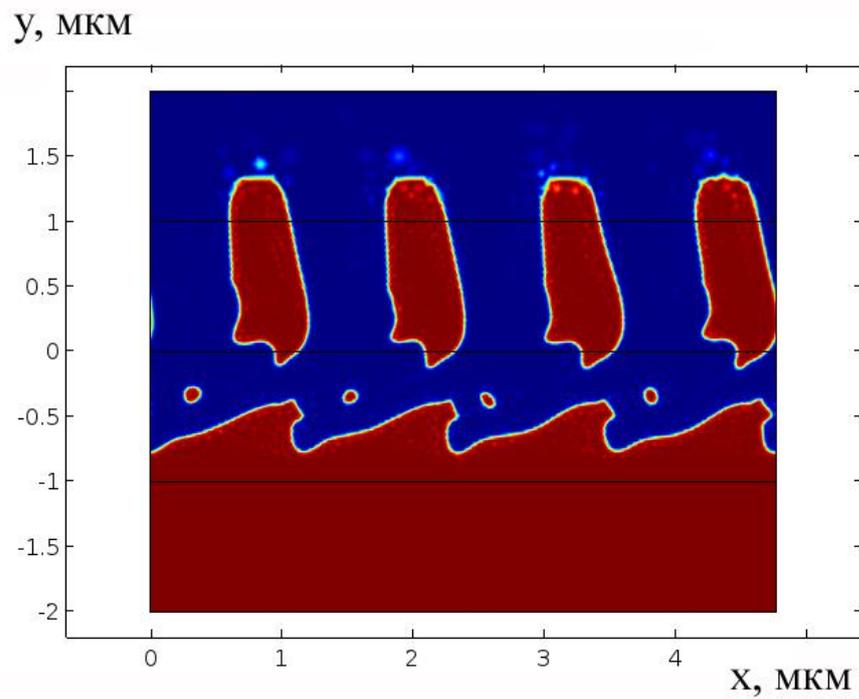
y, MKM



б)



в)



г)

а)  $t = 10$  нс; б)  $t = 30$  нс; в)  $t = 50$  нс; г)  $t = 70$  нс

Рисунок 5.7 – Эволюция возмущений границы раздела в режиме 2

### 5.3. Выводы по главе

1. Предложена модель образования микро и наноструктур рельсовой стали при длительной эксплуатации на основе представлений о распаде пластин цементита по механизму возникновения и развития комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора на границе раздела цементита и феррита. Показано, что при моделировании этой неустойчивости необходимо учитывать зависимость вязкости от структурно-масштабного уровня.
2. Проведен линейный анализ комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора в приближении вязко-потенциальной жидкости. Установлено, что учет ускорения второго слоя приводит к смещению максимума скорости роста возмущений поверхности раздела в наноразмерный диапазон. Показано, что при  $u_0 = 0,01$  м/с и  $g = 10^{11}$  м/с<sup>2</sup> максимум скорости роста возмущений приходится на длину волны 323 нм, что совпадает с данными по размерам частиц цементита, образовавшимся при распаде пластинчатого перлита.
3. Результаты линейного анализа неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в случае вязкоупругой жидкости Максвелла на микромасштабном уровне показали, что максимум неустойчивости приходится на длине волн  $\lambda_m = 3,8$  мкм, что сравнимо с экспериментально измеренной величиной колоний вырожденного перлита.
4. Моделирование неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в нелинейном приближении при значениях  $\sigma = 0,2$  Н/м,  $\mu = 2$  и  $u_0 = 30$  м/с показало существование двух процессов: генерации наноразмерных капель, вследствие распада вихря и объединения их в субмикроразмерные частицы. При значениях  $\sigma = 1,91$  Н/м,  $\mu = 10$  и  $u_0 = 50$  м/с появляются «капли» размеры, которых различаются в 10 раз.

## **6 ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ В ПРОЦЕССАХ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ ВНЕШНИМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ**

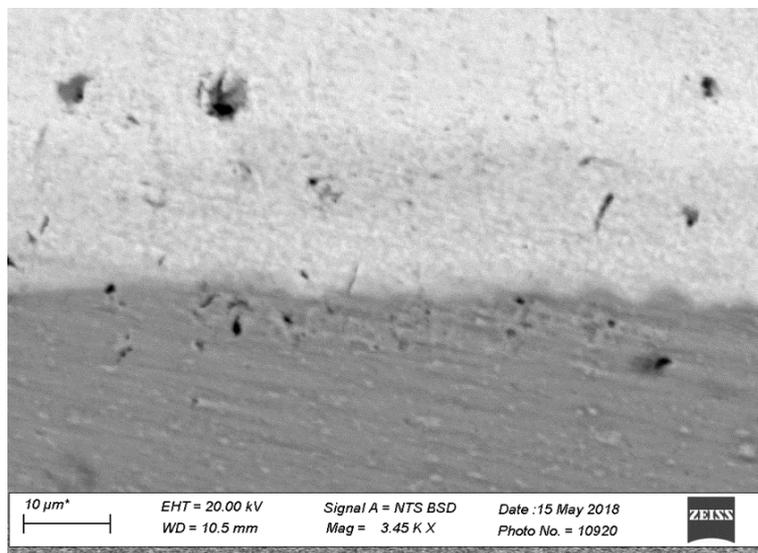
В настоящей главе приведены примеры практического использования результатов диссертационного исследования. Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работах [280, 326 – 329].

### **6.1 Получение покрытий различного назначения электровзрывным методом**

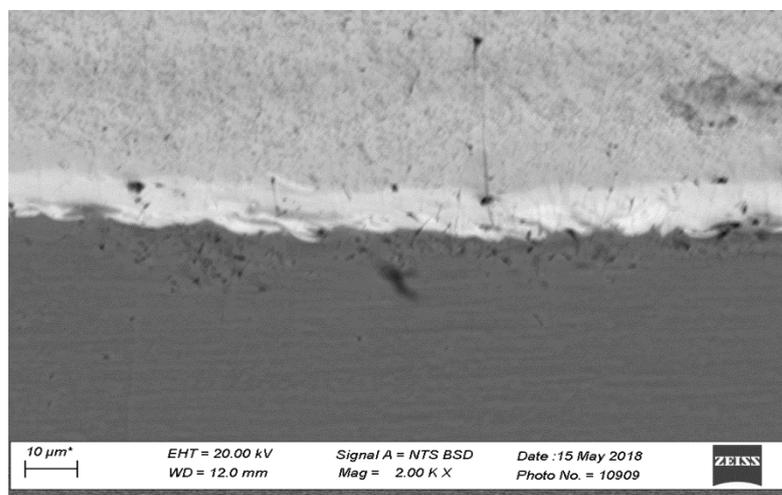
Как уже говорилось выше (см. параграфы 2.3 и 4.1 настоящей диссертации и работы [280, 329]), покрытия, полученные электровзрывным способом, обладают высокой износостойкостью и адгезионной прочностью, что обусловлено формированием волнообразного рельефа поверхности раздела. Этот рельеф способствует диспергированию концентраторов напряжений, что и является причиной повышения их адгезионной прочности и износостойкости [227, 228]. Одной из характеристик рельефа поверхности является «длина волны» – расстояние между «горбами» (рисунок 6.1). Чем меньше это расстояние, тем больше степень диспергирования концентраторов напряжений и соответственно выше уровень адгезии покрытий. Механизмом формирования этого рельефа является комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и Рэлея Тейлора. В настоящем параграфе мы покажем применение результатов параграфов 2.3 и 4.1 настоящей диссертации к получению биоинертных покрытий на примере систем Ti-Zr и Ti-Nb. В работе [280] установлено, что расстояние между «горбами» в случае Ti-Zr составляет от ~2,5 мкм до ~ 8,7 мкм (рисунок 5.1 а), а в случае Ti-Nb – от ~ 5 мкм до ~ 11 мкм (рисунок 6.1 б).

Для сравнения с результатами эксперимента изучалась начальная стадия этой неустойчивости, когда плоская граница раздела сред теряет устойчивость относительно малых гармонических возмущений. Комбинированная неустойчивость на данной стадии характеризуется длиной волны, на которую приходится ее максимум и критической длиной волны, при которой она начинается. Для их нахождения проводят анализ дисперсионного уравнения малых гармонических

возмущений. Если действительная часть комплексной циклической частоты (декремент) равна нулю, то длина волны, приходящаяся на это значение, является критической. Все волны с  $\lambda > \lambda_{cr}$  являются неустойчивыми и приводят к образованию вихрей.



а)



б)

а – Ti-Zr; б – Ti-Nb

Рисунок 6.1 – Изображение структуры поперечного шлифа покрытий различных систем [280]

Длина волны, на которую приходится максимум неустойчивости, будет показывать наиболее вероятный размер рельефа поверхности. Для нанесения покры-

тий применяется электровзрывная установка [271], характеристики которой приведены в таблице 6.1.

Дисперсионное уравнение имеет вид (см. параграф 2.3 и работу [280]):

$$\omega^2 + 2\omega(a - ib) + c - ic_1 = 0, \quad (6.1)$$

$$a = \frac{(v_1 + \mu v_2)k^2}{1 + \mu}, b = \frac{\mu k u_0}{1 + \mu}, c = \frac{\omega_0^2 - k^2 u_0^2 \mu}{1 + \mu}, c_1 = \frac{2k^3 v_2 u_0 \mu}{1 + \mu},$$

где  $\omega_0^2 = \frac{\sigma k^3 + (\rho_1 - \rho_2) g k}{R_1}$ .

Таблица 6.1 – Характеристики электровзрывной установки [260]

Параметр, единица измерения	Значение параметра
Энергоемкость, кДж	60
Собственная частота разряда, кГц	10
Максимальное значение зарядного напряжения, кВ	5
Дискретность регулирования напряжения заряда, кВ	0,1
Максимальная производительность при максимальном напряжении заряда, цикл/ч	10
Средняя потребляемая мощность при заряде не более, кВт	0,55
Емкость конденсаторной батареи, мкФ	1008
Время импульса, мкс	100

Рассмотрим сначала неустойчивость Рэля-Тейлора. Тогда  $u_0 = 0$  и уравнение (6.1) примет вид:

$$\omega^2 + 2\omega a + c = 0, \quad (6.2)$$

Подстановка  $\omega = \alpha + i\Omega$  приводит к системе двух уравнений относительно  $\alpha$  и  $\Omega$ , решение которой, удовлетворяющий условию  $\alpha = \text{Re}(\omega) > 0$ , будет иметь вид:

$$\alpha = -\frac{1}{2}a + \frac{1}{2}\sqrt{a^2 - 4c}. \quad (6.3)$$

Для проведения расчетов оценим величину скорости и ускорения плазменного потока. Скорость потока плазмы на срезе сопла ускорителя оценим исходя из эмпирической формулы, полученной в [271]:

$$v = 6,75 \cdot 10^3 \left( \frac{CU^2}{2\tau_i} \right)^m, \quad (5.4)$$

где  $C$  – емкость батареи,  $U$  – зарядное напряжение,  $m$  – показатель степени, зависящий от типа источника. Для электровзрывных источников  $m=0,05$ . Ускорение потока оценим как  $g = \frac{v^2}{2s}$ ,  $s$  – расстояние от сопла до поверхности образца.

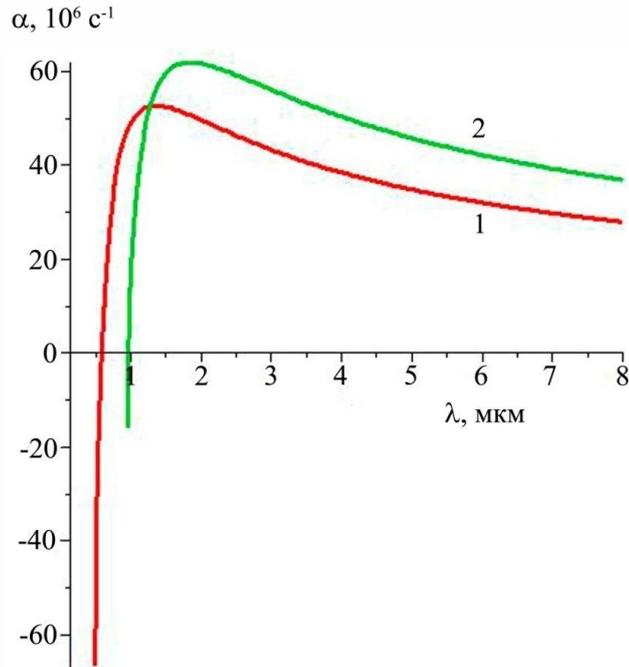
Физические характеристики материалов и режимы обработки приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2 – Физические характеристики материалов и режимы нанесения покрытий

Характеристика, единица измерения	Титан	Цирконий	Ниобий
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	4120	5800	7580
Кинематическая вязкость, 10 <sup>-7</sup> м <sup>2</sup> /с	10,7	8,16	5,92
Поверхностное натяжение, Н/м	1,402	1,492	1,9
Диаметр сопла, мм	20		
Расстояние от сопла до поверхности, мм	20		
Зарядное напряжение, кВ	1,8		
Ускорение плазменного потока, 10 <sup>9</sup> м/с <sup>2</sup>	6		

На рисунке 6.2 приведены зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны для систем Ti-Zr (кривая 1) и Ti-Nb (кривая 2). Из данного рисунка следует, что максимум скорости роста приходится на длину волны 1,68 мкм для пары Ti-Zr и на  $\lambda = 2,03$  мкм для пары Ti-Nb. Это обусловлено тем, что межфазное поверхностное натяжение в первом случае меньше, чем во втором. Получившиеся значения несколько ниже, чем наблюдаемые в экспериментах расстояния между «горбами». Такое различие может быть объяснено тем, что при взаимодействии покрытия и подложки проявляются эффекты, обусловленные влиянием градиента температуры, тогда как при выводе уравнения (5.1) в

[269] использовалось предположение, что изучаемые процессы происходят в изотермических условиях. С другой стороны, используемое в настоящей работе вязко-потенциальное приближение и предположение о бесконечно большой толщине слоев дают только один максимум (рисунок 6.2), приходящийся на короткие волны, тогда как при условиях эксперимента может наблюдаться второй максимум, который будет приходиться на длинные волны.



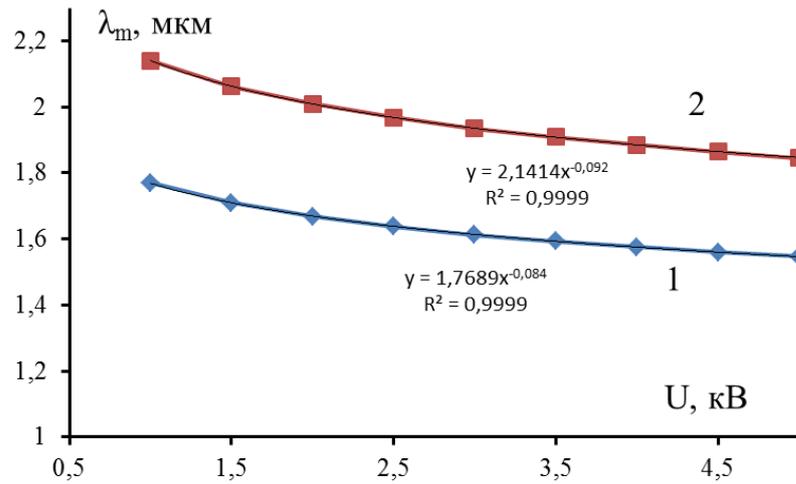
1 – Ti-Zr; 2 – Ti-Nb

Рисунок 6.2 – Зависимость скорости роста возмущений поверхности раздела от длины волны

Несмотря на такие различия, можно заключить, что неустойчивость Рэлея-Тейлора является основным механизмом формирования рельефа границы «покрытие/подложка», а вязко-потенциальное приближение можно использовать для прогноза характера рельефа поверхности. Действительно, уменьшение длины волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений, свидетельствует о формировании более развитого рельефа поверхности раздела.

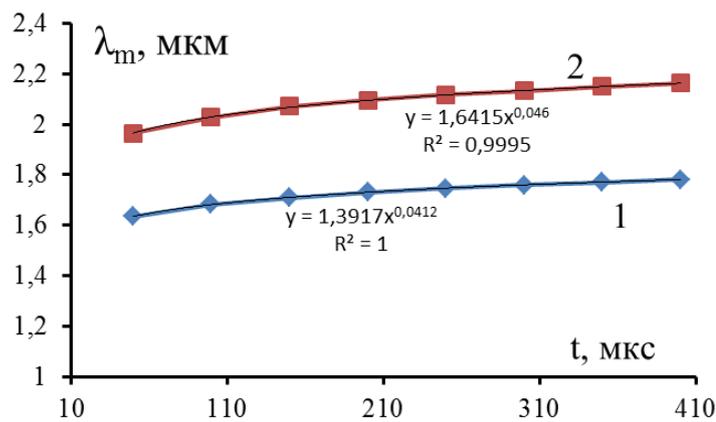
Рисунок 6.3 демонстрирует зависимости длины волны, на которую приходится максимум скорости роста от величины зарядного напряжения. Установлено, что для системы Ti-Zr эта зависимость имеет вид  $\lambda_m = 1,7689U^{-0,084}$  с коэффици-

ентом корреляции 0,999. Для системы Ti-Nb– $\lambda_m = 2,1413U^{-0,092}$  с коэффициентом корреляции 0,9997 (здесь величина зарядного напряжения измеряется в кВ). На основании полученных данных, можно рекомендовать более высокие зарядные напряжения для формирования развитого рельефа границы раздела «покрытие/подложка», который в свою очередь обеспечивает высокую адгезионную прочность покрытия.



1 – Ti-Zr; 2 – Ti-Nb

Рисунок 6.3 – Зависимости длины волны, на которую приходится максимум скорости роста от величины зарядного напряжения



1 – Ti-Zr; 2 – Ti-Nb

Рисунок 6.4 – Зависимости длины волны, на которую приходится максимум скорости роста от времени импульса при зарядном напряжении 1,8 кВ

Зависимости  $\lambda_m$  от времени импульса при зарядном напряжении 1,8 кВ представлены на рисунке 6.4. Аппроксимация полученных данных методом наименьших квадратов показывает, что в случае системы Ti-Zr длина волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений, зависит от времени импульса по уравнению  $\lambda_m = 1,3917\tau^{0,0412}$  с коэффициентом корреляции 0,9999, а для системы Ti-Nb –  $\lambda_m = 1,6415\tau^{0,046}$  с коэффициентом корреляции 0,9995.

Учет влияния неустойчивости Кельвина-Гельмгольца путем включения в дисперсионное уравнение продольной скорости  $u_0$  приводит к уменьшению длины волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений. Зависимости  $\lambda_m$  от  $U$  и  $\lambda_m$  от  $\tau$  имеют такой же вид, что и при отсутствии скорости. Так, например, при  $u_0 = 10$  м/с эти зависимости для системы Ti-Zr подчиняются уравнениям  $\lambda_m = 1,5825U^{-0,071}$  и  $\lambda_m = 1,2898\tau^{0,0354}$  с коэффициентом корреляции 0,9999 и уравнениям  $\lambda_m = 2,0522U^{-0,089}$  и  $\lambda_m = 1,5851\tau^{0,0442}$  с коэффициентом корреляции 0,9999 в случае системы Ti-Nb.

Таким образом, следует заключить, что для поиска режима электровзрывной обработки для создания развитого рельефа поверхности раздела «покрытие/ подложка», обеспечивающего высокую степень диспергирования концентраторов механических напряжений и соответственно повышенную адгезионную прочность, необходимо либо повышать зарядное напряжение, либо уменьшать время импульса. Полученные зависимости применены при отработке оптимальных режимов нанесения износостойких покрытий, обеспечивающие повышение эксплуатационной стойкости в 1,5 раза (см. Приложение 1 и 2).

## **6.2 Комбинированная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и магнитогидродинамическая неустойчивость и ее применение к решению задач электродуговой наплавки**

В настоящем параграфе будет рассмотрено применение комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и магнитогидродинамическая неустойчивости к решению важной задачи электродуговой наплавки – распада жидкой

струи, образовавшейся вследствие плавления электрода, на капли, обусловленного обтеканием concentрической кольцевой газовой струей. При больших скоростях истечения струи происходит механизм неустойчивости, обусловленный скольжением слоев струи и окружающей среды [330, 331]. Для описания этого механизма необходимо изменить геометрию задачи (2.5), (2.27) и (2.28) с плоской на цилиндрическую. В качестве основных методов исследования будем применять метод линейного анализа неустойчивости и метод конечных элементов [332, 333]

С начала рассмотрим начальную стадию неустойчивости поверхности цилиндрического столба жидкости [326, 327] с плотностью  $\rho_1$  и динамической вязкостью  $\mu_1$  окруженного газовой средой плотностью  $\rho_2$  и динамической вязкостью  $\mu_2$ . Жидкость будет занимать область  $R_1 < r < R$ ,  $0 < \varphi < 2\pi$ ,  $-\infty < z < +\infty$ , а газ –  $R < r < R_2$ ,  $0 < \varphi < 2\pi$ ,  $-\infty < z < +\infty$  (рисунок 6.5).

