

**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ**

**На правах рукописи  
УДК 532.54; 532,529.5**

**АШБАЕВ Акылбек Абжалиевич**

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В ПАРОЖИДКОСТНЫХ СРЕДАХ**

**Специальность: 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника**

**А в т о р е ф е р а т**

**диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико–математических наук**

**Бишкек – 2004**

Работа выполнена в Ошском государственном университете

**Научные консультанты:** академик РАН, Лауреат Государственной премии СССР, д.ф.-м.н., профессор **Р. И. Нигматулин**, академик НАН КР, Лауреат Государственной премии КР, д.ф.-м. н., профессор **А. Ж. Жайнаков**

**Официальные оппоненты:** д.ф.-м.н., профессор **А. Г. Кутушев**

д.ф.-м.н., профессор **В. С. Слободянюк**

д.ф.-м.н., доцент **Д. А. Искендерова**

**Ведущая организация:** Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики СО РАН

Защита состоится «25» июня 2004 года в 14 час. на заседании Межведомственного диссертационного совета Д 01.04.242 по защите диссертации на соискание ученой степени доктора (кандидата) наук при Институте физики НАН КР, Иссык-Кульском университете им. К. Тыныстанова и Ошском государственном университете, по адресу: 720071, г. Бишкек, пр. Чуй, 265.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке НАН Кыргызской Республики.

Автореферат разослан «19» мая 2004 г.

**Ученый секретарь  
Межведомственного  
диссертационного совета,  
к.ф.-м.н.**



о—е-е-,^,

**Л. К. Меренкова**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы.** Исследование сложных гидродинамических процессов, и в частности, истечении двухфазного потока из сопла Лаваля, каналов и труб различной конфигурации, имеет большое практическое значение.

Знание закономерностей течения двухфазных потока чрезвычайно важно при решении проблем транспортировки углеводородного сырья, при разработке крупных энергетических установок и насосов, перекачивающих двухфазные (газо-жидкостные) смеси и при анализе возможных аварийных ситуаций на атомных электростанциях и т. д.

Масштабность проектируемых и строящихся энергетических устройств не позволяет проводить в реальных условиях предварительные экспериментальные исследования. Анализ показывает, что многие экспериментальные работы по исследованию течений вскипающих жидкостей проводятся в каналах, существенно меньших размеров чем натурные, а проведение экспериментов по высокоскоростному истечению через каналы больших диаметров, которые представляют интерес для анализа аварийных ситуаций, сопряжено с большими затратами. Например, только в США, бюджет исследований, направленных на экспериментальное изучение последствий разрывов технологического канала с последующим истечением теплоносителя из разрыва, составляет сотни миллионов долларов.

Поэтому весьма актуальным является построение теоретических моделей, позволяющих описать процесс истечения двухфазного потока в широком диапазоне режимных параметров, в том числе и через каналы больших диаметров.

Теоретическое описание таких процессов весьма актуальна, также для анализа аварийных ситуаций на атомных электростанциях, нефтепроводах и других установках современной техники, использующих жидкое или двухфазное вещество.

Часть диссертационной работы выполнена на хозяйственной основе между Институтом КИПР НАН КР /Комплексное использование природных ресурсов/ и филиалом ВНИИ АЭС - ЭНИЦ /Всероссийский научно-исследовательский институт по эксплуатации атомных электростанций, Электрогорский научно-испытательный центр/ по теме «Разработка методики расчета давления в реакторном пространстве реактора большой мощности, каналный /РБМК/ в АЭС с учетом вскипания теплоносителя по графитовой кладке при разрыве технологического канала».

### **Целью работы является:**

1. Разработка математических моделей и проведение численных экспериментов по исследованию сложных гидродинамических процессов истечения двухфазного потока из труб различной конфигурации при высоком давлении.

2. Построение математической модели течения теплоносителя при герметизации технологического канала в активной зоне реактора типа РБМК в АЭС учитывающая деформации и колебания графитовых блоков на процесс истечения.

3. Построение гиперболической системы уравнений двухфазного потока с

баротропными компонентами с учетом различных межфазных сил и взаимодействий между дисперсными частицами с привлечением соотношения Зубера-Финдлея.

Для достижения поставленной цели решаются следующие задачи:

-обоснование теоретической (математической) модели, позволяющей определить распределение параметров двухфазного вскипающего потока, во времени, а также по длине канала;

-анализ межфазных процессов: массообмена, теплообмена и силовое взаимодействие между фазами и процессов, происходящих около частиц (пузырьков) и нахождение замыкающих соотношений для системы уравнений двухфазного вскипающего потока;

-разработка разностных схем, алгоритмов для численного решения нестационарной одномерной и двумерной систем уравнений парожидкостного потока;

-установление связи полученных результатов с известными экспериментальными и теоретическими результатами;

-разработка замкнутой математической модели нестационарного течения теплоносителя при разрыве технологического канала в активной зоне реактора РБМК АЭС, с учетом колебаний и деформаций графитовых блоков на процесс истечения в двумерной постановке;

-нахождение выражения для определения функций:  $C^\circ$  - коэффициента сопротивления пузырька;  $\alpha >_a(a_r)$ - безразмерный коэффициент, учитывающий влияние объемного газосодержания  $a_2$  на силу межфазного трения;  $K_a, K_{..}$ , - параметры, определяющие взаимодействие между дисперсными частицами с целью построения гиперболической системы уравнений двухфазной гидродинамики.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в том, что в ней впервые разработаны математические модели нестационарного термодинамически неравновесного пузырькового потока, истекающей из сосудов высокого давления при разгерметизации сосуда в двумерном случае, учитывающие вскипание на стенках, в объеме сосуда, а также дробление пузырьков на процесс истечения.

В результате численного анализа построенных математических моделей:

-установлено, что увеличение начального числа центров зародышеобразования, а также дробление пузырьков интенсифицирует теплообмен между фазами;

-выявлено, что процесс вскипания жидкости затормаживает опорожнение канала;

-найдено выражение для определения времени межфазного равновесия в случае термодинамической неравновесности фаз;

-показано, что расчеты по модели, учитывающей вскипание на стенке канала, в объеме, а также дробления пузырьков, дают удовлетворительное качественное и количественное совпадение с экспериментальными осциллограммами

во всех опытных точках при всех условиях экспериментов;

-определено время затухания волновых процессов в системе, а также время выхода параметров вскипающей жидкости на квазистационарный режим течения;

-установлено положение сечения канала, в котором вскипающий поток переходит из дозвукового режима в сверхзвуковой.

Впервые разработана математическая модель двумерного нестационарного потока вскипающей жидкости позволяющая получить распределение давления в активной зоне РБМК в АЭС, учитывающая влияние деформации и колебаний графитовых блоков на процесс истечения;

Построена гиперболическая система уравнений двухфазной гидродинамики учитывающая эмпирическое соотношение Зубера-Финдлея и при этом найдены выражения функций:  $C^\circ$ ,  $(\alpha_r)$ ,  $K_a, K_{..}$ .

#### **На защиту выносятся следующие основные положения:**

1. Теоретические и численные результаты исследования нестационарного, термодинамически неравновесного, волнового, одномерного и двумерного истечения вскипающей жидкости из различных сосудов высокого давления, учитывающие фазовые переходы, дробление пузырьков, теплообмен и силовые взаимодействия между фазами.