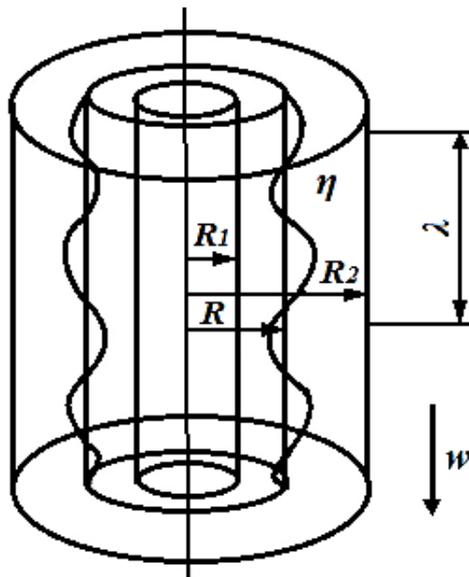


Рисунок 6.5 – К постановке задачи о неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в цилиндрической геометрии

Невозмущенное течение задается ненулевыми постоянными осевыми скоростями  $w_{01}$ ,  $w_{02}$ , радиальные компоненты скорости невозмущенного течения равны нулю, невозмущенные давления в двух средах постоянны. Считаем течение сред вязко-потенциальным. Это означает, что эффекты, связанные с динамической вязкостью, имеют место только на границе раздела жидкость/газ. В таком

случае уравнения движения, непрерывности и кинематические граничные условия удовлетворяются тождественно. Граничные условия для касательных компонент напряжений в вязко-потенциальной модели не ставятся. Обе среды считаем несжимаемыми. Уравнения Навье-Стокса для возмущений скоростей течения в цилиндрических координатах имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{u_1}{r} + \frac{\partial w_1}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial u_1}{\partial t} + w_{10} \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial p_1}{\rho_1 \partial r} = 0, \\ \frac{\partial w_1}{\partial t} + w_{10} \frac{\partial w_1}{\partial z} + \frac{\partial p_1}{\rho_1 \partial z} = 0; \\ \frac{\partial u_2}{\partial r} + \frac{u_2}{r} + \frac{\partial w_2}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial t} + w_{20} \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial p_2}{\rho_2 \partial r} = 0, \\ \frac{\partial w_2}{\partial t} + w_{20} \frac{\partial w_2}{\partial z} + \frac{\partial p_2}{\rho_2 \partial z} = 0. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Кинематические условия на границе раздела  $r=R+\eta(t, z)$ :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + w_{01} \frac{\partial \eta}{\partial z} = u_1, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + w_{02} \frac{\partial \eta}{\partial z} = u_2. \quad (6.6)$$

Динамические граничные условия:

$$p_2 - p_1 + 2\rho_1 v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} - 2\rho_2 v_2 \frac{\partial u_2}{\partial r} = \sigma \left( \frac{\eta}{R^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right). \quad (6.7)$$

На внешних границах задаем условия не протекания:

$$u_1(R_1) = 0; u_2(R_2) = 0. \quad (6.8)$$

Решение (6.5) – (6.8) будем искать в виде:

$$\begin{aligned} u_1(r, z, t) = U_1(r) \exp(\omega t + kz), u_2(r, z, t) = U_2(r) \exp(\omega t + kz), \\ p_1(r, z, t) = P_1(r) \exp(\omega t + kz), p_2(r, z, t) = P_2(r) \exp(\omega t + kz), \\ \eta(z, t) = \eta_0 \exp(\omega t + kz). \end{aligned} \quad (6.9)$$

Подстановка (6.9) в (6.5) дает два уравнения:

$$U_n'' + U_n' / r - (k^2 - 1/r^2)U_n = 0; n = 1, 2. \quad (6.10)$$

При этом давления выражаются по формулам:

$$P_1 = -\frac{\rho_1(rU_1' + U_1)}{rk^2} \Omega_1, P_2 = -\frac{\rho_2(rU_2' + U_2)}{rk^2} \Omega_2, \quad (6.11)$$

где  $\Omega_1 = \omega + ikw_{10}$ ,  $\Omega_2 = \omega + ikw_{20}$ . Из кинематических условий следует

$$\frac{U_1(R)}{\Omega_1} - \frac{U_2(R)}{\Omega_2} = 0. \quad (6.12)$$

Решение уравнений (6.10) с учетом (6.8) и (6.11) для каждой области можно записать в виде:

$$\begin{aligned} U_1(r) &= \eta_0 \Omega_1 F_1(R), \quad U_2(r) = \eta_0 \Omega_2 F_2(kr); \\ F_n(r) &= \frac{K_1(kr)I_1(kR_n) - I_1(kr)K_1(kR_n)}{K_1(kR)I_1(kR_n) - I_1(kR)K_1(kR_n)}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Используем (6.7), (6.12) и (6.13) для получения дисперсионного уравнения:

$$\left( E_2 \Omega_2^2 + 2\omega_{v2} \Omega_2 (1 + E_2) \right) \theta - \left( E_1 \Omega_1^2 + 2\omega_{v1} \Omega_1 (1 + E_1) \right) + \frac{x^2 - 1}{x} \omega_c^2 = 0, \quad (6.14)$$

$$\text{где} \quad E_n = (-1)^n x \frac{K_1(x_n)I_0(x) + K_0(x)I_1(x_n)}{K_1(x)I_1(x_n) - K_1(x_n)I_1(x)}, \quad x = kR, \quad \theta = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad \omega_{vn} = k^2 v_n,$$

$\omega_c^2 = \frac{\sigma k^3}{\rho_1}$ ,  $x_n = kR_n$ . Представим  $\Omega_2$  как  $\Omega_2 = \Omega_1 + i\omega_{w0}$ , где  $\omega_{w0} = kw_0$ ,  $w_0 = w_{20} - w_{10}$  –

относительная скорость скольжения слоёв. Тогда уравнение (6.14) сводится к виду:

$$\begin{aligned} (E_2 \theta - E_1) \Omega_1^2 + 2\Omega_1 (\omega_{v2} (1 + E_2) \theta - \omega_{v1} (1 + E_1) + i\omega_{w0} \theta E_2) - \\ - \theta (E_2 \omega_{w0}^2 + 2i\omega_{w0} \omega_{v2} (1 + E_2)) + \frac{x^2 - 1}{x} \omega_c^2 = 0, \end{aligned} \quad (6.15)$$

Перепишем (6.15) в компактном виде

$$\Omega_1^2 + 2\Omega_1 (a + ib) + c + ic_1 = 0, \quad (6.16)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{(-\omega_{v1} (1 + E_1) + \omega_{v2} (1 + E_2))}{E_2 \theta - E_1}, \\ b &= \frac{\omega_{w0} \theta E_2}{E_2 \theta - E_1}, \quad c = \frac{(\omega_c^2 (x^2 - 1) / x - \theta E_2 \omega_{w0}^2)}{E_2 \theta - E_1}, \\ c_1 &= \frac{2\theta \omega_{w0} \omega_{v2} (1 + E_2)}{E_2 \theta - E_1}. \end{aligned} \quad (6.17)$$

Для получения зависимости декремента возмущения от волнового числа (длины волны) будем искать решение (6.17) в виде  $\Omega_1 = \alpha + i\Omega$ ,  $\alpha$  – декремент,  $\Omega$  – инкремент. Тогда (6.17) сводится к системе:

$$\begin{cases} \alpha^2 + 2a\alpha - \Omega^2 - 2\Omega b + c = 0, \\ 2\alpha\Omega + 2\alpha b + 2\Omega a + c_1 = 0. \end{cases} \quad (6.18)$$

Введем новые переменные по формулам  $\xi = \frac{\alpha + a}{\sqrt{ab}}$ ,  $\eta = \frac{\Omega + b}{\sqrt{ab}}$ . В этих переменных система (6.18) принимает вид:

$$\begin{cases} \xi^2 - \eta^2 = C, \\ \xi\eta = 1 + C_1; \end{cases} \quad (6.19)$$

$$C = \frac{a^2 - b^2 - c}{ab}, \quad C_1 = -\frac{c_1}{2ab}.$$

Система сводится к биквадратному уравнению относительно  $\xi$ . Из всех корней этого уравнения выбираем положительный корень:

$$\xi = \sqrt{\frac{C + \sqrt{C^2 + 4C_1^2}}{2}}. \quad (6.20)$$

Окончательное выражение для декремента возмущений имеет вид:

$$\alpha = \sqrt{\frac{a^2 - b^2 - c + \sqrt{(a^2 - b^2 - c)^2 + (4ab - c_1)^2}}{2}} - a. \quad (6.21)$$

Для коротких волн справедливо ( $k \gg 1$ ), тогда выполняется ( $x, x_1, x_2 \gg 1$ ) и приближенные значения функций Бесселя можно представить в виде:

$$I_0(x) \approx I_1(x) \approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}}, \quad K_0(x) \approx K_1(x) \approx \pi \frac{\exp(-x)}{\sqrt{2\pi x}}, \quad \frac{K_1(x)}{I_1(x)} \approx \pi \exp(-2x). \quad (6.22)$$

Тогда:

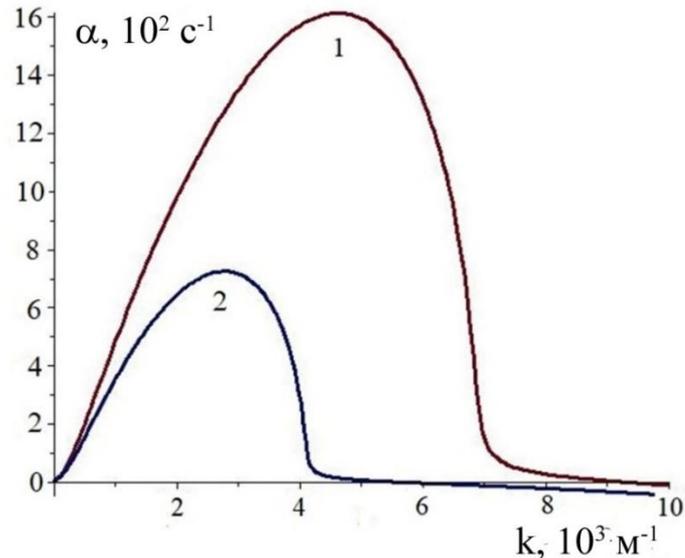
$$E_1 \approx x \coth(k(R_1 - R)), \quad E_2 \approx x \coth(k(R_2 - R)). \quad (6.23)$$

Таким образом, в случае коротких волн можно говорить о вырождении цилиндрической геометрии в плоскую.

В качестве модельных материалов использовали следующие комбинации «вода / воздух», «глицерин / воздух», «железо / аргон». Их характеристики приведены в таблице 6.3.

На рисунке 6.6 приведены зависимости декремента от волнового числа для системы «вода / воздух» при значениях  $R = 2,5$  мм,  $R_2 = 12,5$  мм,  $w_1 = 0,28$  м/с,  $w_2 = 19,5$  м/с (кривая 1) и  $R = 2,5$  мм,  $R_2 = 7,5$  мм,  $w_1 = 0,28$  м/с,  $w_2 = 15,2$  м/с (кривая 2). Видно, что волновое число в первом случае, на которое приходится максимум

зависимости  $k_m = 4627,13 \text{ м}^{-1}$ , чему соответствует длина волны 1,36 мм, во втором случае  $k_m = 2780,54 \text{ м}^{-1}$ , а  $\lambda_m = 2,26 \text{ мм}$ . Максимальные значения декремента  $\alpha_{m1} = 1611 \text{ с}^{-1}$  и  $\alpha_{m2} = 724 \text{ с}^{-1}$ .



1 –  $R = 2,5 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 12,5 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 0,28 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 19,5 \text{ м/с}$ ;

2 –  $R = 2,5 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 7,5 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 0,28 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 15,2 \text{ м/с}$

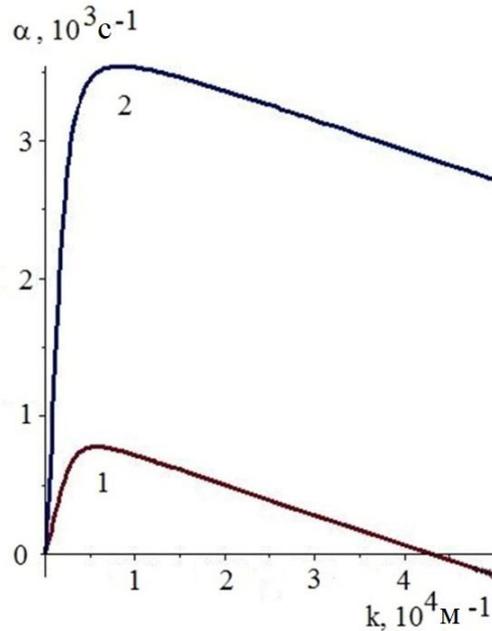
Рисунок 6.6 – Зависимость декремента возмущений границы раздела сред от волнового числа для системы «вода/воздух»:

Таблица 6.3 – Характеристики материалов

Среда	Плотность, $\rho$ , $\text{кг/м}^3$	Вязкость, $\mu$ , $\text{Па}\cdot\text{с}$	Поверхностное натяжение, $\sigma$ , $\text{Н/м}$
вода	997	$8,94 \cdot 10^{-4}$	0,059
глицерин	1260	1,48	0,0647
железо	6700	$4,4 \cdot 10^{-3}$	1,2
воздух	1,1308	$1,7798 \cdot 10^{-5}$	-
аргон	0,2434	$8,07 \cdot 10^{-5}$	-

Для системы «глицерин/воздух» зависимость декремента возмущений границы раздела сред от волнового числа представлена на рисунке 6.7 при значениях  $R = 0,5 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 10 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 10 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 60 \text{ м/с}$  и  $R = 1 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 10 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 10 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 110 \text{ м/с}$ . Волновое число в первом случае  $k_m = 5782,14 \text{ м}^{-1}$ , чему соответствует

длина волны 1,08 мм, во втором случае  $k_m = 8535,14 \text{ м}^{-1}$ , а  $\lambda_m = 0,74 \text{ мм}$ . Максимальные значения декремента  $\alpha_{m1} = 778 \text{ с}^{-1}$  и  $\alpha_{m2} = 3538 \text{ с}^{-1}$ .

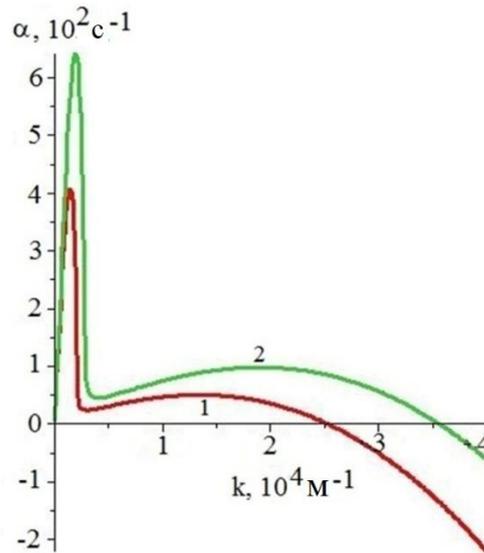


1 –  $R = 0,5 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 10 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 10 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 60 \text{ м/с}$ ;

2 –  $R = 1 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 10 \text{ мм}$ ,  $w_1 = 10 \text{ м/с}$ ,  $w_2 = 110 \text{ м/с}$

Рисунок 6.7 – Зависимость декремента возмущений границы раздела сред от волнового числа для системы «глицерин /воздух»

Рисунок 6.8 демонстрирует зависимость декремента возмущений границы раздела сред от волнового числа для системы «жидкое железо/аргон». Эта зависимость имеет два максимума, соответствующих микрометровому и миллиметровому диапазону длин волн. Для скорости газа 100 м/с (рисунок 6.8, кривая 1) длина волны, на которую приходится первый максимум, равна 4,22 мм ( $k_{m1} = 1488 \text{ м}^{-1}$ ). Второй максимум приходится на длину волны 0,47 мм ( $k_{m2} = 13482 \text{ м}^{-1}$ ). Максимальные значения декремента  $405 \text{ с}^{-1}$  и  $50 \text{ с}^{-1}$ . Это означает, что струя распадается на два сорта капель. Увеличение скорости газа 120 м/с приводит к уменьшению длин волн до 3,17 мм и 0,33 мм соответственно. Максимальные значения декремента в этом случае  $640 \text{ с}^{-1}$  и  $98 \text{ с}^{-1}$ . Ниже в таблицах 6.4 – 6.6 приведены значения длин волн, на которые приходится максимум декремента, в зависимости от скоростей жидкости и газа, радиуса струй. Из данных таблиц следует, что с увеличением скорости движения сред происходит уменьшение значений этих длин волн и увеличение максимального значения декремента.



1 –  $R = 1$  мм,  $R_2 = 12,5$  мм,  $w_1 = 1,4$  м/с,  $w_2 = 100$  м/с;

2 –  $R = 1$  мм,  $R_2 = 12,5$  мм,  $w_1 = 1,4$  м/с,  $w_2 = 120$  м/с

Рисунок 6.8 – Зависимость декремента возмущений границы раздела сред от волнового числа для системы «жидкое железо / аргон»

Таблица 6.4 – Зависимость длины волны, на которую приходится максимум декремента, от входных параметров эксперимента для системы вода / воздух

Скорость струи жидкости, м/с	Скорость струи газа, м/с	Диаметр струи жидкости, мм	Диаметр струи газа, мм	$\lambda_m$ , мм	$\alpha_m$ , $s^{-1}$
1,4	31	5	25	0,57	6104
0,28	19,5	5	25	1,36	1611
0,28	15,2	5	15	2,26	724
0,28	37	5	15	0,37	11744
0,28	60	5	15	0,07	50571

Таблица 6.5 – Зависимость длины волны, на которую приходится максимум декремента, от входных параметров эксперимента для системы глицерин / воздух

Скорость струи жидкости, м/с	Скорость струи газа, м/с	Диаметр струи жидкости, мм	Диаметр струи газа, мм	$\lambda_m$ , мм	$\alpha_m$ , $s^{-1}$
10	60	0,5	20	0,72	689,9
10	110	0,5	20	0,44	3384
10	160	0,5	20	0,32	7995
10	210	0,5	20	0,25	14487
10	310	0,5	20	0,16	33125

Таблица 6.5 – Зависимость длины волны, на которую приходится максимум декремента, от входных параметров эксперимента для системы глицерин / воздух (продолжение)

10	510	0,5	20	0,087	93122
10	60	1	20	1,08	777,8
10	110	1	20	0,62	3500
10	160	1	20	0,41	8094
10	210	1	20	0,29	14568
10	310	1	20	0,17	93123
10	60	2	20	1,55	826,7
10	110	2	20	0,74	3538
10	160	2	20	0,44	8123
10	210	2	20	0,30	14594
10	310	2	20	0,18	33209

Таблица 6.6 – Зависимость длины волны, на которую приходится максимум декремента, от входных параметров эксперимента для системы железо/аргон

Железо/аргон							
Скорость жидкости, м/с	Скорость газа, м/с	Диаметр струи жидкости, мм	Диаметр струи газа, мм	$\lambda_{m1}$ , мм	$\lambda_{m2}$ , мм	$\alpha_{m1}$ , с <sup>-1</sup>	$\alpha_{m2}$ , с <sup>-1</sup>
1,4	100	2	25	4,22	0,47	405	50
1,4	120	2	25	3,17	0,33	640	98
1,4	150	2	25	2,12	0,21	1252	228
1,4	180	2	25	1,48	0,15	2249	460

Таким образом, численное решение позволяет определить оптимальные параметры (скорость жидкости и газа, радиусы столба жидкости и газовой оболочки), при которых реализуется микрометровый диапазон длин волн возмущений. Для системы вода/воздух микрометровый диапазон достигается при скоростях газа  $w_{02} > 60$  м/с и жидкости  $w_{01} < 1$  м/с. Диаметр столба воздуха должен быть в 5 раз больше диаметра столба жидкости. При изучении неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в системе железо/аргон установлено, что для реализации данного

диапазона необходимы скорости газа  $w_{02} > 100$  м/с и жидкости  $w_{01} \approx 1$  м/с, при этом диаметр струи жидкости должен быть много меньше диаметра столба аргона. В виду большой динамической вязкости глицерина, для достижения микрометрового диапазона длин волн скорость воздуха должна быть  $w_{02} > 500$  м/с.

Учтем влияние магнитогидродинамической неустойчивости. Также как и в предыдущем случае рассмотрим подробнее неустойчивость цилиндрического столба расплава плотностью  $\rho_1$  и радиуса  $R_1$ , обтекаемого газом плотность  $\rho_2$  со скоростью  $V_{gas}$  в электромагнитном поле, образованном протекающим током  $I_0$  (рисунок 6.9).

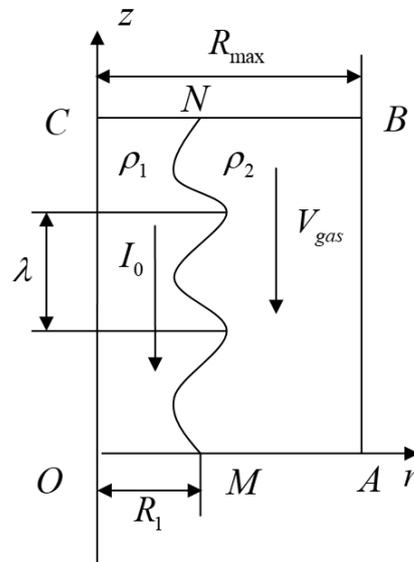


Рисунок 6.9 – Схема неустойчивости поверхности цилиндрического столба

Течение расплава описывается уравнением Навье-Стокса для вязкой несжимаемой среды:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \mu \Delta \vec{u} + \vec{F}_L, \quad (6.24)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0,$$

где  $\vec{u}$  – вектор скорости,  $p$  – давление,  $\vec{F}_L$  – сила Лоренца,  $\rho$  – плотность,  $\mu$  – динамическая вязкость. При решении электромагнитной задачи требуется вычислить силу Лоренца  $\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B}$ . Эта задача решается с использованием классиче-

ских уравнений Максвелла используя электрический потенциал  $V$  и векторный магнитный потенциал  $\vec{A}$ :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left( \sigma \nabla V + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= 0; \quad \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) + \sigma \nabla V = 0, \\ \vec{E} &= -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}; \\ \vec{B} &= \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B}, \end{aligned} \quad (6.25)$$

где  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля,  $\vec{B}$  – магнитная индукция,  $\sigma$  – удельная проводимость. Данная система решалась численно в цилиндрической системе координат с помощью метода конечных элементов. Для отслеживания поверхности раздела между расплавом и газом использовался консервативный LevelSet метод. Метод заключается в расчете скалярной функции  $\phi$  на всей области:

$$\rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) \right) = \gamma \left[ \varepsilon \nabla \cdot \nabla \phi - \nabla \cdot \left( \phi (1 - \phi) \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \right) \right], \quad (6.26)$$

где  $\varepsilon$  – параметр, определяющий толщину переходного слоя и равный половине размера ячейки сетки,  $\gamma$  – стабилизирующий параметр равный максимальной скорости, достигаемой в области расчета. В переходной зоне производится аппроксимация плотности, вязкости, электропроводности:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1) \phi, \\ \mu &= \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1) \phi, \\ \sigma &= \sigma_1 + (\sigma_2 - \sigma_1) \phi. \end{aligned} \quad (6.27)$$

Сила поверхностного натяжения рассчитывается по формуле:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{st} &= \nabla \cdot \left[ \left( \gamma (\mathbf{I} - \mathbf{nn}^T) \right) \delta \right], \\ \mathbf{n} &= \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}, \quad \gamma = |\phi (1 - \phi)| |\nabla \phi|, \end{aligned} \quad (6.28)$$

где  $\mathbf{I}$  – единичная матрица,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности,  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\delta$  – дельта-функция Дирака, которая не равна нулю только на контактной поверхности. Начальные и граничные условия. В

начальный момент времени расплав находится в покое, а газ натекает с возмущенной скоростью  $V_{gas}$  :

$$\begin{aligned} u_1(0) = 0, \quad w_1(0) = 0, \\ u_2(0) = -A \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) V_{gas}, \quad w_2(0) = V_{gas}, \end{aligned} \quad (6.29)$$

где  $A$  – относительная амплитуда возмущения скорости, в расчетах бралась равной  $A = 0,1$ . На границе задавались условия, представленные в таблице 6.7. В расчетах значение силы электрического тока составляло  $I_0 = 100$  А.