2. Математическая модель вскипающего теплоносителя при разрыве технологического канала в активной зоне реактора РБМК в АЭС, учитывающая нестационарности процесса, пространственной неоднородности, деформации и колебательные движения графитовых блоков и ее численные результаты.

3. Математическая модель двухфазной гидродинамики монодисперсной смеси с баротропными компонентами, учитывающая коэффициенты межфазных сил трения и взаимодействия между дисперсными частицами.

**Практическая ценность работы.** Некоторые результаты нашли применение в Электрогорском научно-испытательном центре по безопасности атомных электростанций (г. Москва).

Результаты диссертации могут быть рекомендованы для решения практических задач специалистам, работающим в области энергетики, в том числе атомной энергетики, теплофизики, вычислительной гидродинамики, занимающихся механикой многофазных сред, а также использованы в спецкурсах «Математическое моделирование и численные расчеты в энергетических установках» и «Механики многофазных сред» для обучения студентов соответствующих специальностей.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались на различных всесоюзных, республиканских конференциях, совещаниях, семинарах, в том числе: на семинарах лаборатории механики многофазных систем Института механики МГУ им. М. В. Ломоносова, Института многофазных систем СО РАН под руководством академика РАН Р.И. Нигматулина; на семинаре Института механики Уфимского научного центра РАН под руководством д.ф.-м.н., профессора И. Ш. Ахатова, с участием члена корреспондента РАН М. А. Ильгамова; на семинаре кафедры газовой и волновой динамики МГУ им.

М.В. Ломоносова под руководством академика РАН Е.И. Шемякина; на семинаре отдела массообмена ИВТ РАН; на семинаре лаборатории «Исследование процессов на тепломеханическом оборудовании и системы безопасности АЭС» ВНИИ АЭС; на Республиканской научной конференции «Дифференциальные уравнения и их приложения» (Ош-1993); на Международной научно-технической конференции «Проблемы научно-технического прогресса» (Фергана-Ош, 1995); на Республиканской научной конференции (Ош-1999); на Международной конференции, посвященной 40-летию Института автоматики (Бишкек-2000); на научной конференции, посвященной 75-летию со дня рождения академика АН СССР В. А. Мельникова (Москва-2003); на научно-техническом Совете Ошского технологического университета; на научно-техническом Совете Ошского государственного университета и др.

**Личное участие автора.** Постановка задач и обсуждение полученных результатов проводились при участии научных консультантов, академика РАН, Лауреата государственной премии СССР, д.ф.-м.н., профессора, Р.И. Нигматулина, академика НАН КР, Лауреата государственной премии РК, д.ф.-м.н., профессора А. Ж. Жайнакова. Отладка вычислительных алгоритмов, проведение отдельных расчетов и обсуждение полученных результатов проводились с участием к. т. н. Б. Л. Канцырева.

Личный вклад автора состоит в определении цели работы, разработке математических моделей, их теоретическое обоснование, и проведении численных исследований, анализе полученных результатов и формулировке выводов, написании научных статей, представлении результатов работы на конференциях и семинарах.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликованы 1 монография, 33 статьи.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, приложения, списка литературы, содержит 274 страниц машинописного текста и 107 рисунков. В списке литературы 238 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** подробно излагаются актуальность и необходимость выбранного направления научных исследований, цель работы и научная новизна, а также обоснованность и практическая ценность исследования, кратко излагается содержание и основные результаты диссертации.

**В первой главе** анализируются основные подходы к описанию течений двухфазных сред в различных каналах, трубах, отверстиях, соплах и т. д.

Суть первого подхода заключается в следующем: модель течения многофазного потока строится без учета реальных процессов, происходящих на микроуровне, т. е. обмена массой, импульсом и энергией между пузырьками и окружающей их жидкостью, и т. д., а для замыкания системы макроуравнений строятся зависимости, структура и коэффициенты которых подбираются из условия соответствия результатов расчетов с данными эксперимента. Такой подход может быть назван интегральным, поскольку модель строится на основе ха-

рактеристик макропроцесса /течение вскипающей жидкости в канале/. Модели, получаемые при использовании интегрального подхода, описаны в работах В.В. Фисенко /1978/, В. А. Зысина/1976/, Морриса /Могт, 1983/, Белинского с соавторами /1986/ и других. Его применение необходимо в случае, когда процессы на микроуровне еще недостаточно изучены. Общим недостатком интегрального подхода является то, что он допускает произвол в выборе структуры /вида/ замыкающих соотношений. Анализ интегрального подхода имеет методологическое значение.

Критика интегрального подхода к составлению моделей двухфазных смесей дана в работе А. И. Ивандаева, Р. И. Нигматулина /1972/, в которой на примере анализа дисперсно-кольцевого течения в прямолинейном канале показано, что при построении модели течения замыкающие соотношения необходимо строить, учитывая реальную структуру потока.

Во втором подходе, основанном на методе механики многофазных сред, вид замыкающих соотношений для системы макроуравнений определяется на основании анализа закономерностей обменных процессов между фазами /микрозадача/. Постановка задачи определяется структурой рассматриваемого потока: пузырьковый, капельный, дисперсно-кольцевой, пенный и т. д. Для пузырькового потока такой микрозадачей является исследование роста одиночного пузырька в перегретой жидкости т. е. в предлагаемой работе к микрозадаче дополнительно привлекались результаты исследований микрозадачи.

Дана физическая постановка задачи, суть которой состоит в следующем. Пусть в канале длиной  $l$  с постоянным или медленно меняющимся сечением и закрытом с обоих концов основаниями (днищами) находится однородная «недогретая» или насыщенная вода с давлением  $p_0$  и с температурой  $T_0 < T_c(p)$ . В момент времени  $t = 0$  днище на одном из концов трубы удаляется (аварийная ситуация) и начинается истечение жидкости и образующегося из-за ее вскипания пара в окружающую среду с давлением  $p_x < p_0$ . Требуется теоретически описать возникающее течение. Сформулированная физическая задача является одной из ключевых при исследовании нестационарного истечения вскипающих жидкостей из сосудов высокого давления. Теоретическое описание этого процесса актуально с точки зрения анализа аварийных ситуаций на атомных электростанциях, в аппаратах химической технологии, нефтепроводах и других установках современной техники, использующих жидкое или двухфазное вещество.

Анализируются экспериментальные и теоретические работы по истечению вскипающей жидкости. Наиболее полные экспериментальные данные о протекании процесса нестационарного истечения представлены в работах: А. Ейууагиз, Т. О'Внеп, /1970/; Н. Г. Рассохина и др., /1977/. В настоящее время эти данные считаются тестовыми при апробации различных моделей течения вскипающей жидкости. Эксперименты, представленные в первой из перечисленных работ, проводились на трубе длиной 4,1 м и диаметром 0,073 м. Труба заполнялась водой, ее свободный конец закрывался стеклянным диском, после чего давление и температура жидкости в сосуде повышались. Для нагрева жидкости

использовались секционные нагреватели, обеспечивающие постоянство температуры с точностью 3%. После увеличения температуры до величины, меньшей температуры насыщения, стеклянный диск, с помощью которого герметизировался один из концов трубы, разрушался специальной пневмосистемой. Время разрушения диска составляло менее  $1 \sim 10^3$  с. Остатки диска после разрушения удерживались в блоке крепления и сокращали площадь выходного сечения на 10-15%. Температуру воды в начальном состоянии удавалось поддерживать примерно одинаковой ( $\pm 3\%$ ) вдоль всей трубы, благодаря секционным нагревателям, покрывавшим 70% внешней поверхности трубы. Процесс опорожнения фиксировался семью малоинерционными датчиками давления, т. е. давление в трубе измерялось в семи точках малоинерционными датчиками давления. Показания датчиков при начальном давлении  $P_0 = 6,9$  МПа и температуре  $T_0 = 515$  К представлены на рис. 1.

После разрушения стеклянного диска в сосуд уходят две волны. Первая волна разгрузки в стенках трубы. Она распространяется со скоростью  $\sim 4000$  м/с, вызывая уменьшение продольных напряжений в трубе и незначительное ее расширение, которое приводит к малому, порядка 1% от  $P_0$ , уменьшению давления в сосуде. Достигая заглушенного конца трубы, «быстрая» волна разрежения отражается. В экспериментах отмечено необычайно быстрое затухание отраженной волны. Она различима лишь в показаниях датчиков, расположенных в непосредственной близости от заглушенного конца.

За быстрой волной разрежения от открытого конца трубы в глубь канала распространяется «медленная» волна разрежения. Скорость ее движения невелика:  $\sim 10$  м/с. Волна движется по неравновесно вскипающей жидкости вызывая резкое увеличение объемного паросодержания пара в смеси. Аналогичные результаты были получены в работах Боргардса /Вогдагг  $e^* a1/$  и Райджела /Клеґе1, 1978/. Медленная волна разрежения зафиксирована также в экспериментах О. А. Исаева /1980/, который обнаружил ее, исследуя разгерметизацию сосуда, заполненного сжиженной окисью углерода. Структура «быстрой» волны разрежения была экспериментально исследована Линхардом и др. /1978/, которому удалось сократить время разгерметизации сосуда до  $10^4$  с.

К числу теоретических работ можно отнести работы Г. В. Гофмана, А. Е. Крошила, Б. И. Нигматулина /1981/, В. А. Зысина, и др. /1976/, А. И. Ивандаева /1978/, Г. А. Салтанова /1979/, В. В. Фисенко /1978/. В них изучены нестационарные и волновые истечения вскипающей жидкости из сосудов высокого давления через различные каналы. Исследованы особенности распространения волн разрежения в указанной конструкции. На основе сравнения расчетных результатов и экспериментальных данных сделан вывод о возможности приближенного описания процессов, происходящих при разгерметизации систем высокого давления в рамках равновесной одномерной модели. Следует отметить, что в выше перечисленных работах рассмотрение ограничивалось истечениями из длинных каналов ( $B/O > 50 - 100$ , где  $O < 0,1$  м), благодаря чему, равновесная модель дала хорошее соответствие с экспериментом. Однако, исследование Раизге Н. К./1966/, Усыѣа Н., Мппа1 Н./1966/ вскипающих потоков через ко-

роткий канал ( $B/O < 12$ , где  $O = 4 - 6$  мм) показывает, что процесс образования паровой фазы оказывается неравновесным. В работе В. П. Скрипова, О. А. Исаева и др. /1978/ полагают, что термодинамическая неравновесность объясняется конечным числом центров парообразования и конечной скоростью роста пузырьков, которые ограничивают интенсивность межфазного теплообмена и обуславливают, таким образом, конечную скорость установления межфазного равновесия. В коротких каналах скорость установления межфазного равновесия оказывается недостаточной для равновесного перехода, время пребывания жидкости в канале становится меньше времени, необходимого для равновесного фазового перехода. Анализ показывает, что главным фактором термодинамической неравновесности в пузырьковых потоках с малым паросодержанием является заторможенность процесса межфазного теплообмена.

В работах Д. А. Лабунцова, А. А. Авдеева /1982/, Г. А. Салтанова /1979/ приведено описание математических моделей и результатов расчета нестационарных и стационарных течений двухфазных потоков в каналах различной геометрии и соплах. Расчеты проводились в термодинамическом неравновесном приближении, описывающем взаимодействие дисперсных частиц с паровым или газовым несущим потоком.

В работе Ю. Н. Кузнецова, А. С. Девкина /1982/ рассмотрена нестационарная термодинамически неравновесная модель истечения вскипающей воды из прямолинейного канала. Число центров зародышеобразования пузырьков пара, задается как эмпирический параметр ( $p_0 = 10^8 \text{ м}^{-3}$ ), что не раскрывает реальных закономерностей межфазных взаимодействий. В работе Б. И. Нигматулина, К. И. Сопленкова /1980/ рассмотрена термодинамически неравновесная, односкоростная пространственно одномерная модель нестационарного волнового истечения из прямолинейного канала при резком разуплотнении на одном из его концов. Предполагается, что паровые пузырьки, развивающиеся на тепловой стадии роста, появляются одновременно с возникновением перегрева. Для определенного значения  $p_0$  была предложена зависимость  $p_0 = p_0(C)$ , где  $O$  - число Гиббса. Указано, что при быстром переходе жидкости в перегретое состояние, вскипание происходит не мгновенно, а характеризуется временным запаздыванием  $t_3$ , которое является характерным временем установления стационарного числа зародышей пузырьков  $p_0$ . Оно определялось из анализа экспериментальных данных Л. Р. Кеворкова, С. З. Лутовинова, Л. К. Тихоненко /1977/ о стационарном критическом истечении из длинных патрубков ( $B/O = 48$ ;  $O < 10$  мм), где показано, что значительная доля пузырьков рождается не в объеме канала, а на поверхности стенки.

Модель односкоростной неравновесной по температурам смеси, как показано в работе Б. И. Нигматулина, К. И. Сопленкова /1980/, позволяет удовлетворительно описать раннюю стадию процесса истечения. Однако для поздней стадии результаты, полученные с помощью равновесной модели, лучше соответствуют экспериментальным данным, чем результаты, полученные при помощи модели, учитывающей температурную неравновесность фаз. Вероятность вскипания с задержкой по времени в интервале от  $I$  до  $I + \Delta I$  определялась в работе

$$dN_0 = - \exp(-*/\tau_3) \quad (1.1)$$

где  $\tau_3$  - среднее время задержки по вскипанию. Соотношение (1.1) описывающее реальный, экспериментально наблюдаемый процесс, использовалось в настоящей работе для описания кинетики вскипания.

Известно, что фазовые превращения, определяются процессами зародышеобразования и роста пузырьков. В настоящее время получены аналитические и численные решения уравнений теплопроводности, позволяющие с достаточной точностью проследить рост сформировавшегося одиночного пузырька. Задача о росте пузырька пара в перегретой жидкости рассматривалась во многих работах В. А. Акуличева/1978/, М. Л. Джонуса, Н. Зубера /1978/, Е. Несиса И./1973/, Р. И. Нигматулина, Н. С. Хабеева, /1975/, Н. К. ПорзГег, N. ЗиБег /1954/, М. 8. Pлезел /1954/.