Таблица 6.7 – Граничные условия

Граница	Уравнение	Описание
ОА, СВ	$\mathbf{u}_{OA} = \mathbf{u}_{CB}$ $p_{OA} = p_{CB}$	Периодические граничные условия
ОА, СВ	$V_{OM} = 0$ $\vec{J}_{CN} = J_0 = \frac{I_0}{\pi R_1^2}$	Напряжение
АВ	$u_2 = 0$ $w_2 = V_{gas}$	Скорость обтекающего газа
ОС	$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = 0$	Ось симметрии

Таблица 6.8 – Физические свойства расплава и обтекающего газа

Обозначение	Описание	Значение
$\rho_1$	Плотность расплава металла	$7850 \text{ кг/м}^3$
$\rho_2$	Плотность газа	$1 \text{ кг/м}^3$
$\sigma_1$	Электропроводность расплава металла	$4,032 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$
$\sigma_2$	Электропроводность газа	$1,0997 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$
$\mu_1$	Коэффициент динамической вязкости расплава металла	$0,0052 \text{ Па} \cdot \text{с}$
$\mu_2$	Коэффициент динамической вязкости газа	$5 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$
$V_{gas}$	Скорость обтекания газа	$6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$

На рисунке 6.10 представлено формирование и отрыв капли расплава от цилиндрического столба. Возмущения радиальной скорости приводят к возникнове-

нию волн на поверхности расплава (рисунок 6.10 а, б). Гребни волн оказываются неустойчивыми (рисунок 6.10 в, г), потоки газа срывают с них тороидальные капли расплава, представленные на рисунке 6.11.

На рисунке 6.12 изображено распределение плотности тока в расплаве в момент времени  $t = 0,5$  мс. В центральной части расплава ток имеет равномерное распределение и достигает своего максимального значения, когда на возмущенной поверхности плотность силы тока в несколько раз меньше.

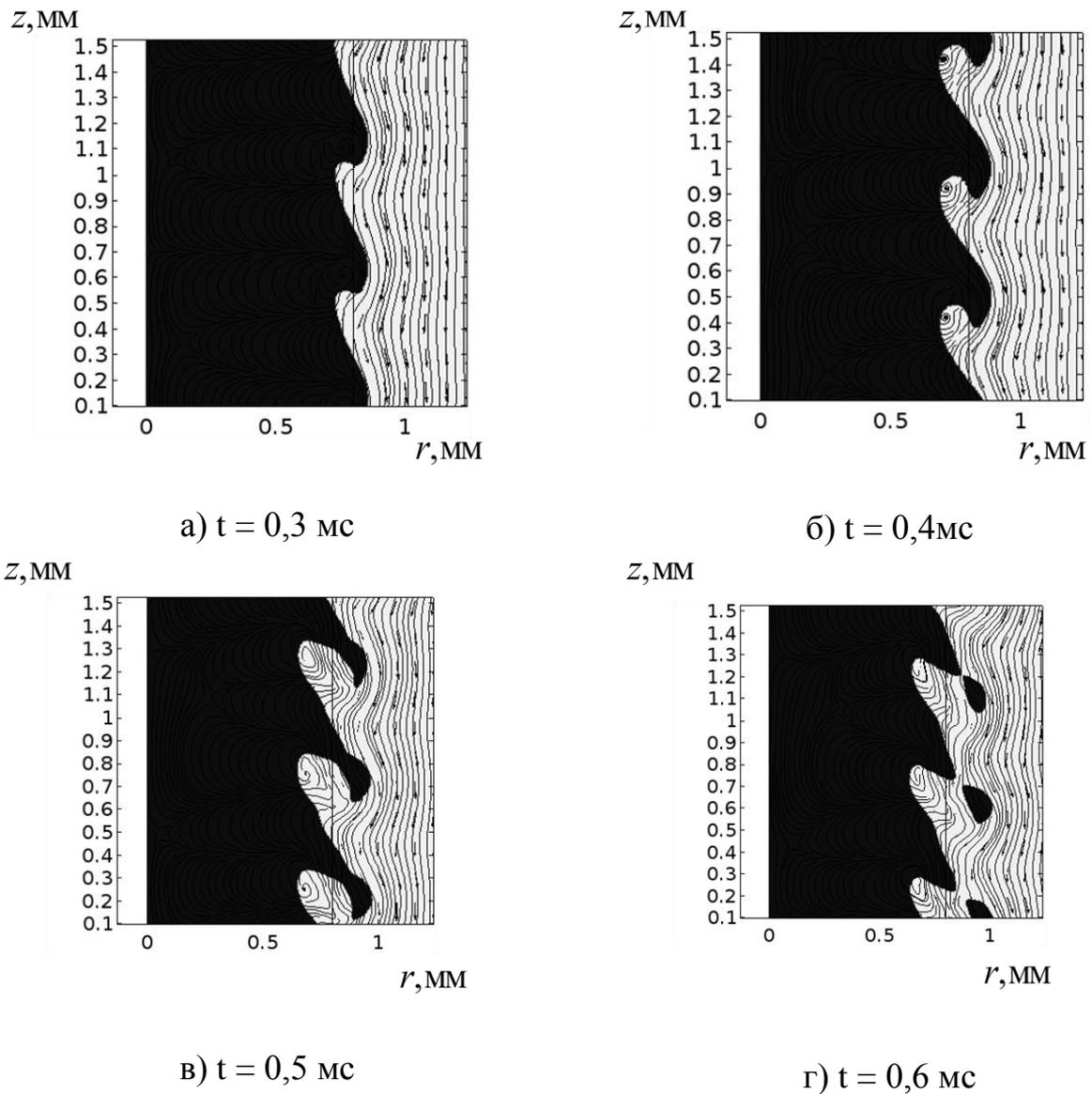


Рисунок 6.10 – Развитие неустойчивости и отрыв капель расплава

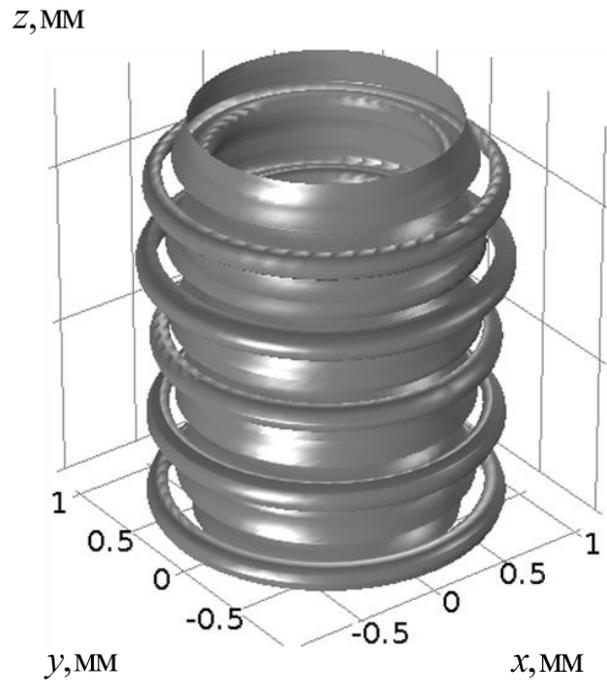


Рисунок 6.11 – Поверхность расплава в момент отрыва тороидальных капель  
 $t = 0,6$  мс

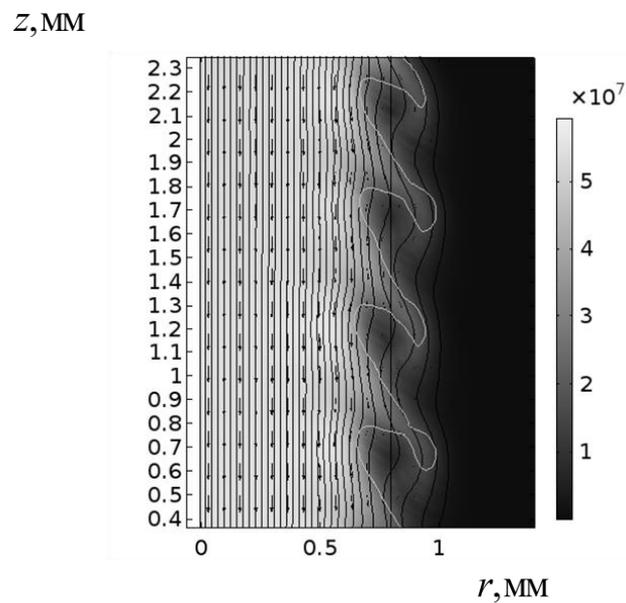


Рисунок 6.12 – Линии электрического тока и векторное поле плотности тока  
 в момент времени  $t=0,5$  мс

Для  $I = 100$  и  $300$  А сила Лоренца не оказывает никакого влияния на неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. При скоростях  $\sim 6$  м/с поверхность устой-

чива и силы тока 300 А недостаточно для возникновения комбинированной неустойчивости. Для развития МГД неустойчивости необходимы силы тока порядка 1000 А. Расчеты с тонким слоем (10 мкм) показали, что основную роль в разрушении струи на капли играет – возмущение коэффициента поверхностного натяжения, т. е. термокапиллярный эффект. Исходя из этого результата, при создании исполнительного оборудования необходимо вводить импульсное питание плазмотрона.

Полученные результаты использованы для сокращения времени отработки оптимальных режимов нанесения износостойких покрытий при ремонте и восстановлении прокатных валков, натяжных колес и шнеков для транспортировки сырья, а также футеровочных плит (см. Приложение 2, 3).

### **6.3. Математическое моделирование абразивного износа футеровочных пластин ковша экскаватора с композиционными покрытиями, нанесенными методом электродуговой наплавки**

При эксплуатации экскаваторов в сложных горно-геологических условиях возникает проблема абразивного и ударно-абразивного износа ковша [334]. Для борьбы с этими видами износа на сегодняшний день применяется технология футеровки ковша с использованием бронеплит из сталей, обладающих большим сопротивлением износу и ударным нагрузкам [335, 336].

Наружные боковые плоскости ковша экскаватора наиболее подвержены истирающему и ударному видам износа практически по всей площади их поверхности. Внутренняя поверхность задней стенки основания ковша воспринимает удары от породы при его наполнении, а при разгрузке породы эта поверхность подвергается истирающему износу. Истирающему износу подвергаются также днище и внутренние поверхности передней и боковых стенок ковша. Учитывая размеры и мощность современных ковшей, правильное применение износостойкой обшивки увеличит интервалы обслуживания и позволит избежать незапланированных простоев экскаватора вследствие ремонта ковша [337]. В работе [338] предлагается технология нанесения на поверхность

футеровочной плиты композиционных материалов методом электродуговой наплавки порошковыми проволоками, позволяющая увеличить срок службы бронеплит и проводить ремонт в полевых условиях. Для научно-обоснованного выбора наплавочного материала, необходимо знать с какой интенсивностью происходит износ в реальных условиях эксплуатации. Одним из распространенных видов разрушения тел с покрытиями является поверхностное изнашивание, а в случае относительно жестких покрытий может иметь место нарушение связи покрытия с подложкой и его отслаивание вследствие контактно-усталостного разрушения [329]. При известных напряжениях, действующих на систему покрытие-подложка, можно определить напряженно-деформированное состояние по глубине [339], и тем самым выявить места контактно-усталостного разрушения. Поэтому важным является характер распределения поверхностных напряжений, формируемых при взаимодействии сыпучих материалов со стенками ковша.

Математическим моделям абразивного износа посвящено большое число работ. Наиболее общий подход к моделированию контактно-усталостного разрушения изложен в [340] и основан на построении функции поврежденности поверхностных слоев материалов, зависящей от амплитудных значений напряжений в каждой точке. Поэтому знание распределения напряжений является основным при построении модели износа и контактно-усталостного разрушения. В связи с этим необходимо ответить на вопросы о характере движения породы в ковше и распределении напряжений. Для решения этих задач необходима разработка математической модели основанной на представлениях механики сыпучих сред.

На сегодняшний день механика сыпучих сред является интенсивно развивающейся научной дисциплиной [341 – 345]. В [341] приведен обзор прикладных задач механики сыпучих сред и показана ее связь с теорией пластичности, механикой горных пород, синергетикой и другими научными дисциплинами. Перспективными направлениями механики сыпучих сред с точки зрения автора [341] являются исследование сложного напряженно-

деформированного состояния этих сред, которое приводит к новым результатам в области изучения приливных деформаций Земли, а также анализ блочно-иерархического строения геосред. Он приводит к одной из версий неархимедова математического анализа, в котором иерархией масштабных уровней наделены время и пространственные переменные. В [342] проведены численные исследования движения сыпучей среды при вибрационных воздействиях в результате которых выявлены три «агрегатных состояния»: упруго-пластичное твердое тело — если взаимное расположение частиц материала меняется слабо, вязкая «гранулярная жидкость» — если преобладают смещения частиц без разрыва контактов, и «гранулярный газ» — когда время контактного взаимодействия между частицами мало по сравнению со временем их свободного пробега. При этом выделяются три группы моделей: микроскопические — рассматривающие материал на уровне отдельных частиц, статистическая механика/кинетическая теория — обобщающие кинетическую теорию газов для неупругих взаимодействий, феноменологические модели и модели сплошной среды. Показано, что в сыпучем материале наблюдается конвективное течение аналогичное конвекции Рэлея-Бенара [342]. В [343] рассмотрены численные результаты исследования уплотнения с использованием гидромеханической модели, сформулированной в рамках подхода численной гомогенизации, так называемым методом конечных элементов в квадрате. Эта модель характеризуется двумя масштабами: микроскопическим, где микроструктура материала описывается как конгломерат сверхупругих частиц, соединенных когезивными границами раздела, которые определяют сеть каналов, по которым жидкость может просачиваться и макроскопическим — материал рассматривается как сплошная среда и соответствующие уравнения получаются посредством процесса численной гомогенизации на микроскопические задачи. Таким образом, полное напряжение в смеси, плотность смеси, массовый расход жидкости и ее массовая доля могут быть вычислены. Работа [344] посвящена изучению динамики высококонцентрированной гранулированной хорошо сыпучей среды в вертикальном смесительном бункере. Для описания такого течения авторами

предложена дифференциальная модель, основой которой являются положения механики сплошной среды с учетом реологических свойств зернистого материала и дополнительное уравнение переноса хаотической энергии пульсационного движения гранул. Результаты исследования показали, что предложенная может быть использована для описания динамики высококонцентрированных потоков гранулированных и зернистых сред в инерционном режиме движения, а также при моделировании процессов смешения или усреднения гранулированных сред в аппаратах порошковой технологии. В [345] предложена микромеханическая модель пластичности пористой гранулярной среды, которая базируется на новой интерпретации модели микромеханической прочности трения для связных сыпучих сред. Работа [346] посвящена изучению влияния гидростатического давления на деформацию композитов высоко армированных частицами. Установлено внешнее давление способствует увеличению предела текучести.

Таким образом, целью настоящего параграфа является создание модели течения сыпучей среды, учитывающей особенности движения породы в ковше экскаватора.

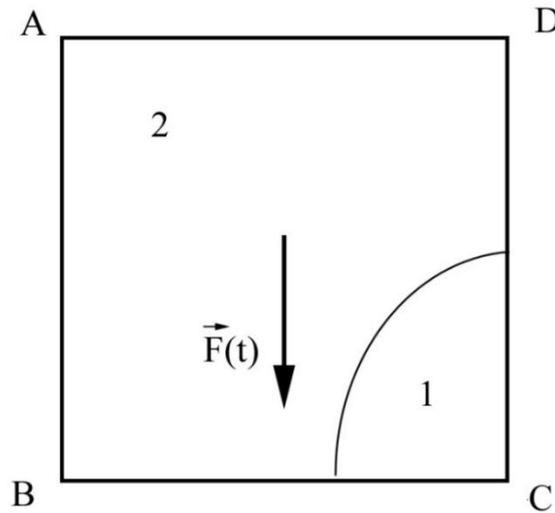
Рассмотрим поведение сыпучего материала в движущемся ковше  $ABDC$  (рисунок 6.13). При движении ковша будет изменяться угол  $\alpha(t)$  между силой тяжести и дном ковша  $AB$ . Оставим неподвижным ковш и будем изменять направление силы тяжести  $\vec{F}$ :

$$\vec{F} = g \begin{pmatrix} \cos(\alpha(t)) \\ \sin(\alpha(t)) \end{pmatrix}, \quad \alpha(t) = -\frac{\pi}{2} - \omega t, \quad (6.30)$$

где  $\omega$  – угловая скорость поворота ковша. Для описания течения гранулярной жидкости воспользуемся моделью вязкой несжимаемой жидкости [328]:

$$\begin{aligned} D_t \rho &= 0 \\ \rho D_t \vec{u} &= -\nabla p + \mu \Delta \vec{u} + \vec{F}(t) \end{aligned} \quad (6.31)$$

где  $\rho$  - плотность,  $\vec{u}$  - поле скоростей,  $\vec{F}(t)$  - вектор массовых сил,  $D_t = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\nabla$  - субстанциональная производная. Граница CD являлась открытой с постоянным внешним давлением  $p_0$ , а на остальных границах ABCD ставилось граничное условие прилипания.



1 – сыпучий материал, 2 – воздух.

Рисунок 6.13 – Расчетная схема

Численное моделирование производилось в Comsol Multiphysics. Для отслеживания границы между воздухом и гранулярной жидкостью использовался метод фазового поля реализованный в данном пакете. В таблице 6.9 приведены входные параметры задачи.

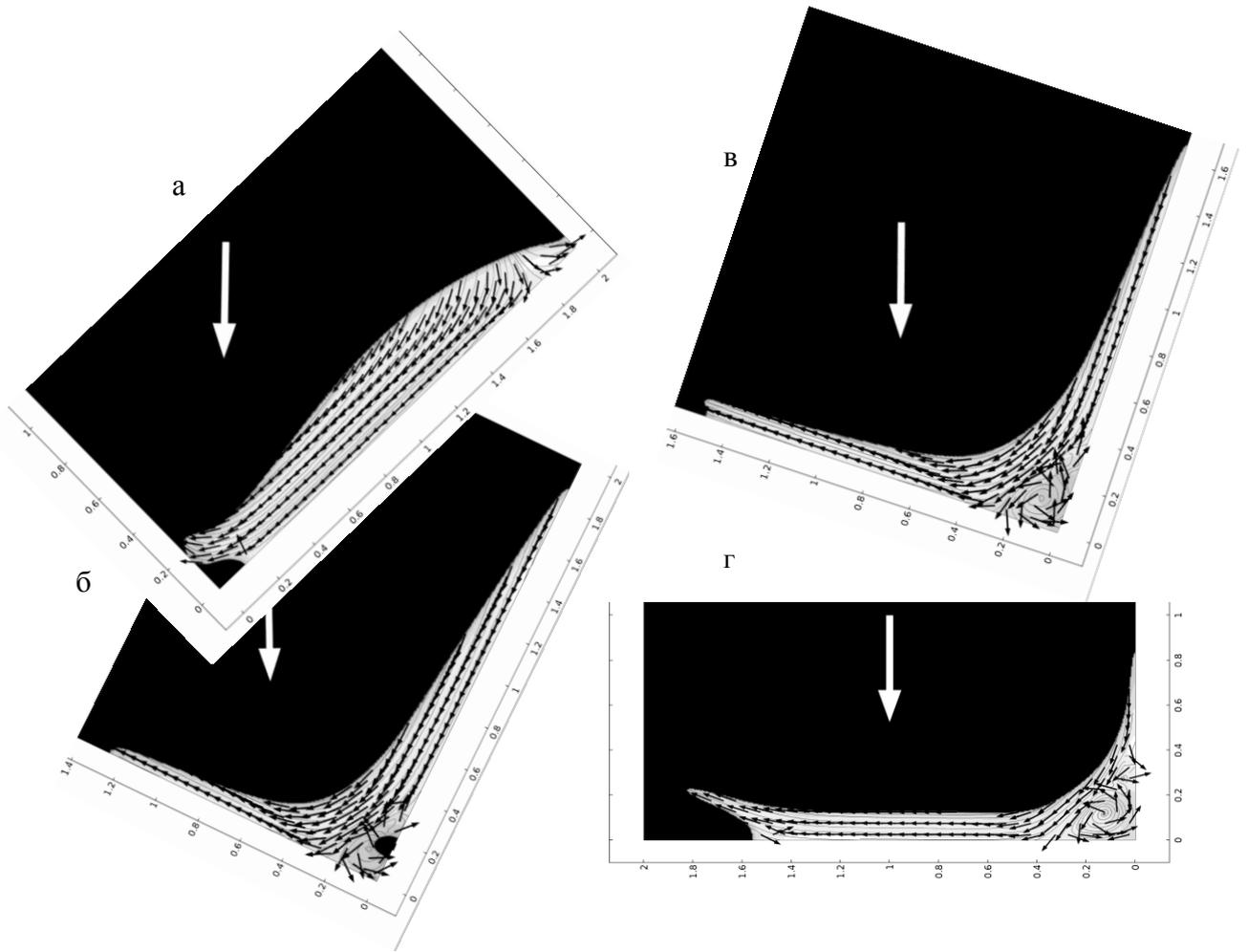
В движении гранулярной жидкости при перевороте ковша можно выделить 3 этапа. На первом этапе сыпучий материал движется вдоль стенки BC с образованием струи (рисунок 6.14 а), которая ударяется о дно ковша AB с образованием вихря в точке сопряжения B (рисунок 6.14 б, в). Эти две структуры (струя и вихрь) являются основой для качественного рассмотрения характера течения и особенностей износа.