Вскипание адиабатного потока может происходить на флуктуационных центрах (гомогенное вскипание) или на примесных частицах, которые всегда присутствуют в объеме жидкости (гетерогенное вскипание). Контакт с поверхностью стенок сосуда (канала, патрубка) интенсифицирует вскипание. Гидродинамические особенности течения, начальные параметры жидкости и геометрия канала могут существенно влиять на механизм вскипания потока. Гетерогенное вскипание, реализующееся при более низких, чем гомогенное, перегревах, представляет собой более сложный физический процесс и изучено в меньшей степени. В работе В. П. Скрипова, Е. Н. Синицына, Г. В. Ермакова и др. /1980/ указано, что обнаружить присутствие гетерогенных зародышей легко, но включить в систему физического описания трудно.

В предлагаемой работе нами учтены следующие факторы влияющие на процесс истечения: нестационарность процесса, термодинамическая неравномерность, время задержки по вскипанию, вскипание в объеме и на поверхности стенки канала, а также образование пузырьков за счет их дробления.

Кроме того, необходимо отметить, что общим недостатком большинства существующих расчетных моделей до настоящего времени остается их пространственная одномерность. Это обстоятельство снижает ценность расчетных результатов, полученных для истечения из элементов конструкций, имеющих сложную конфигурацию, и оставляет вне рассмотрения важные двумерные эффекты, всегда сопровождающие «запирание» потока на выходе из сопел, патрубков. Поэтому в предлагаемой работе также разработана и двумерная математическая модель истечения двухфазного потока из сопла Лавалья, каналов и труб различной конфигурации.

**Во второй главе** разрабатывается математическая модель течения вскипающей жидкости. Для этой цели принимаются следующие основные допущения.

1. Течение одномерное, все параметры процесса определяются одной пространственной координатой  $g$  и временем  $t$ .
2. Размеры включений или неоднородностей в смеси (диаметры диспер-

ных частиц, капель, пузырьков) во много раз больше молекулярно-кинетических (расстояний между молекулами, средних длин свободного пробега молекул). Таким образом, указанные неоднородности содержат большое количество молекул.

3. Размеры указанных неоднородностей во много раз меньше расстояний, на которых осредненные или макроскопические параметры смеси или фаз меняются существенно. Таким образом, размеры неоднородностей много меньше длин рассматриваемых в смесях волн, длин и диаметров каналов, в которых течет двухфазная смесь.

4. Вязкость и теплопроводность жидкости проявляются лишь в процессах межфазного взаимодействия и не проявляются в макроскопическом переносе импульса и энергии.

5. Течение в целом считается адиабатическим и силами трения между жидкостью и стенками трубы можно пренебречь.

6. Вскипание гетерогенное. Жидкость вскипает на  $p_0$  числе зародышевых частиц радиусом  $a_0$  когда давление в ней становится ниже давления насыщения /  $p < p_s(T_s)$  /. Полагаем, что в исходной однофазной жидкости имеются равномерно распределенные микрочастицы с радиусом  $a_0 \sim 10^{-11}$  м и числовой концентрацией  $p_0 \sim 10^8 - 10^9 \text{ м}^{-3}$ , которые станут центрами зародышеобразования.

Следует отметить, что парообразование на уже готовых зародышах ограничивает возможные перегревы жидкости ДГ, которые обычно не превышают 10 К, при ее истечении. В этих условиях термофлуктуационное (гомогенное) зародышеобразование, интенсивность которого экспоненциально растет с ростом перегрева, за время  $10^{-2} - 10^{-3}$  с, характерное для истечения, не успевают проявиться. Одновременно укажем, что неровности стенок каналов, наличие на них различных частиц также могут быть центрами парообразования, поэтому в рассмотренной задаче может сыграть свою роль и поверхностное вскипание на стенках.

7. Давление в фазах будем считать равными /  $p_1 = p_2 = p$  /. При резком падении давления процесс роста пузырька, который образуется на зародышевой частице, имеет две стадии - динамическую и термическую. На динамической стадии давление в пузырьке отличается от давления в окружающей жидкости. Поскольку продолжительность динамической стадии роста пузырька значительно меньше характерного времени задачи, то принимаем допущение о гомобаричности смеси / равенстве давлений в фазах / и считаем, что термическая стадия роста пузырька начинается непосредственно после понижения давления ниже давления насыщения.

8. Пар в пузырьке может рассматриваться как однопараметрическая среда, все параметры которой однородны и равны параметрам на линии насыщения. По этой причине для описания поведения пара используем схему однородного насыщенного (равновесного) парового пузырька. Согласно которому температуру пара считаем равной температуре насыщения:

$$T_2 = m_s(p) \quad (2.1)$$

Это равенство выполняется с высокой степени точности. В самом деле, выравнивание температуры в пузырьке происходит во много раз быстрее, чем в жидкости по двум причинам. Во-первых, за счет того, что при одинаковых перепадах температур и температуропроводностях фаз выравнивание температур внутри сферы происходит на порядок быстрее, чем снаружи. Во-вторых, за счет того, что температуропроводность пара обычно во много раз больше, чем жидкости. Поэтому распределение температур в пузырьке не оказывает существенного влияния на интенсивность испарения и на результаты решения поставленной задачи. Поскольку смесь является гомобарической, то не только температура, но и все остальные параметры пара в пузырьке будут однородны и равны параметрам на линии насыщения  $T_2 = T_s(p)$ ,  $\rho_2^0 = \rho_{2s}^0(p)$  и т. д., т.е. тепловой поток поступает к поверхности раздела фаз в основном из жидкости.

Таким образом, учитывая вышеуказанные допущения в квазиодномерном приближении уравнения сохранения массы и импульса смеси, числа пузырьков, массы второй /паровой/ фазы, уравнения движения пузырька, а также уравнения притока тепла каждой из фаз вместе с уравнением притока тепла на межфазной границе с учетом постоянства поперечного сечения вдоль продольной координаты запишем в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v}{\partial z} = \psi, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial z} = j n, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial z} = -j n, \quad (2.5)$$

$$\rho_2^0 \alpha_2 \left( \frac{\partial v_2}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \right) = f_A + f_m + f_\mu, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial z} = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p v}{\partial z} = (p - \rho C^2) \frac{\partial v}{\partial z} + \phi_p, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{\partial T_1 v}{\partial z} = \left[ T_1 + \rho C^2 \frac{(\partial i_1 / \partial p)_T - V_1^0}{(\partial i_1 / \partial T_1)_p} \right] \frac{\partial v}{\partial z} - \phi_T, \quad (2.9)$$

где входящие в правые части уравнений величины  $\psi, \phi_p, \phi_T, C$  определяются следующими формулами

$$\psi = \frac{n^* \alpha_1 - n}{\tau_s} + j_s \frac{2}{R} + \psi_0, \quad (2.10)$$

$$\phi_p = \rho C^2 \left[ \frac{V_{2s}^0 - V_1^0}{l} - \frac{(\partial V_1^0 / \partial T)_p}{(\partial i_1 / \partial T)_p} (1 - \delta) \right] n q_{1\Sigma}, \quad (2.11)$$

$$\phi_T = \frac{V_1^0 (1 - \delta) n q_{1\Sigma}}{\alpha_1 (\partial i_1 / \partial T_1)_p} + \frac{(\partial i_1 / \partial T_1)_T - V_1^0}{(\partial i_1 / \partial T_1)_p} \phi_p, \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{C^2} = \rho \left[ \alpha_2 \left( \rho_{2s}^0 \frac{d i_{2s}}{d p} - 1 \right) \frac{V_{2s}^0 - V_{1s}^0}{i_{2s} - i_{1s}} + \frac{\alpha_2 V_{2s}^0}{C_{2s}^2} + \frac{\alpha_1 V_1^0}{C_1^2} \right], \quad (2.13)$$

$$C_{2s}^2 = -(V_{2s}^0)^2 \frac{d p}{d V_{2s}^0}, \quad \delta = \frac{i_1 - i_{1s}}{l}. \quad (2.14)$$

$$q_{\Sigma 1} + q_{\Sigma 2} = -j \cdot l. \quad (2.15)$$

Здесь:  $\rho_i = \alpha_i \rho_i^0$  - относительная плотность  $i$ - фазы /  $i = 1$  - жидкость,  $i = 2$  - пар/;  $\rho_i^0, \alpha_i, v_i, i_i$  - истинная плотность, объемное содержание, скорость и энтальпия  $i$ - ой фазы;  $\rho = \rho_1 + \rho_2, v = (\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2) / \rho, i = (\rho_1 i_1 + \rho_2 i_2) / \rho$  - плотность, скорость и энтальпия смеси;  $n$  - число пузырьков в единице объема смеси;  $j$  - интенсивность испарения жидкости в пузырек;  $\psi$  - образование пузырьков в объеме, на стенке трубы, а также дробление пузырьков,  $q_{\Sigma i}$  - тепловые потоки от межфазной поверхности к  $i$ - фазе,  $l$  - теплота парообразования.

Сила  $f_{j2}$ , действующая на пузырек в дисперсной смеси, вычислялась как:

$$f_{j2} = f_A + f_m + f_\mu, \quad (2.16)$$

где

$$f_A = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_1^0 \left( \frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \right), \quad (2.17)$$

$$f_m = \frac{2}{3} \pi a^3 \rho_1^0 \left( \frac{d_1 v_1}{dt} - \frac{d_2 v_2}{dt} + \frac{3 d_2 a}{a dt} (v_2 - v_1) \right), \quad (2.18)$$

$$f_\mu = C_\mu \pi a^2 \frac{\rho_1^0 (v_1 - v_2) v_1 - v_2}{2}, \quad C_\mu = C_\mu(\text{Re}_{12}, \alpha_2), \quad \text{Re}_{12} = \frac{2 a \rho_1^0 w_{12}}{\mu_1}. \quad (2.19)$$

Здесь  $f_A$  - сила Архимеда;  $f_m$  - сила присоединенных масс из - за инерционных эффектов в мелкомасштабном движении с характерной скоростью  $w_{12} = v_1 - v_2$ . Далее,  $f_\mu$  - сила трения между пузырьком и жидкостью. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_\mu$  от  $\text{Re}_{12}$  и объемной концентрации пузырька  $\alpha_2$  запишем в виде:

$$C_\mu = \begin{cases} \frac{16}{\text{Re}_{12}}, & \text{Re}_{12} < 10,9, \\ \frac{48}{\text{Re}_{12}} \left( 1 - \frac{2,2}{(\text{Re}_{12})^{1/2}} \right), & \text{Re}_{12} \geq 10,9, \end{cases} \quad (2.20)$$

где  $\text{Re}_{12} = \frac{2 a \rho_1^0 w_{12}}{\mu_1}$  - число Рейнольдса,  $\mu_1$  - коэффициент динамической вязкости жидкости.

Интенсивность образования пара в объеме перегретой жидкости определяется количеством зародышей  $n_0$ , на которых возникают пузырьки, и скоростью их роста. Анализ экспериментальных и теоретических исследований по образованию и росту одиночных паровых пузырьков в объеме перегретой жидкости показывает, что пузырек в своем развитии проходит несколько стадий.

Оценки длительности динамической стадий, предшествующих тепловому режиму, показывают, что для пузырька диаметром порядка  $10^{16}$  м при  $p$  около 7,0 МПа она составляет  $\tau_0 \ll 10^6 - 10^5$  с. При разгерметизации сосудов пузырьки образуются за счет резкого падения в волна разрежения. Характерная скорость распространения волн в однофазной жидкости равна  $10^3$  м/с, характерный масштаб длин каналов - около 1 м; тогда характерное время процесса распространения волн равно  $10^{13}$  с, а характерное время вскипания и роста объема пара, определяющего истечение, во много раз больше и составляет  $10^2 - 10^3$  с. Поэтому будем считать, что за время первых двух стадий  $t_0$ , предшествующих тепловой стадии вскипания, не успевает образоваться достаточное количество пара влияющего на процесс истечения, в связи с чем, пренебрегаем первыми двумя стадиями роста пузырьков и считаем, что тепловая стадия роста пузырьков начинается сразу, как только размер зародышевого пузырька или частицы превышает критический диаметр.

Рост пузырька в перегретой жидкости определяется ее теплоемкостью, теплопроводностью, реализуемыми перегревами  $(T_x - T_{\text{Др}})/T_x$ , а также зависит от скорости обтекания дисперсных частиц  $v_{\text{Др}} = V_1 - u_2$ . Однако, основная стадия роста пузырька протекает в области практически изобарического потока, где разность скоростей фаз мала и ее ролью в процессе межфазного массообмена можно пренебречь.

Таким образом, предполагается следующая модель вскипания воды. Как только давление в жидкости становится ниже давления насыщения ( $p < p_s$ ), сразу начинается ее вскипание на фиксированном числе  $n_0$  зародышевых частиц примеси радиусом  $a_0$ . Дальнейший рост пузырьков происходит в соответствии с автомодельным решением задачи о тепловом росте одиночного пузырька в безграничном объеме жидкости. Иначе говоря, теплообмен между пузырьком и окружающей его жидкостью опишем, воспользовавшись решением уравнения теплопроводности в сферически симметрической постановке. Решение уравнения теплопроводности вокруг растущего пузырька, при постоянной величине перегрегов, с течением времени выходит на автомодельное решение. Время выхода уравнения теплопроводности на автомодельное решение может быть оценено

по формуле:  $t_a \ll \frac{8^2}{\nu} \cdot \frac{a^2}{K_i}$ , где  $5 \sim a / K_i$  - величина температурного погранслоя,  $\nu / >$

$Mu = \frac{2a}{\nu} \left[ \frac{\rho \nu}{\rho_s \nu_s} \right]$  - число Нуссельта, представляющее собой безразмерный температурный градиент на поверхности пузырька. Для пузырька радиусом  $a \gg 10^{-6}$  м время выхода распределения температур в окружающей его жидкости на автомодельное решение равно  $t_a \sim 10^{-4}$  с, что существенно меньше характерного времени процесса истечения  $1 \sim 0,1$  с. Поэтому при описании теплообмена между пузырьком и окружающей его жидкостью воспользуемся квазиавтомодельным приближением, как это было сделано в работе Р. И. Нигматулина, К. И. Сопленкова/1978/. В этом приближении интенсивность испарения жидкости

в пузырек /интенсивность массообмена/ определяется только теплофизическими свойствами фаз и перегревом жидкости

$$j = 2 \text{ жи} > [\Gamma^{\text{т}}] \text{ Ёгга}, \quad (2.21)$$

где  $1[\Gamma^{\text{т}}] = \frac{1}{c} \frac{d}{dt}$  - коэффициент температуропроводности жидкости,

$Ja = \frac{I \rho_s}{\rho \nu} a$  - число Якоба, представляющее собой безразмерный перегрев