Таблица 6.9 – Входные параметры задачи

Обозначение	Описание	Значение
$\omega$	Угловая скорость	$\pi/2 \text{ с}^{-1}$
$\rho$	Средняя плотность	2642 кг/м <sup>3</sup>
$\mu$	Динамическая вязкость	$2 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$

На рисунке 6.15 показана зависимость давления, возникающего в момент удара. Видно, что оно в 4 раза превышает статическое давление от данного объема сыпучего материала. На последнем – третьем этапе гранулярная жидкость растекается по дну ковша АВ (рисунок 6.14 б), с пониженным давлением. Таким образом, пиковые нагрузки и вихревое движение вдоль АВС приводят к активному трению материала о стенки ковша, что в свою очередь приводит к их ускоренному износу. Результаты опытно-промышленных испытаний [337] показали, что после 6 месяцев эксплуатации в зоне высыпа ковша полностью исчезает бронирующая сетка, дальнейшая эксплуатация приводит к износу футеровочных пластин. Наиболее характерные повреждения этих пластин – выкрашивание и отслоение поверхностных элементов. Такие виды повреждений обусловлены вихреобразным течением материала (рисунок 6.14 б – г) и повышенным давлением породы на линии сопряжения днища и задней крышки ковша экскаватора. Таким образом, в настоящей работе выявлен характер течения вязкой среды, расположенной в прямоугольной области в режиме поворота. При опрокидывании насыпного материала обнаружены формирование струи и вихря, которые определяющим образом влияют на абразивный износ. Полученная зависимость давления вдоль дна и задней крышки ковша немонотонна. Максимум этой зависимости наблюдается в точке их сопряжения.

По результатам расчетов было рекомендовано увеличить толщину композиционного покрытия в 2 раза на стыке днища и задней крышки ковша экскаватора (Приложение 3).



а) 0,5 с, б) 0,7 с, в) 0,8 с, г) 1 с.

Рисунок 6.14 – Течение сыпучей жидкости в разные моменты времени

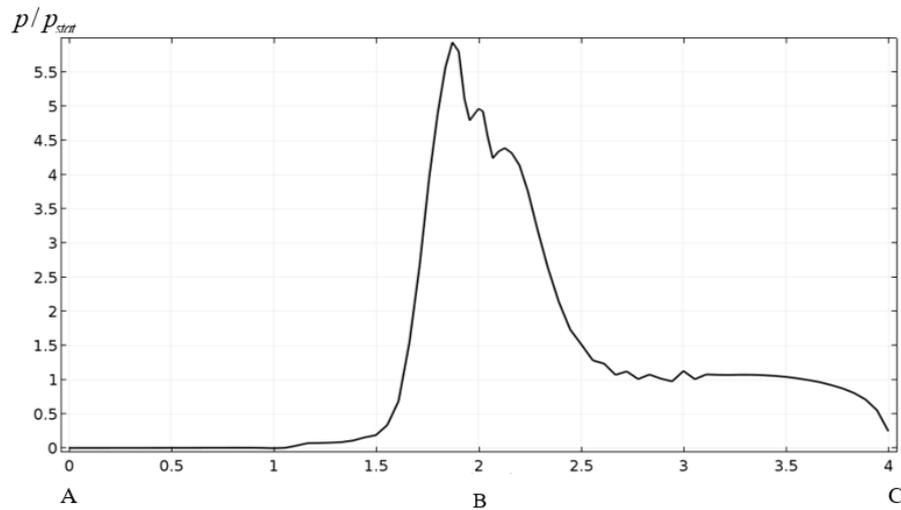


Рисунок 6.15 – Относительное давление вдоль АВС в момент времени  $t=0.5$  с,  $p_{stat}$  - статическое давление, создаваемое этим же объемом сыпучего материала, равномерно распределенного по дну.

#### 6.4. Выводы по главе

1. Определены условия формирования волнообразного рельефа поверхности при электровзрывном напылении по механизму комбинированной неустойчивости границы раздела «покрытие /подложка». Установлено, что длина волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений, зависит от зарядного напряжения по закону  $\lambda_m = aU^{-n}$  и от времени импульса по закону  $\lambda_m = a_1\tau^{n_1}$ . Полученные зависимости применены при отработке оптимальных режимов нанесения износостойких покрытий, обеспечивающие повышение эксплуатационной стойкости в 1,5 раза.

2. Проведено математическое моделирование процессов распада струи жидкости на капли при электродуговой наплавке. Предполагалось, что механизмом распада струи на капли являются неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и магнито-гидродинамическая неустойчивость. Получено дисперсионное соотношение для неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в цилиндрической геометрии и определены условия возникновения двух максимумов в случае системы «железо/аргон». Показано, что при скорости газа  $\sim 100$  м/с и диаметре струи  $\sim 10$  мм возникают два максимума в миллиметровом диапазоне. Полученные результаты использованы для сокращения времени отработки оптимальных режимов нанесения износостойких покрытий при ремонте и восстановлении прокатных валков, натяжных колес и шнеков для транспортировки сырья, а также футеровочных плит.

3. Предложена математическая модель износа внутренних поверхностей ковша экскаватора при длительной эксплуатации. В приближении вязкой жидкости методом конечных элементов решены уравнения движения сыпучей среды в ковше экскаватора. Получены распределения скоростей частиц среды по поверхности ковша. Установлено, что на линии соприкосновения днища и задней крышки ковша формируется вихревая структура, которая приводит к тому, что в этих местах наблюдается повышенный износ. По результатам расчетов было рекомендовано увеличить толщину композиционного покрытия в 2 раза на стыке днища и задней крышки ковша экскаватора.

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Методами современной физики конденсированного состояния выявлены механизмы и созданы модели воздействия электрических полей (электрический ток), концентрированных потоков энергии (гетерогенные плазменные потоки, низкоэнергетические сильноточные электронные пучки) и интенсивной пластической деформации (по схеме длительной эксплуатации на железной дороге) на процессы формирования и эволюции микро- и наноструктурно-фазовых состояний металлических материалов.

1. Методами двухэкспозиционной спекл-интерферометрии установлено, что воздействие импульсного электрического тока (амплитуда тока 3500 А, длительность импульса 100 мкс, период пропускания 100 мс) при активной пластической деформации растяжением металлических материалов приводит к увеличению скорости очагов локализации в 1,65 раза. Это обусловлено различными значениями электрического сопротивления тела и границы зерна, которые приводят к их неоднородному нагреву и, как следствие, облегчению трансляционного движения зерен. С помощью двухфазной фильтрационной модели пластического течения материалов проведен расчет предельной скорости очагов локализации деформации при воздействии электрического тока. Установлено, что электрический ток приводит к увеличению их скорости в 1,38 раза. Это обусловлено изменением объемной доли возбужденной фазы на его границах. Сравнение с результатами эксперимента показало адекватность предложенной модели. Анализ устойчивости пластического течения относительно малых гармонических возмущений в рамках фильтрационной модели показал, что критическая длина волны, при которой еще происходит неограниченное нарастание этих возмущений, зависит от начального значения объемной первой фазы, плотности, динамической вязкости материала и скорости звука.
2. Предложен механизм образования волнообразного рельефа поверхности раздела «покрытие/подложка» при напылении покрытий гетерогенными плазменными потоками, созданными электрическим взрывом порошка иттрия, на подложки из титановых и алюмо-кремниевых сплавов. Он заключается в возникновении комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца-Рэлея-

- Тейлора. Установлено, что для системы Ti-Y при значениях поперечной скорости до 10 м/с преобладающим типом неустойчивости является неустойчивость Рэля-Тейлора, при скоростях больше данного значения происходит смена типа неустойчивости на неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Для системы Al-Si-Y неустойчивость Кельвина-Гельмгольца будет преобладать при значении скорости более 50 м/с, что обусловлено малой по сравнению с титаном плотностью подложки и высоким ускорением порошка иттрия  $\sim 10^9$  м/с<sup>2</sup>.
3. Анализ дисперсионного уравнения комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца-Рэля-Тейлора для малых возмущений поверхности раздела «покрытие / подложка» при воздействии плазмы электрического взрыва проводников показал, что значение длины волны, на которую приходится максимум скорости роста, зависит от зарядного напряжения по закону  $\lambda_m = aU^{-n}$  и от времени импульса по закону  $\lambda_m = a_1\tau^{n_1}$ . Для создания развитого рельефа поверхности раздела «покрытие/ подложка» необходимо либо повышать зарядное напряжение, либо уменьшать время импульса.
  4. Установлен механизм образования микро- и наноструктур при электронно-пучковой обработке в сплавах систем Ti-Y и Al-Si-Y, заключающийся в возникновении на границе раздела «плазма/расплав» комбинированной термо-, испарительно-капиллярной и термоэлектрической неустойчивости. Этот механизм положен в основу модели образования поверхностных наноструктур при электронно-пучковой обработке. Анализ дисперсионного уравнения показал, что при значениях термоэлектрического коэффициента  $\sim 10^{-1} - 1$  В/К максимум скорости роста приходится на длины волн субмикро- и нанометрового диапазона. Это совпадает с экспериментальными данными по размерам структур ячеистой кристаллизации. Установлено, что длина волны, на которую приходится максимум скорости роста возмущений поверхности раздела «плазма/расплав» с увеличением плотности энергии пучка электронов в диапазоне от 10 до 50 Дж/см<sup>2</sup>, уменьшается вне зависимости от материала обрабатываемого изделия.

5. Предложен механизм образования микро и наноструктур в рельсовой стали при длительной эксплуатации, заключающийся в распаде пластин цементита за счет комбинированной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Рэлея-Тейлора. Показано, что значение вязкости деформируемой среды необходимо выбирать с учетом структурномасштабного уровня. Анализ дисперсионного уравнения для малых гармонических возмущений на границе раздела двух вязких сред в вязко-потенциальном приближении показал, что учет ускорения второго слоя приводит к смещению максимума скорости роста возмущений поверхности раздела в субмикроразмерный диапазон при значении скорости слоя  $\sim 0,01$  м/с и ускорения слоя  $\sim 10^{11}$  м/с<sup>2</sup>. Установлено, что для вязкоупругой жидкости Максвелла на микромасштабном уровне максимум неустойчивости приходится на длину волны  $\lambda_m = 3,8$  мкм, что сравнимо с размерами областей занятыми разрушенным перлитом.
6. Проведено математическое моделирование процессов распада струи жидкости на капли при электродуговой наплавке в предположении, что механизмом распада струи на капли являются неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и магнитогидродинамическая неустойчивость. Получено дисперсионное соотношение для неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в цилиндрической геометрии и определены условия возникновения двух максимумов в случае системы «железо/аргон». Показано, что при скорости газа  $\sim 100$  м/с и диаметре струи  $\sim 10$  мм возникают два максимума в миллиметровом диапазоне.
7. Результаты диссертационного исследования использованы на ООО «Вест 2002» для оптимизации режимов электродуговой наплавки порошковых композиционных материалов на поверхности ковшей экскаваторов; на ООО «Проммест» для поиска технологических режимов дополнительной плазменной обработки защитных композиционных покрытий при ремонте оборудования угольной промышленности и цементных заводов; на ООО «Ремкомплект» для оптимизации режимов нанесения износостойких покрытий. Суммарный экономический эффект составил 10 млн. рублей при долевом участии автора 15%. Результаты работы внедрены в учебный процесс и использованы в научной деятельности.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Левич, В. Г. Физико-химическая гидродинамика [Текст] / В. Г. Левич. – Ижевск: Издательство «ИКИ», 2016. – 708 с.
2. Ландау, Л. Д., Лифшиц, Е. М. Теоретическая физика [Текст]: в 10-и т. Т. 6. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2017. – 728 с.
3. Сарычев, В. Д. Образование наноразмерных структур в металлах при воздействии импульсных плазменных струй электрического взрыва [Текст] / В. Д. Сарычев, Е. С. Ващук, Е. А. Будовских, В. Е. Громов // Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – № 14. – С. 41 – 48.
4. Zhao, Y., Chung, H. Numerical simulation of droplet transfer behavior in variable polarity gas metal arc welding [Text] / Y. Zhao, H. Chung // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – V. 111. – P. 1129 – 1141.
5. Song, J. Hierarchical microstructure of explosive joints: Example of titanium to steel cladding [Text] / J. Song, A. Kostka, M. Veehmayer et al. // Materials Science and Engineering: A. – 2011. – V. 528. – Issue 6. – P. 2641 – 2647.
6. Das, K. S., Ward, C. A. Surface thermal capacity and its effects on the boundary conditions at fluid-fluid interfaces [Text] / K. S. Das, C. A. Ward // Phys. Rev. E. – 2007. – V. 75. – P. 065303-1 – 065303-4.
7. Papadopoulos, A. Formation of periodic surface structures on dielectrics after irradiation with laser beams of spatially variant polarisation: a comparative study [Text] / A. Papadopoulos, E. Skoulas, G. D. Tsibidis, E. Stratakis // Applied Physics A: Materials Science and Processing. – 2018. – V. 124. – P. 146-1 – P. 146-12 – <https://doi.org/10.1007/s00339-018-1573-x>
8. Петрушов, Н. А. Об устойчивости поверхности короткой заряженной струи, движущейся относительно внешней материальной среды [Текст] / Н.А. Петрушов, А.И. Григорьев, С.О. Ширяева // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87. – Вып. 12. – С. 1794 – 1801.
9. Белоножко, Д. Ф. О расчете скорости переноса вещества периодическими волнами, распространяющимися по поверхности вязкой жидкости [Текст] / Д. Ф.

- Белоножко, А. В. Козин // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80. – Вып. 4. – С. 32 – 40.
10. Белоножко, Д. Ф. Волны конечной амплитуды на поверхности вязкой глубокой жидкости [Текст] / Д. Ф. Белоножко, А. И. Григорьев // Журнал технической физики. – 2003. – Т. 73. – Вып. 4. – С. 28 – 37.
11. Guglielmi, A. V. Rayleigh-Taylor-Kelvin-Helmholtz combined instability at the magnetopause [Text] / A. V. Guglielmi, A. S. Potapov, B. I. Klain // Geomagnetism and Aeronomy. – 2010. – V. 50. – P. 958 – 962.
12. Klain, B. I. Effect of Finite Motions on the Tangential Discontinuity Instability in the Earth's Magnetosphere [Text] / B. I. Klain, A. S. Potapov // Issled. Geomagn. Aer-on. Fiz. Solntsa. 1973. – V. 27. – P. 49 – 53.
13. Guzdar, P. N. Influence of velocity shear on the Rayleigh-Taylor instability [Text] / P. N. Guzdar, P. Satyanarayana, J. D. Huba, S. L. Ossakow // Geophys. Res. Lett. – 1982. – V. 9. – Issue 5. – P. 547 – 550.
14. Shumlak, U. Mitigation of the Rayleigh-Taylor instability by sheared axial flows [Text] / U. Shumlak, N. F. Roderick // Phys. Plasmas. – 1998. – V. 5. – P. 2384 – 2389.
15. Olson, B. J. Nonlinear effects in the combined Rayleigh-Taylor/Kelvin-Helmholtz instability [Text] / B. J. Olson, J. Larsson, S. K. Lele, A. W. Cook // Physics of Fluids. – 2011. – V. 23. – P. 114107-1 – 114107-10.
16. Алиев, И. Н. К вопросу о неустойчивости границы раздела двух сред конечной толщины [Текст] / И. Н. Алиев, С. О. Юрченко, Е. В. Назарова // Инженерно-физический журнал. – 2007. – Т. 80. – № 6. – С. 127 – 133.
17. Алиев, И. Н. Особенности комбинированной неустойчивости заряженной границы раздела двух сред [Текст] / И. Н. Алиев, С. О. Юрченко, Е. В. Назарова // Инженерно-физический журнал. – 2007. – Т. 80. – № 5. – С. 64 – 69.
18. Joseph, D. D. Potential Flows of Viscous and Viscoelastic Fluids [Text] / D. D. Joseph, T. Funada, J. Wang. – Cambridge: Cambridge Univ Press, 2007. – 497 p.
19. Awasthi, M. K. Effect of viscous pressure on Kelvin–Helmholtz instability through porous media [Text] / M. K. Awasthi // Journal of Porous Media. – 2016. – V. 19 (3). – P. 205 – 218.

20. Awasthi, M. K. Electrohydrodynamic Kelvin–Helmholtz instability with heat and mass transfer: Effect of perpendicular electric field [Text] / M. K. Awasthi // *Ain Shams Engineering Journal*. – 2014. – V. 5. – P. 605 – 612.
21. Awasthi, M. K. Electrohydrodynamic capillary instability with heat and mass transfer [Text] / M. K. Awasthi // *Ain Shams Engineering Journal*. – 2014. – V. 5. – P. 263 – 270.
22. Awasthi, M. K. Pressure corrections for the potential flow analysis of Kelvin–Helmholtz instability with heat and mass transfer [Text] / M. K. Awasthi, R. Asthana, G. S. Agrawal // *Int. J. Heat Mass Transfer*. – 2012. – V. 55. – P. 2345 – 2352.
23. Mohamed, A. A. Nonlinear electrohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instability with mass and heat transfer. Effect of a tangential field [Text] / A. A. Mohamed, A. R. F. Elhefnawy, Y. D. Mahmoud // *Physica A*. – 1994. – V. 202. – P. 264 – 290.
24. Коровин, В. М. Влияние наклонного электростатического поля на неустойчивость Кельвина–Гельмгольца при течении жидкого диэлектрика и газа [Текст] / В. М. Коровин // *Журнал технической физики*. – 2017. – Т. 87. – Вып. 9. – С. 1306 – 1311.
25. Френкель, Я. И. К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме [Текст] / Я. И. Френкель // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1936. – Т. 6. – Вып. 4. – С. 347 – 350.
26. Неклюдов, И. М. Диссипативная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца границы разнородных металлов при их совместной прокатке в вакууме [Текст] / И. М. Неклюдов, Б. В. Борц, В. И. Ткаченко // *Физика и химия обработки материалов*. – 2010. – № 5. – С. 96 – 102.
27. Ткаченко, В. И. Диссипативная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и ее многоликие проявления в окружающей среде [Текст] / В. И. Ткаченко // *Вестник Харьковского Национального университета. Серия «Ядра, частицы, поля»*. – 2010. – № 916. – Вып. 3. – С. 4 – 22.
28. Ткаченко, В. И. Неустойчивость границы раздела вязких течений [Текст] / В. И. Ткаченко, Л. С. Розуменко // *Вестник Харьковского Национального универ-*

- ситета, серия физическая “Ядра, частицы, поля”. – 2005.– № 710. – Вып. 3. – С. 73 – 80.
29. Barannyk, L. L. Suppression of Rayleigh–Taylor instability using electric fields [Text] / L. L. Barannyk, D. T. Papageorgiou, P. G. Petropoulos // *Mathematics and Computers in Simulation*. – 2012. – V. 82. – P. 1008 – 1016.
30. Qingzhen Yang. Electrohydrodynamic Rayleigh-Taylor instability in leaky dielectric fluids [Text] / Qingzhen Yang, Ben Q. Li, Feng Xu // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – V. 109. – P. 690 – 704.
31. Ye Zhou. Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II [Text] / Ye Zhou // *Physics Reports*. – 2017. – V. 723 – 725. – P. 1 – 160.
32. Эйдельман, Е. Д. Возбуждение неустойчивости в пленке жидкого полупроводника при нагревании [Текст] / Е. Д. Эйдельман // *Журнал технической физики*. – 1994. – Т. 64. – № 4. – С. 29 – 45.
33. Eidelman, E. D. Influence of the thickness of the liquid layer on the ratio of the dimensions of a convection cell [Text] / E. D. Eidelman // *Tech. Phys.* – 1998. – V. 43. – P. 1275 – 1279.
34. Эйдельман, Е. Д. Электроконвекция в горизонтальном слое слабопроводящей жидкости при наличии потока тепла или вещества [Текст] / Е. Д. Эйдельман // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1995. – Т. 107. – № 3. – С. 774 – 783.
35. Беляев, А. В. Термоэлектрическая конвекция в переменном тепловом поле [Текст] / А. В. Беляев, Б. Л. Смородин // *Письма в Журнал технической физики*. – 2008. – Т. 34. – Вып. 5. – С. 79 – 86.
36. Hassen, Walid .Electro-thermo-capillary-convection in a square layer of dielectric liquid subjected to a strong unipolar injection [Text] / Walid Hassen, Lioua Kolsi, Hakan F. Oztop, Abdullah A. AA Al-Rashed, Mohamed Naceur Borjini, Khaled Al-Salem // *Applied Mathematical Modelling*. – 2018. – V. 63. – P. 349 – 361.
37. Hassen, Walid. Analysis of the electro-thermo-convection induced by a strong unipolar injection between two concentric or eccentric cylinders [Text] / Walid Hassen,

- Hakan F. Oztop, Lioua Kolsi, Mohamed Naceur Borjini & Nidal Abu-Hamdeh // Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. – 2017. – V. 71. – Issue. 7. – P. 789 – 804.
38. Luo, K. Stability analysis of electroconvection with a solid-liquid interface via the lattice Boltzmann method [Text] / K. Luo, J. Wu, A. T. Pérez, H. -L. Yi, H. -P. Tan // Physical Review Fluids. – 2019. – V. 4 (8). – P. 083702. – DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.083702
39. Троицкий, О. А. Воздействия импульсами тока и СВЧ-излучением на конструкционные материалы. Электродинамические и электрохимические эффекты в проводниках [Текст] / О. А. Троицкий, В. И. Стащенко, В. С. Савенко, О. Б. Скворцов, С. Д. Самуйлов, Е. А. Правоторова, В. Терещук. – М., 2019. – 278 с.
40. Громов, В. Е. Электростимулированная пластичность металлов и сплавов [Текст] / В. Е. Громов, Л. Б. Зувев, Э. В. Козлов, В. Я. Целлермаер. – М.: Недра, 1996. – 293 с.
41. Li, X. Mg–3Al–1Zn Alloy Strips Processed by Electroplastic Differential Speed Rolling [Text] / X. Li, F. Wang, X. Li, J. Zhu, G. Tang // Mater. Sci. Technol. – 2016. – V.33. – P. 215 – 219.
42. Gerstein, G. Anomalous twinning in AZ 31 magnesium alloy during electrically assisted forming [Text] / G. Gerstein, F. Körkemeyer, A. Dalinger, S. Zaefferer, H. J. Maier // Materials Letters. – 2019. – V. 255. – P. 126516. – DOI: 10.1016/j.matlet.2019.126516
43. Egea, A. J. S. Mechanical and Metallurgical Changes on 308L Wires Drawn by Electropulses [Text] / A. J. S. Egea, H. A. G. Rojas, D. J. Celentano, J. J. Peiro // Mater. Des. – 2016. – V. 90. – P. 1159 – 1169.
44. Lv, Z. Electrically assisted deep drawing on high-strength steel sheet [Text] / Z. Lv, Y. Zhou, L. Zhan, Z. Zang, B. Zhou, S. Qin // International Journal of Advanced Manufacturing Technology. – 2021. – V. 112. – Issue 3-4. – P. 763 – 773.
45. Ruszkiewicz, B. J. Electroplastic Drilling of Low- and High-Strength Steels [Text] / B. J. Ruszkiewicz, E. Gendreau, F. A. Niaki, L. Mears // Journal of Manufacturing Science and Engineering, Transactions of the ASME. – 2018. – V. 140. – Issue 6. – P. 061017.