жидкости,  $I$  - удельная теплота парообразования. Из результатов автомодельного решения следует:

$$Sh = 2 + (2L)^{1/3} + \frac{1}{n} \quad (2.22)$$

Тогда на основании допущения 8 тепловой поток к поверхности раздела фаз из жидкости определим

$$q_{11} = 4 \lambda_a^2 \frac{1}{2a} \frac{1}{\rho_s} \frac{1}{\nu_s} \quad (2.23)$$

Тепловой поток, поступающий к единице площади межфазной поверхности, состоит из потоков, поступающих к поверхности раздела фаз из жидкости и из пара

$$q = \nu \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} + 4 \frac{1}{\rho_s} \frac{1}{\nu_s} \quad (2.24)$$

Градиент температур на поверхности раздела фаз со стороны жидкости больше, чем со стороны пара

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{\text{ж}} \gg \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{\text{п}}, \quad (2.25)$$

поскольку выравнивание температур в жидкости происходит медленнее, чем в паре, так как коэффициент температуропроводности жидкости меньше  $0,1 < 0,2$ . Следовательно,

т.е. тепловой поток поступает к поверхности раздела фаз в основном из жидкости. Следовательно,

Для замыкания системы уравнений в четвертом параграфе приводится уравнение состояния воды, справедливое в диапазоне  $p = 0,1 - 10$  МПа удовлетворяющие следующим требованиям: во-первых, расчет волновых движений смеси методом конечных разностей требует вычисления свойств фаз в каждом узле разностной сетки на каждом временном слое. В связи с этим используемые уравнения состояния, помимо высокой точности вычисления самих термодинамических функций, должны давать высокую точность вычисления и их производных, через которые определяются скорости звука и скорости волн. Во-вторых, они должны быть достаточно простыми, чтобы сильно не увеличивать объем вычислений.



Необходимо отметить, что на процесс истечения вскипающей жидкости существенно повлияет образование и дробление пузырьков В этой связи остановимся на втором уравнении системы (2.2) - (2.9), так как правая часть этого уравнения характеризует образование, а также дробление паровых пузырьков при вскипании воды. Для определения вида правой части уравнения (2.3) соответствующего реальной кинетике вскипания используем результаты экспериментальной работы Г. В. Ермакова, Л. В. Решетникова/1985/

$$\dot{y} = \frac{p_0^* - p}{\tau_3} \quad (2.28)$$

где  $\tau_3$  - среднее время задержки по вскипанию,  $p^*$  - стационарное число зародышей пузырьков. Приток пузырьков со стенок с интенсивностью эквивалентен объемному зародышеобразованию с интенсивностью  $I_3$ :

$$(2.29)$$

где  $K$  - радиус канала,  $\rho$  - плотность потока паровых пузырьков со стенки. Величина  $\tau_3$  определялась в соответствии с работой А. А. Авдеева, В. Н. Майданика и др. /1977/ выражением

$$\tau_3 = K \rho / c \quad y_l^{(T)2} (y_x - I_3 \tau_3) \quad (2.30)$$

Интенсивность дробления пузырьков запишем в соответствии с работой Р. И. Нигматулина /1996/:

$$y_d = \begin{cases} 0, & \text{при } IYe < YYe' = 2, \\ \frac{1}{2} \left( \frac{IYe - YYe'}{IYe} \right), & \text{при } IYe > YYe' = 2, \end{cases} \quad (2.31)$$

где  $n$  - текущее значение числа пузырьков в единице объема смеси, « $n$ »-число пузырьков в единице объема после мгновенного дробления,

$$\frac{2d(\&Y) - Y_2^2}{X} \quad (2.32)$$

Для последующих расчетов примем, что пузырек дробится на две части  $n''/n = 2$ . Условием развития неустойчивости пузырьков является превышение критического значения число Вебера  $IYe > YYe'$ .

Таким образом, правая часть уравнения (2.3) состоит суммы из трех слагаемых, где первое слагаемое отвечает за появление пузырьков в объеме вскипающей воды, второе соответствует поверхностному вскипанию, т. е. притоку пузырьков со стенки трубы, а третье характеризует дробление пузырьков.

Для решения системы квазилинейных уравнений в шестом параграфе задаются начальные и граничные условия. Начальные условия имеют вид

$$y(0,r) = 0, \quad 0 < 2 \ll \dots: \quad y(0,r) = 0, \quad p(0,2) = p_0, \quad \Gamma(0,r) = \Gamma_0, \quad i(0,r) = i_0, \quad (2.33)$$

$$p(0,z) = p^* \text{Cr}_0, \Gamma_0, \quad p(T_0) < p_0.$$

Граничные условия соответствуют тому, что на закрытом ( $r = 0$ ) конце трубы имеем условие непротекания, а на открытом ( $r = b$ ) конце трубы вначале (в первом варианте расчета) задано условие равенства давления на срезе трубы давлению окружающей среды

нию окружающей среды

$$y(l,0) = 0; \quad (2.34)$$

$$p = p^* < p_0 \quad (2.35)$$

Во втором варианте расчета учитывалась немгновенность разрушения диафрагмы, которая приводит к дополнительному размыванию волны разрежения. Поэтому для более точного совпадения расчетов с экспериментом граничные условия на выходе из трубы задавались в виде

$$p(\wedge) = p + (P - p) \exp(-\wedge/\tau) \quad (2-36)$$

где  $\tau$  - характерное время разрушения и влияния диафрагмы. Варьируя в расчетах  $\tau$ , равное по порядку 0,1 мс, можно получить такое же, как в экспериментах, размывание «быстрой» волны разрежения.

Как показано в работах Г. А. Салтанова /1979/, М. Е. Дейча и др./1981/, течения с неравновесными фазовыми превращениями являются одними из наиболее сложных типов течений двухфазных сред. Это связано как со сложной кинетикой процессов парообразования, так и с тем, что эти течения могут содержать в себе газодинамические разрывы, обусловленными фазовыми превращениями, волновыми процессами. Следовательно, для численного исследования течений такого типа необходимо построение метода, учитывающего эти особенности. В данном случае наиболее эффективными оказались методы, основанные на идеях С. К. Годунова, модифицированные и развитые для расчета нестационарных смешанных течений с неравновесными фазовыми превращениями.

**В третьей главе** показано, что на начальной стадии истечения ( $I < 10$  с) влияние «пристенных» пузырьков пара на межфазный теплообмен мало, а при  $I > 10$  с их влияние на межфазный теплообмен становится существенным.

Изучается процесс разгерметизации реальных конструкций - сосудов конечной длины. Исследование проведено применительно к условиям экспериментов Эдвардса /1970/. Сопоставлены результаты численных расчетов с экспериментальными данными, а также с результатами расчетов по другим моделям - равновесной и модели не учитывающей вскипание в объеме, на стенках канала, а также дробление пузырьков. Распределение давления в пяти различных сечениях канала, рассчитанные с помощью модели, учитывающей вскипание в объеме, на стенках канала и дробление пузырьков, представлены на рис. 16.