46. Hameed, S. Influence of the regime of electropulsing-assisted machining on the plastic deformation of the layer being cut [Text] / S. Hameed, H. A. G. Rojas, J. I. P. Benavides, A. N. Alberro, A. J. S. Egea // *Materials*. – 2018. – V. 11. – Issue 6. – P. 886. DOI: 10.3390/ma11060886
47. Chen, S. Mechanical properties of electric assisted friction stir welded 2219 aluminum alloy [Text] / S. Chen, H. Zhang, X. Jiang, T. Yuan, Y. Han, X. Li // *Journal of Manufacturing Processes*. – 2019. – V. 44. – P. 197 – 206
48. Jiang, X. Microstructure and texture investigation on electrically assisted friction stir welded titanium alloy [Text] / X. Jiang, Y. Han, S. Chen, Y. Bai, T. Yuan, X. Wang // *Materials Science and Technology (United Kingdom)*. – 2020. – V. 36. – Issue 15. – P. 1628 – 1638.
49. Ingraci Neto, R. Controlled current-rate AC flash sintering of uranium dioxide [Text] / R. R. Ingraci Neto, K. J. McClellan, D. D. Byler, E. Kardoulaki // *Journal of Nuclear Materials*. – 2020. – V. 547. – P. 152780. – DOI: 10.1016/j.jnucmat.2021.152780
50. Garip, Y. A study of the cycle oxidation behavior of the Cr/Mn/Mo alloyed Ti–48Al–based intermetallics prepared by ECAS [Text] / Y. Garip, O. Ozdemir // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2020. – V. 818. – P. 152818. – DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.152818
51. Vahdani, M. Electric hot incremental sheet forming of Ti-6Al-4V titanium, AA6061 aluminum, and DC01 steel sheets [Text] / M. Vahdani, M. J. Mirnia, M. Bakhshi-Jooybari, H. Gorji // *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. – 2019. – V. 103 (1-4). – P. 1199 – 1209.
52. Li, Z. Electric assistance hot incremental sheet forming: an integral heating design [Text] / Z. Li, S. Lu, T. Zhang, C. Zhang, Z. Mao // *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. – 2018. – V. 96. – Issue 9 – 12. – P. 3209-3215.
53. Dimitrov, N. K. Electroplasticity: A review of mechanisms in electro-mechanical coupling of ductile metals [Text] / N. K. Dimitrov, Yucheng Liu, M. F. Horstemeyer // *Mechanics of Advanced Materials and Structures*. – 2020. – DOI: 10.1080/15376494.2020.1789925

54. Ruzskiewicz, B. J. A Review of Electrically-Assisted Manufacturing With Emphasis on Modeling and Understanding of the Electroplastic Effect [Text] / B. J. Ruzskiewicz, T. Grimm, I. Ragai, L. Mears, J. T. Roth // *Journal of Manufacturing Science and Engineering*. – 2017. – V. 139. – No. 11. – P. 110801 (1 – 15).
55. Kravchenko, V. Y. Effect of directed electron beam on moving dislocations [Text] / V. Y. Kravchenko // *Sov. Phys. JETP*. – 1967. – V. 24. – P. 1135 – 1142.
56. Granato, A. V. Dislocation inertial model for the increased plasticity of the superconducting state [Text] / A. V. Granato // *Phys. Rev. Lett.* – 1971. – V. 27. – No. 10. – P. 660 – 664.
57. Нацик, В. Д. Теория разупрочнения металлов при сверхпроводящем переходе [Текст] / В. Д. Нацик // *ЖЭТФ*. – 1971. – Т. 61. – С. 2540 – 2553
58. Molotskii, M. I. Theoretical basis for electro- and magnetoplasticity [Text] / M. I. Molotskii // *Materials Science and Engineering A*. – 2000. – V. 287. – P. 248 – 258.
59. Дубинко, В. И. Кинетический механизм электропластичности металлов [Текст] / В. И. Дубинко, В. Ф. Клепиков // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2008. – Т. 72. – № 9. – С. 1257 – 1258.
60. Lee, T. Constitutive analysis of electrically-assisted tensile deformation of CP-Ti based on non-uniform thermal expansion, plastic softening and dynamic strain aging / T. Lee, J. Magargee, M. K. Ng, J. Cao // *Int. J. Plast.* – 2017. – V. 94. – P. 44 – 56.
61. Беклемишев, Н. Н. Влияние импульсного электрического тока на характеристики конструкционной прочности металлических материалов [Текст] / Н. Н. Беклемишев, Ю. В. Баранов, Ю. Л. Доронин // *Физика и химия обработки материалов*. – 1990. – № 4. – С. 108.
62. Gallo, F. Plastic deformation in electrical conductors subjected to short-duration current pulses [Text] / F. Gallo, S. Satapathy, K. Ravi-Chandar // *Mech. Mater.* – 2012. – V. 55. – P. 146 – 162.
63. Троицкий, О. А. Влияние основных параметров тока на величину электропластического эффекта [Текст] / О. А. Троицкий, В. И. Спицын, В. И. Сташенко // *Доклады Академии наук СССР*. – 1981. – Т. 256. – С. 1134 – 1136.

64. Троицкий, О. А., Савенко В. С. Фундаментальные и прикладные исследования электропластической деформации металлов [Текст] / О. А. Троицкий, В. С. Савенко. – Минск: ИВЦ Минфина, 2013. – 174 с.
65. Olabi, A. G. Design and application of magnetostrictive materials [Text] / A. G. Olabi and A. Grunwald // Mater. Des. – 2008. – V. 29. – No. 2. – P. 469 – 483.
66. Wang, X. Size Effects on Flow Stress Behavior During Electrically-Assisted Micro-Tension in a Magnesium Alloy AZ31 [Text] / X. Wang, J. Xu, Z. Jiang, W. Zhu, D. Shan, B. Guo, J. Cao // Materials Science & Engineering A. – 2016. – V. 659. – P. 215 – 224.
67. Fu, H.-H. Analytical and computational description of effect of grain size on yield stress of metals [Text] / H.-H. Fu, D. J. Benson, M. A. Meyers // Acta Materialia. – 2001. – V. 49. – P. 2567 – 2582.
68. Hexiong Zhang. Suppressing or promoting: The effect of coupled electron-heat field on serration behavior [Text] / Hexiong Zhang, Xinfang Zhang // Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – V.818. – P. 152920. – DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.152920
69. Siqi Xiang. Dislocation structure evolution under electroplastic effect [Text] / Siqi Xiang, Xinfang Zhang // Materials Science & Engineering A. – 2019. – V. 761. – P. 138026.
70. Hao, J. Y. Effects of strain and electropulse duration on elastic modulus of TiNi alloy [Text] / J. Y. Hao, G. S. Zhang, W. K. Shan, M. Li, K. F. Li, Z. Gong, Y. W. Gao, D. F. Guo // Materials Science and Technology. – 2020. – V. 36. – P. 1221 – 1226.
71. Stolyarov, V. Features of Electroplastic Effect in Alloys with Martensite Transformation [Text] / V. Stolyarov // Acta Metallurgica Sinica (English Letters). – 2018. – V. 31. – P. 1305 – 1310.
72. Kukudzhanov, K. V. Phase Transformations in Metals Stimulated by a Pulsed High-Energy Electromagnetic Field [Text] / K. V. Kukudzhanov, A. L. Levitin // Procedia IUTAM. – 2017. – V. 23. – P. 84 – 100.
73. Yu-Chen Liu. A Critical Review on the Electromigration Effect, the Electroplastic Effect, and Perspectives on the Effects of Electric Current Upon Alloy Phase

Stability [Text] / Yu-Chen Liu, Shih-Kang Lin // JOM. – 2019. – V. 71. – No. 9. – P. 3094 – 3106.

74. Dobras, Daniel The Effect of Direct Electric Current on the Plastic Behavior of AA7075 Aluminum Alloy in Different States of Hardening [Text] / Daniel Dobras, Stefania Bruschi, Enrico Simonetto, Małgorzata Rutkowska-Gorczyca, Andrea Ghiotti // Materials. – 2021. – V. 14. – P. 73 (1 – 13). – DOI: 10.3390/ma14010073

75. Simonetto, E. Electroplastic effect on AA1050 plastic flow behavior in H24 tempered and fully annealed condition [Text] / E. Simonetto, S. Brunchi, A. Ghiotti // Procedia Manufacturing. 2017. – V. 34. – P. 83 – 89.

76. Andre, D. Investigation of the electroplastic effect using nanoindentation [Text] / D. Andre, T. Bulet, F. Korkemeyer, G. Gerstein, J. S. K.-L. Gibson, S. Sandlobes-Haut, S. Korte-Kerzel // Materials and Design. – 2019. – V. 183. – P. 108153.

77. Renjie, Ji. Surface nanocrystallization and enhanced surface mechanical properties of nickel-based superalloy by coupled electric pulse and ultrasonic treatment [Text] / Ji. Renjie, Zelin Yang, Hui Jin, Yonghong Liu, Haoyu Wang, Qian Zheng, Weihai Cheng, Baoping Cai, Xiaopeng Li // Surface & Coatings Technology. – 2019. – V. 375. – P. 292 – 302

78. Зуев, Л. Б. Физика макролокализации пластического течения [Текст] / Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. А. Баранникова. – Новосибирск: Наука, 2008. – 328 с.

79. Каминский, П. П. Необратимая деформация кристаллов как структурное превращение, инициируемое изменением межатомного взаимодействия. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Томск: ИФПМ СО РАН, 2015. – 243 с.

80. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика [Текст]: в 10-и т. Т. 5. Статистическая физика (часть 1). / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2018. – 620 с.

81. Егорушкин, В. Е. Кривизна решетки, полосы локализованного сдвига и механизм электропластического эффекта [Текст] / В. Е. Егорушкин, В. Е. Панин, А. В. Панин // Физическая мезомеханика. – 2018. – Т. 21. – № 3. – С. 5 – 11.

82. Коновалов, С. В. О влиянии электрического потенциала на скорость ползучести алюминия [Текст] / С. В. Коновалов, В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, Р. А. Филиппьев, В. Е. Громов // ФТТ. – 2007. – Т. 49. – С. 1389 – 1391.
83. Коновалов, С. В. Влияние слабых энергетических воздействий на ползучесть металлов [Текст] / С. В. Коновалов, Р. А. Филиппьев, Н. В. Котова, О. А. Столбоушкина, Л. Б. Зуев // Известия вузов. Черная металлургия. – 2008. – № 12. – С. 38 – 40.
84. Коновалов, С. В. Прочность и пластичность металлов при слабых энергетических воздействиях [Текст] / С. В. Коновалов, В. И. Данилов, Р. А. Филиппьев, О. А. Столбоушкина, В. Е. Громов. – Новокузнецк: Новокузнецкий полиграфический комбинат, 2009. – 180 с.
85. Петрунин, В. А. Влияние электрического потенциала на формирование дислокационной субструктуры при ползучести алюминия [Текст] / В. А. Петрунин, С. В. Коновалов, О. А. Столбоушкина, В. Е. Громов // Металлы. – 2011. – № 3. – С. 31 – 37.
86. Зуев, Л. Б. О влиянии контактной разности потенциалов и электрического потенциала на микротвердость металлов [Текст] / Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. В. Коновалов, Р. А. Филиппьев, В. Е. Громов // ФТТ. – 2009. – Т. 51. – С. 1077 – 1080.
87. Данилов, В. И. О влиянии электрического потенциала на сопротивление микроиндентированию поверхности металлов [Текст] / В. И. Данилов, С. В. Коновалов, Р. А. Филиппьев, Б. С. Семухин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2010. – № 2. – С. 85 – 89.
88. Коновалов, С. В. Управление пластичностью металлов слабыми энергетическими воздействиями [Текст] / С. В. Коновалов, Н. В. Котова, О. А. Столбоушкина, В. Е. Громов // Вестник НГУ. Сер. Физика. – 2009. – Т. 4. – Вып. 4. – С. 65 – 69.
89. Гохштейн, А. Я. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция [Текст] / А. Я. Гохштейн. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
90. Панин, В. Е. Поверхностные слои как синергетический активатор пластического течения тела [Текст] / В. Е. Панин // МиТОМ. – 2005. – № 7. – С. 62 – 68.

91. Иванов, М. А. Описание ползучести с учетом размножения дислокаций и их превращении [Текст] / М. А. Иванов, Б. А. Гринберг // ФММ. – 2006. – Т. 101. – № 3. – С. 255 – 265.
92. Орлова, Д. В. Характер изменения микротвердости плоскости (0001) монокристаллов Zn под действием электростатического поля и возможная причина этого эффекта [Текст] / Д. В. Орлова, В. И. Данилов, Л. Б. Зуев // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55. – № 2. – С. 313 – 317.
93. Орлова, Д. В. О возможных причинах влияния электрического потенциала на сопротивление металлов микроиндентированию [Текст] / Д. В. Орлова, Р. А. Филиппев, В. И. Данилов // Известия вузов. Черная металлургия. – 2012. – № 10. – С. 66 – 67.
94. Орлова, Д. В. О влиянии электростатического поля на микротвердость монокристаллов цинка [Текст] / Д. В. Орлова, В. И. Данилов, Л. Б. Зуев, А. С. Колесник, О. Н. Дульбеева // Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты). – 2012. – № 4 (57). – С. 98 – 102.
95. Коновалов, С. В. Роль электрического потенциала в ускорении ползучести и формировании поверхности разрушения Al [Текст] / С. В. Коновалов, Ю. Ф. Иванов, О. А. Столбоушкина, В. Е. Громов // Известия РАН. Сер. Физическая. – 2009. – Т. 73 – № 9. – С. 1315–1318.
96. Иванов, Ю. Ф. Влияние электрического потенциала на поверхность разрушения алюминия при ползучести [Текст] / Ю. Ф. Иванов [и др.] // Вестник ЮУрГУ. – 2009. – № 22. – Вып. 1. – С. 66 – 71.
97. Столбоушкина, О. А. Градиент дислокационной субструктуры, формирующийся при ползучести алюминия при действии слабых потенциалов [Текст] / О. А. Столбоушкина // Вестник Челябинского государственного университета. Физика. – 2010. – 24 (205). – Выпуск 8. – С. 31 – 34.
98. Gromov, V. E. Dislocation substructure evolution on Al creep under the action of the weak electric potential [Text] / V. E. Gromov et al. // Material Science and Engineering A. – 2010. – V. 527. – No. 3. – P. 858 – 861.

99. Иванов, Ю. Ф. Формирование тонкой структуры и поверхности разрушения технически чистого алюминия под действием слабых электрических воздействий [Текст] / Ю. Ф. Иванов, С. В. Коновалов, О. А. Столбоушкина, В. Е. Громов // Машиностроение и инженерное образование. – 2009. – № 4. – С. 17 – 24.
100. Столбоушкина, О. А. Структурно-фазовые состояния и дислокационная субструктура Al при ползучести [Текст] / О. А. Столбоушкина, С. В. Коновалов, Ю. Ф. Иванов, В. Е. Громов – Новокузнецк: Изд-во Новокузнецкого полиграфического комбината, 2010. – 182 с.
101. Клыпин, А. А. Свойства металлических материалов при наличии внешнего энергетического воздействия [Текст] / А. А. Клыпин // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2013. – Т. 10. – № 3. – С. 424 – 429.
102. Клыпин, А. А. Структурные превращения термически упрочняемых сплавов в электрическом поле [Текст] / А. А. Клыпин // Авиационная промышленность. – 2011. – № 4. – С. 47 – 50.
103. Клыпин, А. А. Влияние электростатического поля на механические свойства некоторых легких и жаропрочных сплавов для авиационной промышленности [Текст] / А. А. Клыпин, Г. П. Фетисов // Технология металлов. – 2011. – № 11. – С. 42 – 45.
104. Троицкий, О. А. Физические основы и технологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства) [Текст]: в 2 т. Т. 1. / О. А. Троицкий, Ю. В. Баранов, Ю. С. Авраамов, А. Д. Шляпин. – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2004. – 590 с.
105. Баранов, Ю. В. Влияние электростатического поля на механические характеристики металлов и сплавов [Текст] / Ю. В. Баранов, В. А. Пчелинцев // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 1992. – № 2. – С. 77–82.
106. Кондратьев, А. С. Лекции по теории квантовых жидкостей [Текст] / А. С. Кондратьев, А. Е. Кучма. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. – 264 с.
107. Баранов, Ю. В. Влияние электростатического поля на энергию образования поверхностной ступеньки в металле [Текст] / Ю. В. Баранов, И. Л. Батаронов, А. М. Рошупкин // Известия вузов. Черная металлургия. – 1993. – № 3. – С. 64 – 67.

108. Baranov, Y. V. Effect of electrostatic fields on mechanical characteristics and structure of metals and alloys [Text] / Y. V. Baranov // *Materials Science and Engineering A*. – 2000. – V. 287. – P. 288 – 300.
109. Баранов, Ю. В. Влияние электрического поля на механические свойства и дислокационную структуру поликристаллического никеля [Текст] / Ю. В. Баранов, Л. И. Тришкина, Э. В. Козлов // *Проблемы машиностроения и надежности машин*. – 1992. – № 5. – С. 67 – 74.
110. Баранов, Ю. В. Механизмы влияния электростатического поля на пластическое деформирование металлических материалов [Текст] / Ю. В. Баранов, И. Л. Батаронов, А. М. Рощупкин // *Проблемы машиностроения и надежности машин*. – 1993. – № 6. – С. 25 – 33.
111. Koval' N. N. A facility for metal surface treatment with an electron beam [Text] / N. N. Koval', P. M. Shchanin, V. N. Devyatkov, V. S. Tolkachev, L. G. Vintizenko // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2005. – V. 48. – P. 117 – 121
112. Vorobyov, M. S. An electron source with a multiaperture plasma emitter and beam extraction into the atmosphere [Text] / M. S. Vorobyov, N. N. Koval, S. A. Sulakshin // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2015. – V. 58. – P. 687 – 695.
113. Koval, N. N. Nanostructuring of surfaces of metalloceramic and ceramic materials by electron-beams [Text] / N. N. Koval, Yu. F. Ivanov // *Russian Physics Journal*. – 2008. – V. 51. – P. 505 – 516.
114. Engel'ko, V. Pulsed electron beam facility (GESA) for surface treatment of materials [Text] / V. Engel'ko, B. Yatsenko, G. Mueller, H. Bluhm // *Vacuum*. – 2001. – V. 62/2-3. – P. 211 – 216.
115. Fetzer, R. Pulsed electron beam facility GESA-SOFIE for in-situ characterization of cathode plasma dynamics [Text] / R. Fetzer, W. An, A. Weisenburger, G. Muller // *Vacuum*. – 2017. – V. 145. – P. 179 – 185.
116. Shulov, V. A. Application of high-current pulsed electron beams for modifying the surface of gas-turbine engine blades [Text] / V. A. Shulov, A. N. Gromov, D. A. Teryaev, V. I. Engel'ko // *Russian Journal of Non-Ferrous Metals*. – 2016. – V. 57. – P. 256 – 265.