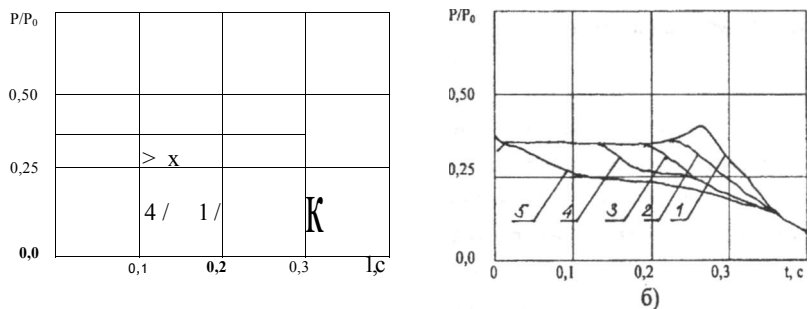


Рис. 1. Осциллограммы давления в различных сечениях сосуда, а - эксперимент Эдвардса /1970/; б — расчет с помощью модели, учитывающие вскипание в объеме, на стенках канала и дробление пузырьков.

На рис.2, приведены экспериментальные осциллограммы давления и объемного содержания пара в смеси и их численные результаты на основе различных моделей, при начальных параметрах жидкости в сосуде  $P_0 = 6,9$  МПа,  $T_0 = 515$  К.

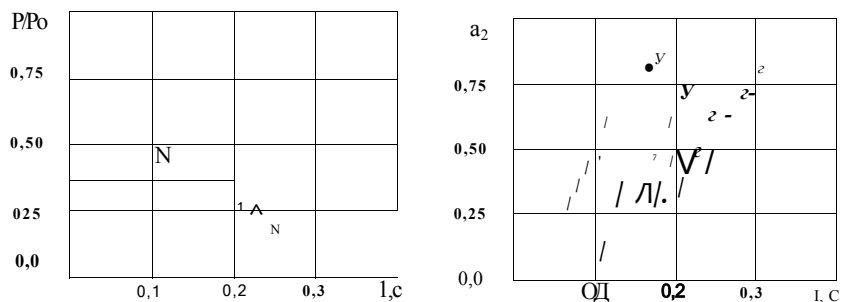


Рис. 2. Осциллограммы давления и объемного содержания пара в сечении  $2 = 1,39$  м / - / - эксперимент, / - / - расчет с помощью модели, учитывающие вскипание в объеме, на стенках канала и дробление пузырьков; / - / - не учитывающие их; / - / - с помощью равновесной модели  $P_0 = 6,9$  МПа,  $T_0 = 515$  К.

Сопоставление их с экспериментальными осциллограммами, снятыми в тех же сечениях канала, показывает, что расчеты по модели, предложенной в данной работе, наиболее точно описывают динамику процесса разгерметизации сосуда конечной длины.

Распределение числа пузырьков, объемного содержания пара по длине канала в различные моменты времени при прохождении «медленной» волны разрежения предоставлены на рис. 3.

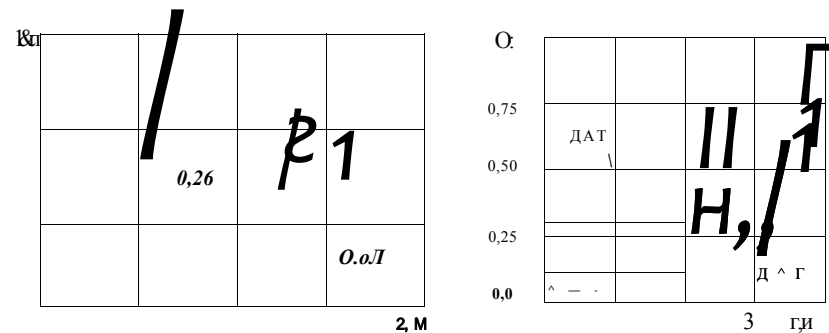


Рис. 3. Распределение параметров по длине канала при движении медленной волны разрежения. Цифры на графике соответствуют времени в секундах.

На рис. 4. показано изменение по длине канала диаметра пузырьков, температурной неравновесности  $\Delta T^* = T_s - T_l$ , разности скоростей фаз и скорости потока в момент времени  $t \ll 0,1$  с.

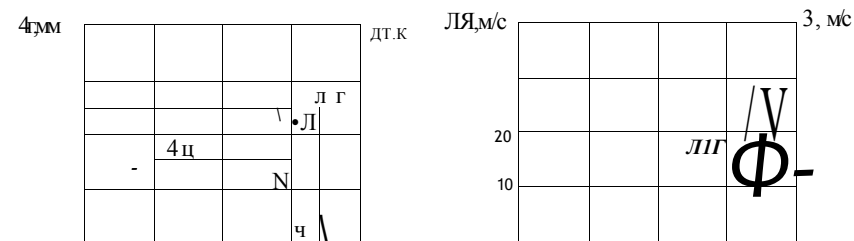


Рис. 4. Распределение параметров по длине канала в момент времени  $t = 0,1$  с.

Важное прикладное значение имеет зависимость массы жидкости, покинувшей сосуд, от времени. Эта характеристика системы позволяет определить массу оставшейся в активной зоне /сосуде/ жидкости, что необходимо для расчета элементов систем безопасности энергоустановок. На рис. 5. представлены результаты расчета с помощью различных моделей изменения во времени отношения массы смеси, покинувшей сосуд, к начальной массе жидкости в нем при начальных параметрах:  $P_0 = 6,9$  МПа,  $T_0 = 515$  К.

Сравнение результатов расчета по различным моделям показывает, что модель, учитывающая вскипание в объеме, на стенках трубы, а также дробление пузырьков, предсказывает наиболее медленное опорожнение системы.

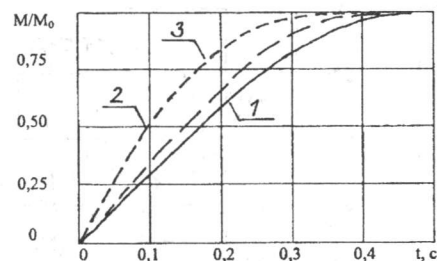


Рис. 5. Временная зависимость отношения массы жидкости, покинувшей сосуд, к ее первоначальной массе. 1 – расчет с помощью модели, учитывающей вскипание в объеме, на стенках трубы и дробление пузырьков; 2 – с помощью равновесной модели; 3 – модели, не учитывающей дробление.

В литературе имеются сведения о разных критериях применимости равновесной модели. Существование различных подходов и оценок для области применимости равновесной модели указывает на отсутствие единой точки зрения в данном вопросе, что обуславливает необходимость дальнейшего его рассмотрения.

Расчетный анализ показывает, что характерное время установления межфазного равновесия  $t_{\phi} = 10^{-2}$  с. Характерное время опорожнения канала можно оценить из соотношения  $t_1 = L/C$ , где  $C$  – равновесная скорость звука при температуре 515°K, а  $L$  – длина канала. Для длинного десятиметрового канала  $t_1 = 0,4$ с, а для короткого метрового канала  $t_1 = 4 \cdot 10^{-2}$  с. Как видно для канала длиной  $L = 10$  м справедливо  $t_1 \gg t_{\phi}$ , а для канала длиной  $L = 1$  м  $t_1 \sim t_{\phi}$  являются величинами одного порядка. Следовательно, температурная неравновесность в длинном канале проявится слабее, а температурная неравновесность в коротком канале проявится гораздо сильнее.