117. Proskurovsky, D. I. Use of low-energy, high-current electron beams for surface treatment of materials [Text] / D. I. Proskurovsky, V. P. Rotshtein, G. E. Ozur // *Surface Coat. Technol.* – 1997. – V. 96. – P. 117 – 122.
118. Proskurovsky, D. I. Pulsed electron-beam technology for surface modification of metallic materials [Text] / D. I. Proskurovsky, V. P. Rotshtein, G. E. Ozur, A. B. Markov, D. S. Nazarov, M. A. Shulov, Yu. F. Ivanov, R. G. Buchheit // *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces and Films.* – 1998 – V. 16. – P. 2480 – 2488.
119. Ozur, G. E. Generation of Low-Energy High-Current Electron Beams in Plasma-Anode Electron Guns [Text] / G. E. Ozur, D. I. Proskurovsky // *Plasma Physics Reports.* – 2018. – V. 44. – P. 18 – 39.
120. Lu, Diankun. High-Current Pulsed Electron Treatment of Hypoeutectic Al–10Si Alloy [Text] / Lu Diankun, Gao Bo, Zhu Guanglin, Lv Jike, Hu Liang // *High Temperature Materials and Processes.* – 2017. – V. 36. – P. 97 – 100.
121. Hao, Y. Surface modification of Al-12.6Si alloy by high current pulsed electron beam [Text] / Y. Hao, B. Gao, G. F. Tu et al. // *Applied Surface Science.* – 2012. – V. 258. – P. 2052 – 2056.
122. Gao, B. Study on the nanostructure formation mechanism of hypereutectic Al–17.5 Si alloy induced by high current pulsed electron beam [Text] / B. Gao, L. Hu, S. Li, Y. Hao, Y. Zhang, G. Tu // *Applied Surface Science.* – 2015. – V. 346. – P. 147 – 157.
123. Rygina, M. E. Modification of the sample's surface of hypereutectic silumin by pulsed electron beam [Text] / Rygina M. E., Yu. F. Ivanov, A. P. Lascone, A. D. Teresov, N. N. Cherenda, V. V. Uglov, E. A. Petrikova, M. V. Astashinskiy // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering.* – 2016. – V. 124. – P. 012138.
124. Gromov, V. E. Structural Evolution of Silumin Treated with a High Intensity Pulse Electron Beam and Subsequent Fatigue Loading up to Failure [Text] / V. E. Gromov, Yu. F. Ivanov, A. M. Glezer, S. V. Konovalov, K. V. Alsaraeva // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics.* – 2015. – V. 79. – P. 1169 – 1172.

125. Maier, A. E. Mechanical stresses in an irradiated target with a disturbed surface [Text] / A. E. Maier, A. P. Yalovets // *Tech. Phys.* – 2006. – V. 51. – P. 459 – 465.
126. Feng, Jicai. Microstructure evolution of electron beam welded Ti<sub>3</sub>Al–Nb joint [Text] / Jicai Feng, Huiqiang Wu, Jingshan He, Bingang Zhang // *Materials Characterization.* – 2005. – V. 54. – P. 99 – 105.
127. Biamino, S. Electron beam melting of Ti–48Al–2Cr–2Nb alloy: Microstructure and mechanical properties investigation [Text] / S. Biamino, A. Penna, U. Ackelid, S. Sabbadini, O. Tassa et al. // *Intermetallics.* – 2011. – V. 19. – P. 776 – 781
128. Rotshtein, V. P. Surface modification and alloying of metallic materials with low-energy high-current electron beams / V. P. Rotshtein, D. I. Proskurovsky, G. E. Ozur, Yu. F. Ivanov, A. B. Markov // *Surface and Coatings Technology.* – 2004. – V. 180–181. – P. 377 – 381.
129. Mirzoev, F. Kh. Laser control processes in solids / F. Kh. Mirzoev, V. Ya. Panchenko, L. A. Shelepin // *Phys. Usp.* – 1996. – V. 39. – P. 1 – 29.
130. Бугаев, А. А. Термокапиллярные явления и образование рельефа поверхности под воздействием пикосекундных лазерных импульсов [Текст] / А. А. Бугаев, В. А. Лукошкин, В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев // *Журнал технической физики.* – 1988. – Т. 58. – № 5. – С. 908 – 914.
131. Урпин, В. А. Возбуждение капиллярных волн в неоднородно прогретых жидких пленках / В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев // *Журнал технической физики.* – 1989. – Т. 59. – № 6. – С. 19 – 25.
132. Levchenko, E. B. The instability of surface waves in the inhomogeneously heated liquid [Text] / E. B. Levchenko, A. L. Chernyakov // *Sov. Phys.- JETP.* – 1981. – V. 54. – P. 102 – 105.
133. Levchenko, E. B. Instability of capillary waves in an inhomogeneously heated liquid under the influence of laser radiation [Text] / E. B. Levchenko, A. L. Chernyakov // *Fizika i Khimiya Obrabotki Materialov.* – 1983. – No. 1. – P. 129 – 141. [in Russian]
134. Слядников, Е. Е. Параметр порядка и кинетика неравновесного фазового перехода, стимулированного воздействием объемного теплового источника

- [Текст] / Е. Е. Слядников, И. Ю. Турчановский // Известия вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9. – С. 125 – 133.
135. Слядников, Е. Е. Модель теплового воздействия электронного пучка на поверхность твердого тела [Текст] / Е. Е. Слядников, И. Ю. Турчановский // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 9/2. – С. 149 – 150.
136. Takashima, M. Surface tension driven instability in a horizontal liquid layer with a deformable free surface [Text] / M. Takashima // J. Phys. Soc. Japan. – 1981. – V. 50. – P. 2745 – 2750.
137. Dávalos-Orozco, L. A. Nonlinear longwave stability of two liquid layers coating both sides of a thick wall in presence of gravity [Text] / L.A. Dávalos-Orozco // International Journal of Non-Linear Mechanics. – 2019. – V. 116. – P. 107 – 122.
138. Batson, W. Oscillatory thermocapillary instability of a film heated by a thick substrate [Text] / W. Batson, L. J. Cummings, D. Shirokoff, L. Kondic // Journal of Fluid Mechanics. – 2019. – V. 872. – P. 928 – 962.
139. Ryabitskii, E. A. Thermocapillary instability of a plane layer with a vertical temperature gradient [Text] / E. A. Ryabitskii // Fluid Dynamics. – 1992. – V. 27 – P. 313 – 316.
140. Velarde, M. G. Interfacial oscillations in Benard Marangoni layers [Text] / M. G. Velarde, P. L. Garcia-Ybarra, J. L. Castillo // Physico Chem. Hydrodyn. – 1987. – V. 9. – P. 387 – 392.
141. Hashim, I. The onset of oscillatory Marangoni convection in a semi-infinitely deep layer of fluid [Text] / I. Hashim, S. K. Wilson // Zeitschrift fur angewandte Mathematik und Physik. – 1999. – V. 50. – P. 546 – 558.
142. Sarma, R. Marangoni instability in a thin film heated from below: Effect of non-monotonic dependence of surface tension on temperature [Text] / R. Sarma, P. K. Mondal // Physical Review E. – 2018. – V. 97(4). – P. 043105.
143. Lyubimov, D. V. Rayleigh-Bénard-Marangoni convection in a weakly non-Boussinesq fluid layer with a deformable surface [Text] / D. V. Lyubimov, T. P. Lyubimova, N. I. Lobov, J. I. D. Alexander // Physics of Fluids. – 2018. – V. 30 (2). – P. 024103.

144. Dávalos-Orozco, L. A. Longwave Stability of Two Liquid Layers Coating Both Sides of a Thick Wall in the Absence of Gravity [Text] / L. A. Dávalos-Orozco // *Microgravity Science and Technology*. – 2018. – V. 30 (3). – P. 209 – 228.
145. Сарычев, В. Д. Особенности поверхностного легирования импульсными потоками плазмы электрически взрывааемых проводников [Текст] / В. Д. Сарычев, В. А. Петрунин, Е. А. Будовских, П. С. Носарев, А. Э. Аверсон // *Известия вузов. Черная металлургия*. – 1991. – № 4. – С. 64 – 67.
146. Conn Justin, J. A. Fluid dynamical model for antisurfactants [Text] / J. A. Conn Justin, R. Duffy Brian, D. Pritchard, S. K. Wilson, P. J. Halling, S. Khellil // *Phys. Rev. E*. – 2016. – V. 93 – P. 04312.1
147. Sarychev, V. D. Thermocapillary model of formation of surface nanostructure in metals at electron beam treatment [Text] / V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, S. V. Konovalov, I. A. Komissarova, E. V. Cheremushkina // *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* – 2015. – V. 91. – P. 012028.
148. Nevskii, S. Mathematical model of nanostructure formation in binary alloys at electron beam treatment [Text] / S. Nevskii, V. Sarychev, S. Konovalov, D. Kosinov, I. Komissarova // *Materials Science Forum*. – 2016. – V. 870. – P. 34 – 39.
149. Грановский, А. Ю. Модель формирования внутренних нанослоев при сдвиговых течениях материалов [Текст] / А. Ю. Грановский, В. Д. Сарычев, В. Е. Громов // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83. – Вып. 10. – С. 155 – 158.
150. Konovalov, S. Mathematical modeling of the concentrated energy flow effect on metallic materials [Text] / S. Konovalov, X. Chen, V. Sarychev, S. Nevskii, V. Gromov, M. Trtica // *Metals*. – 2017. – V. 7. – P. 1 – 18.
151. Углов, А. А. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии [Текст] / А. А. Углов, С. В. Селищев. – М.: Наука, 1987. – 150 с.
152. Арутюнян, Р. В. Воздействие лазерного излучения на материалы [Текст] / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др. – М.: Наука, 1989. – 365 с.

153. Bunkin, F. V. Nonresonant interaction of high-power optical radiation with a liquid [Text] / F. V. Bunkin, M. I. Tribelskii // *Sov. Phys. Usp.* – 1980. – V. 23. – P. 105 – 133.
154. Samokhin, A. A. Laser vaporisation of absorbing liquid under transparent cover [Text] / A. A. Samokhin, N. N. Il'ichev, P. A. Pivovarov, A. V. Sidorin // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute.* – 2016. – V. 43 (5). – P. 156 – 159.
155. Akhmanov, S. A. Interaction of powerful laser radiation with the surfaces of semiconductors and metals: nonlinear optical effects and nonlinear optical diagnostics [Text] / S. A. Akhmanov, V. I. Emel'yanov, N. I. Koroteev, V. N. Seminogov // *Sov. Phys. Usp.* – 1985. – V. 28. – P. 1084 – 1124.
156. Burelbach, J. P. Nonlinear stability of evaporating/condensing liquid films [Text] / J. P. Burelbach, S. G. Bankoff, S. H. Davis // *Journal of Fluid Mechanics.* – 1988. – V. 195. – P. 463 – 494.
157. Joo, S. W. Long-wave instabilities of heated falling films: two-dimensional theory of uniform layers [Text] / S. W. Joo, S. H. Davis // *J. Fluid Mech.* – 1991. – V. 230. – P. 117 – 146.
158. Samokhin, A. A. Influence of evaporation on the melt behavior during laser interaction with metals [Text] / A. A. Samokhin // *Soviet Journal of Quantum Electronics.* – 1983. – V. 13. – P. 1347–1350.
159. Oron, A. Longscale evolution of thin liquid films [Text] / A. Oron, S. H. Davis, S. G. Bankoff // *Rev. Mod. Phys.* – 1997. – V. 69. – P. 931 – 980.
160. Mirzade, F. Kh. Wave instability of a molten metal layer formed by intense laser irradiation [Text] / F. Kh. Mirzade // *Technical Physics.* – 2005. – V. 50. – P. 993 – 998.
161. Kuznetsov, V. V. Heat and mass transfer on a liquid-vapor interface [Text] / V. V. Kuznetsov // *Fluid Dyn.* – 2011. – V. 46. – P. 754 – 763.
162. Das, K. S. Surface thermal capacity and its effects on the boundary conditions at fluid-fluid interfaces [Text] / K. S. Das, C. A. Ward // *Phys. Rev. E.* – 2007. – V. 75. – P. 065303-1 – 065303-4.

163. Bekezhanova, V. B. Stability of two-layer fluid flows with evaporation at the interface [Text] / V. B. Bekezhanova, O. N. Goncharova, E. B. Rezanova, I. A. Shefer // *Fluid Dyn.* – 2017. – V. 52. – P. 189 – 200.
164. Iorio, C. S. Study of evaporative convection in an open cavity under shear stress flow [Text] / C. S. Iorio, O. N. Goncharova, O. A. Kabov // *Microgravity Sci. Technol.* – 2009. – V. 21. – P. 313 – 319.
165. Goncharova, O. N. Modeling of two-layer fluid flows with evaporation at the interface in the presence of the anomalous thermocapillary effect [Text] / O. N. Goncharova, E. V. Rezanova // *Journal of Siberian Federal University – Mathematics and Physics.* – 2016. – V. 9. – P. 48 – 59.
166. Иванов, Ю. Ф. Структура поверхностного слоя и усталостная долговечность рельсовой стали, облученной высокоинтенсивным электронным пучком [Текст] / Ю. Ф. Иванов, В. Е. Громов, В. А. Гришунин [и др.]. // *Физическая мезомеханика.* – 2013. – Т. 16. – № 2. – С. 47 – 53.
167. Гришунин, В. А. Эволюция фазового состава и дефектной субструктуры поверхностных слоев рельсовой стали при усталости [Текст] / В. А. Гришунин, В. Е. Громов, Ю. Ф. Иванов и др. // *Известия вузов. Черная металлургия.* – 2013. – № 11. – С. 58 – 62.
168. Гришунин, В. А. Повышение усталостного ресурса рельсовой стали электронно-пучковой обработкой [Текст] / В. А. Гришунин, В. Е. Громов, Ю. Ф. Иванов и др. // *Известия вузов. Черная металлургия.* – 2013. – № 2. – С. 51 – 54.
169. Иванов, Ю. Ф. Электронно-пучковая обработка рельсовой стали: фазовый состав, структура, усталостная долговечность [Текст] / Ю. Ф. Иванов, В. Е. Громов, В. А. Гришунин и др. // *Вопросы материаловедения.* – 2013. – № 1 (73). – С. 20 – 30.
170. Markov, A. B. Calculation and experimental determination of hardening and tempering zones in quenched U7A steel irradiated with a pulsed electron beam [Text] / A. B. Markov, V. P. Rotshtein // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.* – 1997. – V. 132. – P. 79 – 86.

171. Markov, A. B. Mechanisms for hardening of carbon steel with a nano-second high-energy, high-current electron beam [Text] / A. B. Markov, Yu.F. Ivanov, D. I. Proskurovsky, V. P. Rotshtein // Mater. Manuf. Process. – 1999. – V. 14. – P. 205 – 216.
172. Блейхер, Г. А. Эрозия поверхности твердого тела под действием мощных пучков заряженных частиц [Текст] / Г. А. Блейхер, В. П. Кривобоков. – Новосибирск: Наука, 2014. – 248 с.
173. Leyvi, A. Ya. Modification of the Constructional Materials with the Intensive Charged Particle Beams and Plasma Flows [Text] / A. Ya. Leyvi, K. A. Talala, V. S. Krasnikov, A. P. Yalovets // Bull. South Ural State Univ. Ser. Mech. Eng. Ind. – 2016. – V. 16. – P. 28 – 55. (In Russian)
174. Robles, Hernandez. Al-Si Alloys [Text] / Robles Hernandez, F. C. Herrera Ramirez, J. M., Mackay, R. – Berlin: Springer, 2017. – 237 p.
175. Shahrooz, N. Semi-Solid Processing of Aluminum Alloys [Text] / N. Shahrooz, G. Reza. – Berlin: Springer, 2016. – 363 p.
176. Stuwe, H. P. Shape instability of thin cylinders [Text] / H. P. Stuwe, O. Kolednik // Acta Metallurgica. – 1988. – Vol. 36. – No. 7. – P. 1705 – 1708.
177. Ogris, E. On the silicon spheroidization in Al–Si alloys [Text] / E. Ogris, A. Wahlen, H. Luchinger, P. J. Uggowitzer // Journal of Light Metals. – 2002. – V. 2. – P. 263 – 269.
178. Grinfeld, M. Thermodynamic models of phase transformations and failure waves [Text] / M. Grinfeld // Wave Motion. – 2013. – V. 50 (7). – P. 1118 – 1126.
179. Grinfeld, M. A. Thermodynamic methods in the theory of heterogeneous substances [Text] / M.A. Grinfeld. – London: Longman, 1991. – 399 p.
180. Buravova, S. N. Acceleration of Mass Transfer under Dynamic Loading [Text] / S. N. Buravova, E. V. Petrov // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2018. – V. 12 (1). – P. 120 – 128.
181. Djahanbakhsh, M. Nanostructure formation and mechanical alloying in the wheel / rail contact area of high speed trains in comparison with other synthesis routes [Text] /

- M. Djahanbakhsh, W. Lojkowski, G. Bürkle, Yu. V. Ivanisenko, R. Z. Valiev, H. J. Fecht // *Materials Science Forum*. – 2001. – V. 360-362. – P. 175 – 182.
182. Gromov, V. E. Defect substructure change in 100-m differentially hardened rails in long-term operation [Text] / V. E. Gromov, A. A. Yuriev, Yu. F. Ivanov etc. // *Materials Letters*. – 2017. – V. 209. – P. 224 – 227.
183. Сарычев, В. Д. Математическая модель растворения частиц углерода в титане при воздействии концентрированных потоков энергии [Текст] / В. Д. Сарычев, Б. Б. Хаимзон, В. Е. Громов, Н. А. Соскова // *Титан*. – 2012. – № 1. – С. 4 – 8.
184. Sarychev, V. D. Solution of niobium in iron during arc surfacing [Text] / V. D. Sarychev, B. B. Khaimzon, S. A. Nevskii // *Steel in Translation*. – 2016. – V. 46 (8). – P. 563 – 566.
185. Liu, X. Heat-treatment induced defect formation in a-Al matrix in Sr-modified eutectic Al-Si alloy [Text] / X. Liu, B. Beausir, Y. Zhang et al. // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2018. – V. 730. – P. 208 – 218.
186. Sheng, Y. Application of high-density electropulsing to improve the performance of metallic materials: mechanisms, microstructure and properties [Text] / Y. Sheng, Y. Hua, X. Wang, et al. // *Materials*. – 2018. – V. 11 (2). – P. 185-1 – 182-25.
187. Nan, Kang. Microstructure and wear behavior of in-situ hypereutectic Al–high Si alloys produced by selective laser melting [Text] / Nan Kang, P. Coddet, Chaoyue Chen, Yan Wang, Hanlin Liao, C. Coddet // *Materials and Design*. – 2016. – V. 99. – P. 120 – 126.
188. Brener, E. A. Dynamic instabilities of frictional sliding at a bimaterial interface [Text] / E. A. Brener, M. Weikamp, R. Spatschek, Y. Ben-Zion, E. Bouchbinder // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 2016. – V. 89. – P. 149 – 173.
189. Aldam, M. Nonmonotonicity of the Frictional Bimaterial Effect [Text] / M. Aldam, S. Xu, E. A. Brener, Y. Ben-Zion, E. Bouchbinder // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. – 2017. – V. 122. – P. 8270 – 8284
190. Ivanisenko, Yu. Stress- and Strain Induced Phase Transformations in Pearlitic Steels [Text] / Yu. Ivanisenko, W. Lojkowski, H. - J. Fecht // *Materials Science Forum*. – 2007. – Vol. 539 – 543. – P. 4681 – 4686.

191. Lojkowski, W. Strain induced cementite dissolution in pearlitic steels as a classical example of mechanical alloying [Text] / W. Lojkowski, Yu. Ivanisenko, H.-J. Fecht // Transactions of the Indian Institute of Metals. – 2005. – V. 58. – P. 993 – 1001.
192. Кормышев, В. Е. Стадии преобразования пластинчатого перлита дифференцированно закаленных рельсов при длительной эксплуатации [Текст] / В. Е. Кормышев, А. А. Юрьев, В. Е. Громов, Ю. Ф. Иванов, Ю. А. Рубанникова, Е. В. Полевой // Проблемы черной металлургии и материаловедения. – 2020. – № 2. – С.51 – 56.
193. Fang, F. Deformation of cementite in cold drawn pearlitic steel wire [Text] / F. Fang, Y. Zhao, P. Liu, L. Zhou, X. Hub, X. Zhou, Z. Xie // Materials Science and Engineering A. – 2014. – V. 608. – P. 11 – 15.
194. Konstantinov, D. Computer Simulation of Micro-Mechanic in Pearlitic Steel Wire Drawing [Text] / D. Konstantinov, B. Zaritskiy, D. Pustovoytov // Materials Science Forum. – 2020. – V. 989. – P. 684 – 690.
195. Chen, H. Understanding cementite dissolution in pearlitic steels subjected to rolling-sliding contact loading: A combined experimental and theoretical study [Text] / H. Chen, Ji Y., C. Zhang, W. Liu, H. Chen, Z. Yang, L. Q. Chen, L. Chen // Acta Materialia. – 2017. – V. 141. – P. 193 – 205.
196. Savrai, R. A. Effect of nanostructuring frictional treatment on the properties of high carbon pearlitic steel. Part I: microstructure and surface properties [Text] / R. A. Savrai, A. V. Makarov, I. Yu. Malygina, E. G. Volkova // Materials Science & Engineering A. – 2018. – V. 734. – P. 506 – 512.
197. Вичужанин, Д. И. Напряженно-деформированное состояние и поврежденность при фрикционной упрочняющей обработке плоской стальной поверхности скользящим цилиндрическим индентором [Текст] / Д. И. Вичужанин, А. В. Макаров, С. В. Смирнов, Н. А. Поздеева, И. Ю. Малыгина // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2011. – № 6. – С. 61 – 69.
198. Макаров, А. В. Металлофизические основы наноструктурирующей фрикционной обработки сталей [Текст] / А. В. Макаров, Л. Г. Коршунов // Физика металлов и материаловедение. – 2019. – Т. 120. – № 3. – С. 327 – 336.

199. Тарасов, С. Ю. Анализ макроскопических полей деформации при трении скольжения [Текст] / С. Ю. Тарасов, В. Е. Рубцов, А. В. Колубаев, В. В. Горбатенко // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7 (2). – С. 350 – 355.
200. Рубцов, В. Е. Неоднородность деформации и сдвиговая неустойчивость материала при трении [Текст] / В. Е. Рубцов, С. Ю. Тарасов, А. В. Колубаев // Известия вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11 (3). – С. 215 – 220.
201. Тарасов, С. Ю. Сдвиговая неустойчивость в подповерхностном слое материала при трении [Текст] / С. Ю. Тарасов, В. Е. Рубцов // Физика твердого тела. – 2011. – Т. 53. – № 2. – С. 336 – 340.
202. Рубцов, В. Е. Одномерная модель неоднородного сдвига при трении скольжения [Текст] / В. Е. Рубцов, С. Ю. Тарасов, А. В. Колубаев // Физическая мезомеханика. – 2012. – Т. 15. – № 4. – С. 103 – 108.
203. Попов, В. Л. Исследование зависимости коэффициента трения в системе "рельс-колесо" как функции параметров материала и нагружения [Текст] / В. Л. Попов, С. Г. Псахье, Е. В. Шилько, А. И. Дмитриев, К. Кноте, Ф. Бухер, М. Эртц // Физическая мезомеханика. – 2002. – Т. 5. – № 3. – С. 17 – 25.
204. Kim, H. - J. Nanostructures generated by explosively driven friction: Experiments and molecular dynamics simulations [Text] / H. -J. Kim, A. Emge, R. E. Winter, P. T. Keightley, W. -K. Kim, M. L. Falk, D. A. Rigney // Acta Materialia. – 2009. – V. 57. – P. 5270 – 5282.
205. Beygelzimer, Y. Vortices and Mixing in Metals during Severe Plastic Deformation [Text] / Y. Beygelzimer // Materials Science Forum. – 2011. – V. 683. – P. 213 – 224.
206. Kulagin, R. Instabilities of interfaces between dissimilar metals induced by high pressure torsion [Text] / R. Kulagin, Y. Beygelzimer, Yu. Ivanisenko, A. Mazilkin, B. Straumal, H. Hahn // Materials Letters. – 2018. – V. 222. – P. 172 – 175.
207. Tavakkoli, V. Instability of a molybdenum layer under deformation of a CuMoCu laminate by high-pressure torsion [Text] / V. Tavakkoli, A. Mazilkin, T. Scherer, M. Mail, Y. Beygelzimer, B. Baretzky, Y. Estrin, R. Kulagin // Materials Letters. – 2021. – V. 302. – P. 130378. – <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2021.130378>

208. Prandtl, L. Fundamentals of Hydro – and Aeromechanics [Text] / L. Prandtl, O. G. Tietjens. – New York: Dover Pub. Inc., 1957. – 288 p.
209. Straumal, B. Phase transitions in metallic alloys driven by the high pressure torsion [Text] / B. Straumal, A. Korneva, P. Zieba // Arch. Civil Mech. Eng.– 2014. – V. 14. – P. 242 – 249.
210. Beygelzimer, Y. Quantifying solid-state mechanical mixing by high-pressure torsion [Text] / Y. Beygelzimer, Y. Estrin, A. Mazilkin, T. Scherer, H. Hahn, R. Kulagin // Journal of Alloys and Compounds. – 2021. – V. 878. – P. 160419.
211. Накоряков, В. Е. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред [Текст] / В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.
212. Нигматулин, Р. И. Динамика многофазных сред [Текст] / Р. И. Нигматулин. – М.: Наука, 1987.– Т. 1. – 464 с.
213. Николаевский, В. Н. Геомеханика и флюидодинамика [Текст] / В. Н. Николаевский. – М.: Недра, 1996. – 447 с.
214. Rushchitsky, J. J. On the Evolution of a Plane Harmonic Wave in a Nonlinear Elastic Composite Material Modeled by a Two-Phase Mixture [Text] / J. J. Rushchitsky, V. M. Yurchuk // International Applied Mechanics. – 2021. – V. 57 (2). – P. 172 – 183.
215. Сарычев, В. Д. Фильтрационная модель пластической деформации [Текст] / В. Д. Сарычев, В. А. Петрунин // Известия вузов. Черная металлургия. – 1993. – № 2. – С. 29 – 33.
216. Walgraef, D. On certain problems of deformation-induced material instabilities [Text] / D. Walgraef, E.C. Aifantis // International Journal of Engineering Science. – 2012. – V. 59. – P. 140 – 155.
217. Нигматулин, Р. И. Основы механики гетерогенных сред [Текст] / Р. И. Нигматулин. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
218. Сарычев, В. Д. Фильтрационная модель пластической деформации материалов [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, Е. Айфантис, Е. В. Черемушкина, В. Е. Громов // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2014. – Т. 11. – № 1. – С. 127 – 130.

219. Сарычев, В. Д. Двухфазная фильтрационная модель течения металлов при больших пластических деформациях [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, В. Е. Громов // *Materials Physics and Mechanics*. – 2015. – Т. 24. – № 2. – С. 119 – 128.
220. Макарян, В. Г. Классификация газодинамических структур, описываемых нелинейным уравнением акустики релаксирующей среды [Текст] / В. Г. Макарян, Н. Е. Молевич, Д. П. Порфирьев // *Вестник СамГУ. Естественнонаучная серия*. – 2009. – № 6. – С. 92 – 104.
221. Рождественский, Б. Л. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике / Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко. – М.: Наука, 1968. – 686 с.
222. Судзуки, Т. Динамика дислокаций и пластичность [Текст] / Т. Судзуки, Х. Есиага, С. Такеути. – М.: Мир, 1989. – 296 с.
223. Зуев, Л. Б. Дисперсия автоволн локализованного пластического течения [Текст] / Л. Б. Зуев, Ю. А. Хон, С. А. Баранникова // *Журнал технической физики*. – 2010. – Т. 80. – № 7. – С. 53 – 59.
224. Ерофеев, В. И. Волновые процессы в твердых телах с микроструктурой [Текст] / В. И. Ерофеев. – М.: Изд-во Московского университета, 1999. – 328 с.
225. Vadivukkarasan, M. Temporal instability characteristics of Rayleigh–Taylor and Kelvin–Helmholtz mechanisms of an inviscid cylindrical interface [Text] / M. Vadivukkarasan // *Meccanica*. – 2021. – V. 56 (1). – P. 117 – 124.
226. Panin, V. E. The physical basics of structure formation in electroexplosive coatings [Text] / V. E. Panin, V. E. Gromov, D. A. Romanov, E. A. Budovskikh, S. V. Panin // *Doklady Physics*. – 2017. – V. 62. – P. 67 – 70.
227. Панин, С. В. Влияние геометрии и структуры границы раздела на характер развития пластической деформации на мезомасштабном уровне борированных образцов конструкционных сталей [Текст] / С. В. Панин, А. В. Коваль, Г. В. Трусова, Ю. И. Почивалов, О. В. Сизова // *Физическая мезомеханика*. – 2000. – Т. 3. – № 2. – С. 99 – 115.

228. Панин, В. Е. Мезомеханика поверхностно упрочненных материалов [Текст] / В. Е. Панин, А. И. Слосман, Н. А. Антипина // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – № 1. – С. 30 – 36.
229. Сарычев, В. Д. Математические модели и механизмы формирования градиентных структур в материалах при внешних энергетических воздействиях [Текст]: монография / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, А. Ю. Грановский, В. Е. Громов. – Новокузнецк: Изд. центр СибГИУ, 2017. – 320 с.
230. Qin, Y. Deep Modification of materials by thermal stress wave generated by irradiation of high-current pulsed electron beams [Text] / Y. Qin, C. Dong, Z. F. Song, S. Z. Hao, X. X. Me, J.A. Li, X. G. Wang, J. X. Zou, T. Grosdidier // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2009. – V. 23. – P. 430 – 435.
231. Gromov, V. E. Increase in the fatigue durability of stainless steel by electron-beam surface treatment [Text] / V. E. Gromov, Y. F. Ivanov, V. V. Sizov et al. // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2013. – V. 7. – P. 94 – 98.
232. Ivanov, Yu. F. Modification of structure and surface properties of hypoeutectic silumin by intense pulse electron beams [Text] / Yu. F. Ivanov, V. E. Gromov, S. V. Konovalov, D. V. Zagulyaev, E. A. Petrikova, A. P. Semin // Usp. Fiz. Met. – 2018. – V. 19. – P. 195 – 222.
233. Sarychev, V. Thermocapillary model of formation of nanostructures on the surface irradiated by low-energy high-current electron beams [Text] / V. Sarychev, S. Nevskii, S. Konovalov, A. Granovskii, V. Gromov // Materials Research Express. – 2019. – Vol. 6. – No. 7. – Article 076551.
234. Mirzoev, F. Kh. Evaporation-capillary instability in a deep vapour-gas cavity [Text] / F. Kh. Mirzoev // Quantum Electronics. – 1994. – V. 24. – P. 138 – 140.
235. Sarychev, V. Model of nanostructure formation in Al–Si alloy at electron beam treatment [Text] / V. Sarychev, S. Nevskii, S. Konovalov, A. Granovskii, Y. Ivanov, V. Gromov // Materials Research Express. – 2019. – V. 6. – Article 026540.
236. Critical Melting Points and Reference Data for Vacuum Heat Treating [Text] / Edited by: V. Osterman, H. Antes Jr., Solar Atmospheres, Fontana, 2010. – 42 p.

237. Papon, P. The Physics of Phase Transitions [Text] / P. Papon, J. Leblond, P. H. Meijer. – Berlin: Springer, 2002. – 397 p.
238. Эйдельман, Е. Д. Влияние термоэлектрического эффекта на поверхностные волны [Текст] / Е. Д. Эйдельман // Поверхность: физика, химия, механика. – 1995. – № 3. – С. 29 – 33.
239. Eidelman, E. D. Excitation of an electric instability by heating [Text] / E. D. Eidelman // Physics-Uspekhi. – 1995. – V. 38. – P. 1231 – 1246.
240. Эйдельман, Е. Д. Учет влияния термоэлектрического эффекта на толщину пленки жидкого полупроводника [Текст] / Е. Д. Эйдельман // Журнал технической физики. – 1994. – Т. 64. – № 5 – С. 1 – 7.
241. Aliev, I. N. The propagation of waves over a plane surface of a viscous conduction fluid in an electrical field [Text] / I. N. Aliev, A. V. Filippov // Magnetohydrodynamics. – 1989. – V. 25. – P. 94 – 98.
242. Mukhopadhyay, Asim. Stability of conducting viscous film flowing down an inclined plane with linear temperature variation in the presence of a uniform normal electric field [Text] / Asim Mukhopadhyay, Anandamoy Mukhopadhyay // Int. J. of Heat and Mass Trans. – 2009. – V. 52. – P. 709 – 715.
243. Лифшиц, Е. М. Теоретическая физика [Текст]: В 10 т. Т. 10. Физическая кинетика / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. – М.: Физматлит, 2007. – 536 с.
244. Гагарин, А. Ю. Влияние импульсного электрического тока на характер движения автоволн пластической деформации при растяжении стальной пластины [Текст] / А. Ю. Гагарин, В. Д. Сарычев, С. А. Невский, А. И. Потекаев // Известия вузов. Черная металлургия. – 2019. – Т. 62. – № 2. – С. 148 – 153.
245. Сарычев, В. Д. Моделирование воздействия электрического тока на пластическую деформацию материалов [Текст] / В. Д. Сарычев, А. Ю. Гагарин, С. А. Невский, А. Ю. Грановский // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2019. – Т. 16. – № 3. – С. 315 – 322.
246. Баранникова, С. А. Влияние водорода на макролокализацию пластической деформации низкоуглеродистой стали [Текст] / С. А. Баранникова, Д. А. Косинов,

- Л. Б.Зуев, В. Е. Громов, С. В.Коновалов // Известия вузов. Черная металлургия. – 2016. – Т. 59. – № 12. – С. 891 – 895.
247. Zuev, L. B. Elaboration of speckle photography techniques for plastic flow analyses [Text] / L. B. Zuev, V. V. Gorbatenko, K. V. Pavlichev // Measur. Sci. Technol. – 2010. – V. 21. – No. 5. – P. 054014 – 054019.
248. Кузнецов, В. А. Аппаратурное обеспечение электростимулированной обработки металлов [Текст] / В. А.Кузнецов, В. Е. Громов, Е. С. Кузнецова, А. Ю. Гагарин, Д. А. Косинов // Известия вузов. Черная металлургия. – 2017. – Т. 60. –№ 2. С. 157 – 163.
249. Федорова, А. Ю. Применения метода инфракрасной термографии для определения параметров линейной механики трещин [Текст] / А. Ю. Федорова, М. В. Банников, О. А. Плехов // Вестник ПНИПУ. Механика. – 2012. – № 2. – С. 215 – 225.
250. Pengchao, Song. Electroplastic Tensile Behavior of 5A90 Al–Li Alloys [Text] / Song Pengchao, Xifeng Li, Wei Ding, Jun Chen // Acta Metall. Sin. (Engl. Lett.). – 2014. – V. 27(4). – P. 642 – 648
251. Сарафанов, Г. Ф. Экранирование полей напряжения мезодефектов ансамблем движущихся дислокаций и формирование областей разориентации при пластической деформации металлов [Текст] / Г. Ф.Сарафанов, В. Н. Перевезенцев // Письма о материалах. – 2011. – Т. 1. – С. 19 – 24.
252. Малыгин, Г. А. Дислокационно-кинетическая модель формирования и распространения интенсивных ударных волн в кристаллах [Текст] / Г. А. Малыгин, С. Л. Огарков, А. В. Андрияш // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55. – Вып. 4. – С. 721 – 728.
253. Каминский, П. П. Самоорганизация иерархического типа в деформируемых средах [Текст] / П. П. Каминский, Ю. А. Хон, А. В. Бутенко // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т. 9. – Спец. выпуск. – С. 25 – 28.
254. Kaminskii, P. P. Kinetic theory of low-temperature microscopic crack nucleation in crystals [Text] / P. P. Kaminskii, Yu. A. Khon // Theoretical and Applied Fracture Mechanics. – 2009. – V. 51. – P. 161 – 166.

255. Каминский, П. П. Параметры порядка и стадийность пластического течения структурно-неоднородных сред [Текст] / П. П. Каминский, Ю. А. Хон // Физическая мезомеханика. – 2000. – Т. 3. – № 2. – С. 37 – 46.
256. Кернер, Б. С. Самоорганизация в активных распределенных средах [Текст] / Б. С. Кернер, В. В. Осипов // УФН. – 1990. – Т. 160. – Вып. 9. – С. 2 – 73.
257. Рахматулин, Х. А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред [Текст] / Х. А. Рахматулин // ПММ. – 1956. – Т. 20. – № 2. – С. 184 – 195.
258. Невский, С. А. Механизм образования микро- и нанокристаллических поверхностных слоев титановых и алюминиевых сплавов при электронно-пучковой обработке [Текст] / С. А. Невский // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2020. – Т. 17. – № 10. – С. 385 – 395.
259. Nevskii, S. Formation Mechanism of Micro- and Nanocrystalline Surface Layers in Titanium and Aluminum Alloys in Electron Beam Irradiation / S. Nevskii, V. Sarychev, S. Konovalov, A. Granovskii, V. Gromov // Metals. – 2020. – Vol. 10. – No. 10. – Article 1399.
260. Громов, В. Е. Структура и упрочнение силумина, модифицированного электронно-ионной плазмой [Текст]: монография / В. Е. Громов, Д. В. Загуляев, Ю. Ф. Иванов, С. В. Коновалов, С. А. Невский, В. Д. Сарычев, Е. А. Будовских, Ю. А. Рубанникова. – Новокузнецк: Издательский центр СибГИУ, 2020. – 285 с.
261. Сарычев, В. Д. Математические модели формирования градиентных структур в материалах при воздействии концентрированных потоков энергии [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, А. Ю. Грановский, В. Е. Громов. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2019. – 120 с.
262. Sarychev, V. D. Combined Kelvin–Helmholtz and Marangoni instability and its role in formation of nanostructures under electron-beam irradiation [Text] / V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, A. Y. Granovskii, S. V. Konovalov, V. E. Gromov // AIP Conference Proceedings. – 2020. – Vol. 2310. – Article 020289.
263. Невский, С. А. Математическая модель образования поверхностных наноструктур доэвтектического силумина при электронно-пучковой обработке [Текст]

- / С. А. Невский // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. – 2019. – Т. 16. – № 2. – С. 154 – 162.
264. Ivanov, Yu. F. Microstructure and properties of hypoeutectic silumin treated by high-current pulsed electron beams [Text] / Yu. F. Ivanov, D. V. Zagulyaev, S. A. Nevskii, V. E. Gromov, V. D. Sarychev, A. P. Semin // *Uspehi fiziki metallov*. – 2019. – Vol. 20. – No. 3. – P. 447 – 484.
265. Sarychev, V. D. Disintegration mechanism of second phase particles under electron beams [Text] / V. Sarychev, S. Nevskii, S. Konovalov, A. Granovskii, V. Gromov // *Materials Research Express*. – 2019. – V. 6. – Article 106556.
266. Структура и свойства твёрдых тел, подвергнутых высокоинтенсивному воздействию (к 65-летию профессора Ю.Ф. Иванова) [Текст] / Под общей редакцией Н. Н. Коваля и В. Е. Громова. – Новокузнецк: Полиграфист, 2020. С. 218 – 232.
267. Sarychev, V. Mechanism of silicon plate decay in aluminum matrix under electron beam effect [Text] / V. Sarychev, S. Nevskii, S. Konovalov, A. Semin, E. Martusevich, V. Gromov // *Key Engineering Materials*. – 2020. – V. 839. – P. 32 – 36.
268. Nevskii, S. Wave instability on the interface coating/substrate material under heterogeneous plasma flows [Text] / S. Nevskii, V. Sarychev, S. Konovalov, A. Granovskii, V. Gromov // *Journal of Materials Research and Technology*. – 2020. – No. 9 (1). – P. 539 – 550.
269. Bahrami, A. Mechanical properties and microstructural stability of CuTa/Cu composite coatings [Text] / A. Bahrami, C. F. Onofre Carrasco, A. D. Cardona, T. Huminiuc, T. Polcar, S. E. Rodil // *Surface and Coatings Technology*. – 2019. – V. 364. – P. 22 – 31.
270. Günther, K. Hot wire-assisted gas metal arc welding of hypereutectic FeCrC hardfacing alloys: Microstructure and wear properties [Text] / K. Günther, J. P. Bergmann, D. Suchodoll // *Surface and Coatings Technology*. – 2018. – V. 334. – P. 420 – 428.
271. Багаутдинов, А. Я. Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов [Текст] / А. Я. Багаутдинов, Е. А. Будовских, Ю. Ф. Иванов, В. Е. Громов. – Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2007. – 131 с.

272. Gao, A. Electrochemical surface engineering of titanium-based alloys for biomedical application [Text] / A. Gao, R. Hang, L. Bai, B. Tang, P. K. Chu // *Electrochimica Acta*. – 2018. – V. 271. – P. 699 – 718.
273. Javadi, A. Surface engineering of titanium-based implants using electrospraying and dip coating methods [Text] / A. Javadi, A. Solouk, M. Haghbin Nazarpak, F. Bagheri // *Materials Science and Engineering C*. – 2019. – V. 99. – P. 620 – 630.
274. Purcar, V. Antireflective coating based on TiO<sub>2</sub> nanoparticles modified with coupling agents via acid-catalyzed sol-gel method [Text] / V. Purcar, V. Rădițoiu, A. Dumitru, C.-A. Nicolae, A. N. Frone, M. Anastasescu et al. // *Applied Surface Science*. – 2019. – V. 487. – P. 819 – 824.
275. Goryacheva, I. G. Modeling the influence of the coating deposition technology on the contact interaction characteristics [Text] / I. G. Goryacheva, E. V. Torskaya // *Mechanics of Solids*. – 2016. – V. 51. – P. 550 – 556.
276. Bruno, G. Micromechanical modeling of non-linear stress-strain behavior of polycrystalline microcracked materials under tension [Text] / G. Bruno, M. Kachanov, I. Sevostianov, A. Shyam // *Acta Materialia*. – 2019. – V. 164. – P. 50 – 59.
277. Maruschak, P. O. Influence of deformation process in material at multiple cracking and fragmentation of nanocoating [Text] / P. O. Maruschak, S. V. Panin, S. R. Ignatovich, I. M. Zakiev, I. V. Konovalenko, I. V. Lytvynenko et al. // *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*. – 2019. – V. 57. – P. 43 – 48.
278. Budovskikh, E. A. The formation mechanism providing high-adhesion properties of an electric-explosive coating on a metal basis [Text] / E. A. Budovskikh, V. E. Gromov, D. A. Romanov // *Doklady Physics*. – 2013. – V. 58. – P. 82 – 84.
279. Romanov, D. A. Structure of electro-explosion resistant coatings consisting of immiscible components [Text] / D. A. Romanov, V. E. Gromov, A. M. Glezer, S. V. Panin, A. P. Semin // *Materials Letters*. – 2017. – V. 125. – P. 25 – 28.
280. Sarychev, V. D. Mechanism of Formation of the Coating/Substrate Interface during the Treatment of Conductors by an Electric Explosion Plasma [Text] / V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, D. A. Romanov, A. Y. Granovskii, A. D. Filyakov, K. V. Sosnin // *Russian Metallurgy (Metally)*. – 2019. – Issue 4. – P. 289 – 293.

281. Романов, Д. А. Физические основы электровзрывного напыления износостойких и электроэрозионностойких покрытий [Текст] / Д. А. Романов, Е. А. Будовских, В. Е. Громов, С. В. Московский, О. А. Перегудов. – Новокузнецк: Издательский центр СибГИУ, 2018. – 321 с.
282. Bulavin, L. A. Dissipative Rayleigh–Taylor instability and its contribution to the formation of an interface between biomaterials at their electric welding [Text] / L. A. Bulavin, V. I. Tkachenko // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2018. – V. 63. – P. 747 – 753.
283. Chandrasekhar, S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability [Text] / S. Chandrasekhar. – New York: Dover Publications, 1981. – 687 p.
284. Gromov, V. E. Structure, phase composition and properties of surface layers of the titanium after electroexplosive doping with yttrium and electron-beam processing [Text] / V. E. Gromov, K. V. Sosnin, Y. F. Ivanov, O. A. Semina // *Uspehi Fiziki Metallov*. – 2015. – V. 16. – P. 175 – 227.
285. Konovalov, S. V. Effect of yttrium oxide modification of Al-Si alloy on microhardness and microstructure of surface layers [Text] / S. V. Konovalov, D. V. Zagulyaev, Y. F. Ivanov, V. E. Gromov // *Metalurgija*. – 2018. – V. 57. – No. 4. – P. 253 – 256.
286. Yang, X. Efficient linear schemes for the nonlocal Cahn–Hilliard equation of phase field models [Text] / X. Yang, J. Zhao // *Computer Physics Communications*. – 2019. – V. 235. – P. 234 – 245.
287. Khachaturyan, A. G. Theory of Structural Transformations in Solids [Text] / A. G. Khachaturyan. – New York: Wiley, 1983. – 574 p.
288. Semenov, A. M. Plasmodynamic pressure pulse generator [Text] / A. M. Semenov // *Combustion, Explosion and Shock Waves*. – 1992. – V. 28. – P. 666 – 669.
289. Zong, X. High strain rate response of Ti-6.5Al-3.5Mo-1.5Zr-0.3Si titanium alloy fabricated by laser additive manufacturing [Text] / X. Zong, Z. Li, J. Li, et al // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2019. – V. 781. – P. 47 – 55

290. Cherenda, N. N. Modification of Ti-6Al-4V alloy element и phase composition by compression plasma flows impact [Text] / N. N. Cherenda, A. V. Basalai, V. I. Shymanski et al. // *Surface и Coatings Technology*. – 2018. – V. 355. – P. 148 – 154.
291. Markov, A. B. Mechanisms for hardening of carbon steel with a nanosecond high-energy, high-current electron beam [Text] / A. B. Markov, Y. F. Ivanov, D. I. Proskurovsky et al. // *Materials и Manufacturing processes*. – 1999. – V. 14. – P. 205 – 216.
292. Romanov, D. A. Structure and phase composition of wear-resistant coatings of the TiB<sub>2</sub>–Al system prepared by electroexplosion sputtering [Text] / D. A. Romanov, O. V. Olesyuk, E. A. Budovskikh, V. E. Gromov, T. S. Sameishcheva, P. S. Yartsev // *Russian Journal of Non-Ferrous Metals*. – 2016. – V. 57. – P. 75 – 79.
293. Romanov, D. A. Regularities of formation of structural–phase states on a surface of metals and alloys at an electroexplosive alloying [Text] / D. A. Romanov, V. E. Gromov, E. A. Budovskikh, Yu. F. Ivanov // *Usp. Fiz. Met.* – 2015. – V. 16. – P. 119 – 157.
294. Sosnin, K. V. Analysis of structure formed in a titanium surface layer alloyed with yttrium [Text] / K. V. Sosnin, Y. F. Ivanov, V. E. Gromov, E. A. Budovskikh, D. A. Romanov // *Metallurgist*. – 2016. – V. 59. – P. 829 – 834.
295. Zaguliaev, D. Effect of electron-plasma alloying on structure и mechanical properties of Al-Si alloy [Text] / D. Zaguliaev, S. Konovalov, Y. Ivanov, V. Gromov // *Appl. Surf. Sci.* – 2019. – V. 498. – P. 143767.
296. March, N. H. *Amorphous Solids and the Liquid State* [Text] / N. H. March, R. A. Street, M. P. Tosi. – New York: Springer, 1985. – 540 p.
297. Smorodin, B. L. Convective instability of an Ohmic liquid layer in an unsteady thermal field [Text] / B. L. Smorodin, M. G. Velarde // *Physics of Fluids*. – 2008. – V. 20. – P. 044101.
298. Хакен, Г. Синергетика [Текст] / Г. Хакен. – М.: Мир, 1990. – 405 с.
299. Conn, J. A. Fluid-dynamical model for antisurfactants [Text] / J. A. Conn Justin, R. Duffy Brian, D. Pritchard, S. K. Wilson, P. J. Halling, S. Khellil // *Phys. Rev. E*. – 2016. – V. 93. – Article 043121.

300. Попель, С. И. Поверхностные явления в расплавах [Текст] / С. И. Попель. – М.: Металлургия, 1994. – 432 с.
301. Bergman, T. L. Fundamentals of Heat and Mass Transfer [Text] / T. L. Bergman, A. S. Lavine, F. P. Incropera, D. P. DeWitt. – New York: John Wiley & Sons Inc, 2011. – 1076 p.
302. Zaguliaev, D. V. The Effect of High-Intensity Electron Beam on the Crystal Structure, Phase Composition, and Properties of Al–Si Alloys with Different Silicon Content [Text] / D. V. Zaguliaev, S. V. Konovalov, Yu. F. Ivanov, V. E. Gromov, V. V. Shlyarov, Yu. A. Rubannikova // Progress in Physics of Metals. –2021. – V. 22. – No. 1. – P. 129 – 157.
303. Ivanov, Y. F. Changes in surface structure and mechanical characteristics of Al–5 wt%Si alloy after irradiation by electron beam [Text] / Y. F. Ivanov, D. V. Zaguliaev, A. M. Glezer, V. E. Gromov, A. A. Abaturova, A. A. Leonov, A. P. Semin, R. V. Sundeev // Materials Letters. – 2020. – V. 275. – P. 128105.
304. Liu, X. Heat-treatment induced defect formation in a-Al matrix in Sr-modified eutectic Al-Si alloy [Text] / X. Liu, B. Beausir, Y. Zhang et al. // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – V. 730. – P. 208 – 218.
305. Lavrentiev, M. A., Dynamic forms of loss of stability of elastic systems [Text] / M. A. Lavrentiev, A. Yu. Ishlinsky // Doklady Physics. – 1949. – V. 5 (6). – P. 778 – 792. (In Russian).
306. Belyaev, A. K. The Lavrentiev–Ishlinsky problem at the initial stage of motion [Text] / A. K. Belyaev, N. F. Morozov, P. E. Tovstik, T. P. Tovstik // International Journal of Engineering Science. – 2016. – V. 98. – P. 92 – 98.
307. Theories of Plates and Shells [Text] / Ed. by R. Kienzler. – Berlin: Springer, 2004. – 238 p.
308. Eslami, M. R. Theory of Elasticity and Thermal Stresses [Text] / M. R. Eslami, R. B. Hetnarski, J. Ignaczak, N. Noda, N. Sumi, Y. Tanigawa. – Berlin: Springer, 2013. – 789 p.
309. Ключников, В. Д. Лекции по устойчивости деформируемых систем [Текст] / В. Д. Ключников. – М.: Изд-во МГУ, 1986. – 223 с.

310. Сарычев, В. Д. Модель образования наноструктур в рельсовой стали при интенсивной пластической деформации [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, В. Е. Громов // Деформация и разрушение материалов. – 2016. – № 6. – С. 25 – 29.
311. Sarychev, V. D. Viscous flow analysis of the Kelvin–Helmholtz instability for short waves [Text] / V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, E. V. Sarycheva, S. V. Konovalov, V. E. Gromov // AIP Conference Proceedings. – 2016. – No. 1783. – Article 020198.
312. Sarychev, V. D. Model of nanostructure formation in rail steel during long term operation [Text] / V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, S. V. Konovalov, V. E. Gromov // AIP Conference Proceedings. – 2016. – No. 1783. – Article 020197.
313. Сарычев, В. Д. Модель формирования наноструктурных слоев при длительной эксплуатации рельсов [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, В. Е. Кормышев, А. А. Юрьев, В. Е. Громов // Известия вузов. Черная металлургия. – 2020. – Т. 63. – № 9. – С. 699 – 706.
314. Юрьев, А. А. Структура и свойства длинномерных дифференцированно закаленных рельсов после экстремально длительной эксплуатации [Текст]: монография / А. А. Юрьев, В. Е. Громов, Ю. Ф. Иванов, Ю. А. Рубанникова. – Новокузнецк: Полиграфист, 2020. – 253 с.
315. Савенков, Г. Г. Структурная вязкость твердых тел [Текст] / Г. Г. Савенков, Ю. И. Мещеряков // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38. – № 3. – С. 113 – 118.
316. Христофоров, Б. Д. Исследование реологических характеристик твердых тел в широком диапазоне времен деформирования [Текст] / Б. Д. Христофоров // Физическая мезомеханика. – 2010. – Т. 13. – № 3. – С. 111 – 115.
317. Pouryazdan, M. Mixing instabilities during shearing of metals [Text] / M. Pouryazdan, B. J. P. Kaus, A. Rack, A. Ershov, H. Hahn // Nature Communication. – 2017. – V. 8. – P. 1611-1 – 1611-6.
318. Cihan, E. Low friction of metallic multilayers by formation of a shear-induced alloy [Text] / E. Cihan, H. Störmer, H. Leiste, M. Stüber, M. Dienwiebel // Scientific Reports. – 2019. – V. 9. – P. 9480 -1 – 9480-10.

319. Reisgen, U. A method for evaluating dynamic viscosity of alloys during friction stir welding [Text] / U. Reisgen, A. Schiebahn, R. Sharma, A. Maslennikov, P. Rabe, V. Erofeev // *Journal of Advanced Joining Processes*. – 2020. – V. 1. – P. 100002 – DOI 10.1016/j.jajp.2019.100002.
320. Альшиц, В.И. Динамическое торможение дислокаций [Текст] / В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом // *Успехи физических наук*. – 1975. – Т. 115. – С. 3 – 39.
321. Raj, R. On Grain Boundary Sliding and Diffusional Creep [Text] / R. Raj, M. F. Ashby // *Metallurgical Trans.* – 1971. – V. 2. – P. 1113 – 1127.
322. Труэлл, Р. Ультразвуковые методы в физике твердого тела [Текст] / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. – М.: Мир, 1972. – 308 с.
323. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика [Текст]: в 10-и т. Т. 7. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2017. – 264 с.
324. Sussman, M. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flows [Text] / M. Sussman, P. Smereka, S. Osher // *J. Comp. Physics*. – 1994. – V. 114. – P. 146 – 159.
325. Osher, S. J. Level Set methods and dynamic implicit surfaces [Text] / S. J. Osher, R. W. Fedkiw. – New York: Springer, 2003. – 273 p.
326. Сарычев, В. Д. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и магнитно-гидродинамическая неустойчивость цилиндрического столба [Текст] / В. Д. Сарычев, С. А. Невский, М. А. Кузнецов, С. А. Солодский, Д. П. Ильященко, Е. В. Верхотурова // *Прикладная физика*. – 2020. – № 3. – С. 5 – 10.
327. Mukesh, K. A. Kelvin-Helmholtz instability of swirling annular layer with heat and mass transfer [Text] / K. A. Mukesh, V. D. Sarychev, S. A. Nevskii, M. A. Kuznetsov, S. A. Solodsky, D. A. Chinakhov, M. A. Krampit // *Journal of Advanced Research in Dynamical and Control Systems*. – 2019. – V. 11. – No. 5. – P. 86 – 96.
328. Сарычев, В. Д. Построение математической модели износа внутренних поверхностей ковша экскаватора [Текст] / В. Д. Сарычев, А. Ю. Грановский, С. А. Невский // *Горный журнал*. – 2019. – № 8. – С. 70 – 73.
329. Konovalov, S. V. Synthesising nanostructural wear-resistant coatings on martensite steel by welding methods [Text] / S. V. Konovalov, V. E. Kormyshev, S. A. Nev-

- skaa, S. G. Molotkov, Yu. F. Ivanov, V. E. Gromov // *Int. J. Nanotechnol.* – 2017. – Vol. 14. – No. 7/8. – P. 627 – 636.
330. Heath, G. R. Innovative coating developments using a new, user friendly HVOF and metal based powders [Text] / G. R. Heath, A. Tremblay, P. Andersson, A. Morquecho // *Proceedings of the International Thermal Spray Conference.* –2012. – P. 98.
331. Katsich, C. Erosive wear of hardfaced Fe–Cr–C alloys at elevated temperature [Text] / C. Katsich, E. Badisch, M. Roy, G. R. Heath, F. Franek // *Wear.* – 2009. – V. 267 (11). – P. 1856 – 1864
332. Tashev, P. Mathematical Modeling and Optimization of Parameters of the Mode for Tungsten-Inert Gas Remelting with Nanomodification of the Surface Layer [Text] / P. Tashev, P. Koprinkova-Hristova, T. Petrov, L. Kirilov, Y. Lukarski // *Journal of Materials Science and Technology.* – 2016. – V. 24 (4). – P. 230 – 243.
333. Kumar, N. Simulation of the Effects of Input Parameters on Weld Quality in Laser Transmission Welding (LTW) Using a Combined Response Surface Methodology (RSM)-Finite Element Method (FEM) Approach [Text] / N. Kumar, A. Bandyopadhyay // *Lasers in Engineering.* – 2017. – V. 36 (4). – P. 225 – 243.
334. Богданов, А. П. Дефекты металлоконструкции карьерных экскаваторов [Текст] / А. П. Богданов, А. А. Гайнуллин, А. А. Ефимов, Р. В. Левкович, Д. С. Наумов, К. Ю. Окулов // *Universum: Технические науки.* – 2015. – № 11 (22). – <http://7universum.com/ru/tech/archive/item/2775>
335. Коновалов, С. В. Фазовый состав и дефектная субструктура двойной наплавки, сформированной С – V – Cr – Nb – W порошковой проволокой на стали Hardox 450 [Текст] / С. В. Коновалов, В. Е. Кормышев, В. Е. Громов, Ю. Ф. Иванов, Е. В. Капралов // *Перспективные материалы.* – 2016. – № 8. – С. 57 – 63.
336. Грнеж, Б. Применение стали марки Hardox горной промышленности [Текст] / Б. Грнеж // *Горная Промышленность.* – 2008. – № 3 (79). – С. 34 – 38.
337. Райков, С. В. Использование новых материалов для упрочняющей наплавки рабочих поверхностей ковшей экскаваторов [Текст] / С. В. Райков // *Заготовительные производства в машиностроении.* – 2014. – № 12. – С. 10 – 13.

338. Капралов, Е. В. Структура и свойства композиционных износостойких наплавов на сталь [Текст]: монография / Е. В. Капралов, Е. А. Будовских, В. Е. Громов и др. – Новокузнецк: Изд. центр СибГИУ, 2014. – 109 с.
339. Dahm, K. L. Tribological effects on subsurface interfaces [Text] / K. L. Dahm, E. Torskaya, I. Goryacheva, P. A. Dearnley // Proc. Inst. Mech. E. Part J: Engineering Tribology. – 2007. – V. 221. – No. 3. – P. 345 – 353.
340. Goryacheva, I. G. Wear in partial slip contact [Text] / I. G. Goryacheva, P. T. Rajeev, T. N. Farris // Journal of Tribology. – 2001. – V. 123. – No. 4. – P. 848 – 856.
341. Ревуженко, А. Ф. Механика сыпучей среды: некоторые фундаментальные проблемы и приложения [Текст] / А. Ф. Ревуженко // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. – 2014. – № 5. – С. 19 – 32.
342. Вайсберг, Л. А. Механика сыпучих сред при вибрационных воздействиях: методы описания и математического моделирования [Текст] / Л. А. Вайсберг, И. В. Демидов, К. С. Иванов // Обогащение руд. – 2015. – № 4. – С. 21 – 31.
343. Marinelli, F. Modeling of granular solids with computational homogenization: Comparison with Biot's theory [Text] / F. Marinelli, A. P. Van den Eijnden, Y. Sieffert, R. Chambon, F. Collin // Finite Elements in Analysis and Design. – 2016 – V. 119. – P. 45 – 62.
344. Шваб, А. В. Моделирование гидродинамики высококонцентрированной гранулированной среды в смесительном бункере [Текст] / А. В. Шваб, А. А. Марценко, М. С. Марценко // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2013. – № 4. – С. 126 – 132.
345. Bignonnet, F. A micro-mechanical model for the plasticity of porous granular media and link with the Cam clay model [Text] / F. Bignonnet, L. Dormieux, D. Kondo // International Journal of Plasticity – 2016. – V. 79. – P. 259 – 274.
346. Tarantino, M. G. Effect of hydrostatic pressure on flow and deformation in highly reinforced particulate composites / M. G. Tarantino, L. Weber, A. Mortensen // Acta Materialia. – 2016. – V. 117. – P. 345 – 355.

**ПРИЛОЖЕНИЕ 1**

## АКТ

использования результатов диссертационной работы  
«Физическая природа формирования градиентных структурно-фазовых состояний  
и свойств металлов и сплавов на основе комбинированных неустойчивостей при  
внешних энергетических воздействиях»  
Невского Сергея Андреевича

Настоящим актом подтверждаем, что результаты физико-математического моделирования распада струи расплавленного металла на капли при плазменной наплавке (зависимости скорости роста возмущений поверхности раздела «расплав/плазма», распределение вещества в струе в различные моменты времени, при различных значениях электрического тока и напряжения), полученные в диссертационной работе Невского С.А. использованы для отработки оптимальных режимов нанесения износостойких покрытий при ремонте и восстановлении прокатных валков. Были найдены режимы наплавки, обеспечивающие повышение эксплуатационной стойкости валков в 1,5 раза.

Годовой экономический эффект составил 3,5 млн. рублей. Доля диссертанта – 10%

Директор ООО «Ремкомплект»



В.М. Карпий

30.08.2021



**ПРИЛОЖЕНИЕ 2**

УТВЕРЖДАЮ

Директор ООО «Проммест»

О.П. Поличной

«24» 05 2021 г.

Справка

об использовании результатов

диссертационной работы Невского Сергея Андреевича «Физическая природа формирования градиентных структурно-фазовых состояний и свойств металлов и сплавов на основе комбинированных неустойчивостей при внешних энергетических воздействиях»

На ООО «Проммест» при ремонте и восстановлении оборудования угольной промышленности, цементных заводов применяется дополнительная плазменная обработка композиционных покрытий, нанесенных на рабочие поверхности натяжных колес, шнеков для транспортировки сырья, которая повышает их трибологические свойства. Основной проблемой при использовании плазменной обработки является поиск технологических режимов, обеспечивающих формирование равновесной структуры и высокой износостойкости покрытия. Результаты теоретического исследования механизмов воздействия плазменных потоков на структуру металлов и сплавов на основе представлений о комбинированных гидродинамических неустойчивостях, полученные в работе Невского С.А., позволили сократить время поиска и отработки оптимальных режимов данной обработки.

Годовой экономический эффект составил 3 млн. рублей. Доля автора – 15 %

Технический директор



О.Ю. Ефимов

## ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Общество с ограниченной ответственностью



# «Вест 2002»

654041, г. Новокузнецк, а/я 318

факс (3843) 777-677

E-mail: vest2002@mail.ru

Исх. № 25  
от 21 мая 2021 г

Справка

об использовании результатов

диссертационной работы Невского Сергея Андреевича  
«Физическая природа формирования градиентных структурно-фазовых  
состояний и свойств металлов и сплавов на основе комбинированных  
неустойчивостей при внешних энергетических воздействиях»  
на соискание ученой степени доктора технических наук

При эксплуатации экскаваторов в сложных горно-геологических условиях возникает проблема абразивного и ударно-абразивного износа ковша. Для борьбы с этими видами износа на сегодняшний день применяется технология футеровки ковша с использованием бронеплит из сталей, обладающих большим сопротивлением износу и ударным нагрузкам. Для защиты бронеплит от износа на нашем предприятии применяется технология нанесения дополнительной бронирующей сетки из композиционных материалов электродуговой наплавкой. Построение моделей переноса материала электродов в процессе электродуговой наплавки представляет для нас большой интерес и позволяет сократить время нахождения её оптимальных режимов. Немаловажный интерес также представляют модели воздействия сыпучих сред на поверхность ковша экскаватора, позволяющие выявить места наибольшего износа.

Результаты диссертационной работы Невского С.А. по моделированию капельного переноса материала наплавки на основе представлений о комбинированной магнитогидродинамической неустойчивости и неустойчивости Кельвина-Гельмгольца использовались для сокращения времени отработки режимов электродуговой наплавки. Это позволило найти режим наплавки, увеличивающей срок службы композиционных покрытий в 2 раза. По результатам моделирования износа ковша экскаватора на стыке днища и задней крышки ковша было рекомендовано увеличить толщину покрытия в 1,5 раза.

Годовой экономический эффект составил 3,5 млн. рублей. Доля диссертанта – 25%

Генеральный директор  
ООО «Вест 2002»,  
доцент, доктор технических наук



Райков С.В.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 4

УТВЕРЖДАЮ  
Проректор по учебной и  
воспитательной работе,  
д.т.н., профессор М.В. Темлянецв

«14» 06 2021 г.

## СПРАВКА

о внедрении результатов диссертационной работы Невского Сергея Андреевича «Физическая природа формирования градиентных структурно-фазовых состояний и свойств металлов и сплавов на основе комбинированных неустойчивостей при внешних энергетических воздействиях» представленной на соискание ученой степени доктора технических наук по специальности 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Механизмы и модели формирования микро и наноструктурных состояний металлов и сплавов за счет возникновения и развития комбинированных неустойчивостей при внешних энергетических воздействиях установленные в диссертационной работе Невского Сергея Андреевича внедрены в научную и учебную деятельность ФГБОУ ВО «Сибирский государственный индустриальный университет», а именно используются в качестве материала для лекций и практических занятий по дисциплинам: «Механические и физические свойства материалов», «Физика твердого тела», «Моделирование в материаловедении». Обучающиеся бакалавриата по направлению 22.03.01 – материаловедение и технологии материалов используют результаты работы при написании выпускных квалификационных работ. Аспиранты направления 03.06.01 – Физика и астрономия руководствуются основными выводами работы при написании аналитических, литературных обзоров и кандидатских диссертаций.

Научная составляющая диссертационной работы С.А. Невского использована при написании отчетов по грантам Российского научного фонда (проекты №15-19-00065, №15-12-00010 и № 20-19-00452), Российского фонда фундаментальных исследований (№ 15-08-03411\_а, 16-48-420530 р\_а, 19-32-60001) и государственного задания Минобрнауки № 3.1283.2017/4.6, гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых ученых – кандидатов наук (МК-118.2019.2).

Начальник Учебно-методического  
управления СибГИУ  
к.т.н., доц.



О.Г. Приходько

Начальник Управления  
Научных исследований СибГИУ  
к.т.н., доц.



А.И. Куценко