Зависимость давления от времени в различных сечениях каналов с начальным условием  $P_0 = 6,9$ МПа и  $T_0 = 515$ К соответствующей эксперименту Эдвардса /1970/ показало, что температурная неравновесность существенно вблизи выхода из обоих каналов. Кроме того получено, что по мере удаления от открытого конца канала термодинамическая неравновесность уменьшается.

Другим параметром, сильно влияющим на температурную неравновесность является счетная концентрация зародышевых пузырьков в перегретой воде  $n_0$ . С увеличением  $n_0$  увеличивается межфазная поверхность, а это означает, что увеличивается интенсивность теплообмена между фазами, кипение идет интенсивнее и релаксация температурной неравновесности фаз происходит быстрее. Поэтому результаты по давлению температурно-неравновесной и равновесной моделей при увеличении  $n_0$  сближаются.

Результаты исследования истечения вскипающей жидкости из цилиндрического сосуда через длинный цилиндрический патрубок относительно рас-

пространения волн разрежения в различные моменты времени представлены на рис. 6.

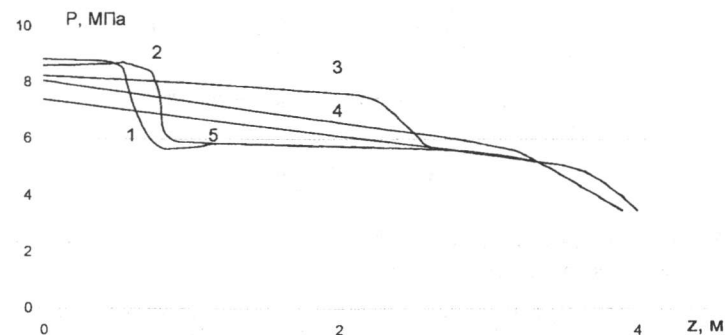


Рис. 6. Распределение давления в патрубке для различных моментов времени.  $P_0 = 8,9$ МПа,  $T_0 = 553$ К. 1 –  $t = 3,26$ мс, 2 –  $t = 4,88$ мс, 3 –  $t = 6,48$ мс, 4 –  $t = 8,09$ мс, 5 –  $t = 11,3$ мс.

После того, как волна разрежения, движущаяся к сосуду за время  $t = 3,26$ мс, проникает в него, жидкость вблизи границы между сосудом и патрубком резко ускоряется, что приводит к возникновению волны сжатия, которая распространяется в направлении открытого конца канала ( $t = 4,88$ мс,  $t = 6,48$ мс).

В дальнейшем ( $t = 8,0$ мс,  $t = 11,3$ мс) волновые процессы постепенно затухают. Опорожнение канала носит квазистатический или практически гомобарический характер, когда давление практически однородно вдоль канала и зависит только от времени, а роль волновых процессов становится несущественной уже после только что отмеченного затухания.

Установлено также, что с увеличением центров кипения  $n_0$  волновые процессы в патрубке убывают. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что вскипание жидкости при разгерметизации патрубка способствует затуханию волновых процессов в нем.

В четвертой главе приводится математическая модель термодинамически неравновесного вскипающего потока в двумерной постановке. Исследуется вскипающая жидкость из сосуда с длинным патрубком. Отметим, что течение в реальных конструкциях энергетических установках являются существенно одномерными.

При разработке математической модели термодинамически неравновесного вскипающего потока в двумерном случае принимаем те же допущения, что и в § 2.1 главы 2. Тогда уравнения сохранения массы, импульса и энергии парожидкостной смеси осесимметричного течения в цилиндрических координатах  $z, r$  имеет вид:

$$\int_{01} (p_2) + V_{02} (P^{*2}) + T_{01} = 0 \quad (4.1)$$

$$\int_{01} (p_2) + I \left[ \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_2^2} \right] + I \frac{d(\rho_2)}{dt} = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dt} (\rho_2) + \frac{d}{dz} (\rho_2 u) + \frac{d}{dz} (\rho_2 u^2) = p, \quad (4.3)$$

$$\int_{01} (e) + \int_{02} (e + p) + \int_{01} [(e + p) u] = 0, \quad (4.4)$$

Уравнение межфазного теплообмена и уравнение для счетной концентрации пузырьков соответственно равны:

$$\frac{d}{dt} (p^2) + \frac{d}{dz} (p u) + \frac{d}{dz} (p u^2) = \dots \quad (4.5)$$

$$\frac{d}{dt} (n_2) + \frac{d}{dz} (n_2 u) + \frac{d}{dz} (n_2 u^2) = \dots \quad (4.6)$$

где  $\rho, V, m$  - плотность, продольная, радиальная составляющая скорости парожидкостной смеси,  $e, p, u, n$  - полная энергия, давление, внутренняя энергия, а также концентрация пузырьков парожидкостной смеси,  $z, z'$  - продольная и радиальная компонента пространственной переменной,  $t$  - время,  $\theta$  - интенсивность теплообмена между фазами,  $I$  - интенсивность массообмена между фазами.

Рассмотрим систему, состоящую из сосуда длиной  $B = 3$  м, диаметром  $O = 0,3$  м и патрубка длиной  $B = 1,05$  м, диаметром  $O = 0,105$  м. В начальный момент давление  $P_0 = 8,6$  МПа, и температура  $T_0 = 502$  К теплоносителя поддерживались постоянными. В нулевой момент времени давление на выходе снижается по экспоненциальному закону с характерным временем  $\tau_y = 310$  с от начального  $P_0 = 8,6$  МПа до атмосферного. В результате чего начинается течение, сопровождающийся вскипанием теплоносителя. Исследуем закономерности процессов опорожнения системы.

Расчет проводился для одномерной, двумерной термодинамической неравновесной моделей и сравнивался с результатом эксперимента. Установлено, что двумерная модель лучше описывает волновые процессы истечения, чем одномерная.

Получено, что истечение воды из сосуда через патрубок представляет собой сложный волновой процесс. В течение первых трех миллисекунд ( $\sim 3$  мс) после начала разгерметизации в патрубке распространяются волны разрежения, которые движутся от выхода к входу в патрубок, и волны сжатия ( $\sim 3,5$  мс), которые движутся в обратном направлении. Затем при  $t > 10$  мс наступает режим постепенного снижения давления в сосуде и по всей длине патрубка.

Интересно отметить, распределение давления по радиусу для различных поперечных сечений сосуда и патрубка при  $t = 9,5$  мс показывает, что вблизи места стыковки патрубка и сосуда имеется локальный минимум давления. А анализ линии равного объемного паросодержания в сосуде с патрубком в тот же момент времени  $t = 9,5$  мс показывает, что вблизи места соединения патрубка и сосуда возникает локальный максимум паросодержания, обусловленный более интенсивным вскипанием воды в области пониженного давления. Получено также, что при  $z < 3,6$  м объемное паросодержание вблизи стенки патрубка повышено. Соответственно в области, прилегающей к продольной оси симметрии паросодержание минимально. Вследствие этого вблизи входа в патрубок имеются характерные «языки», образованные линиями постоянного паросодержания. Для  $z > 3,6$  двумерные эффекты становятся несущественными.

Зависимость давления от времени в различных точках на продольной оси симметрии цилиндрического патрубка, соединенного с сосудом показывает, что волновые процессы наиболее интенсивны вблизи входа в патрубок.

Анализ линии тока показывает, что линии тока в патрубке образуют расширяющееся сопло с минимальным сечением у входа в патрубок. Двумерные расчеты по термодинамической равновесной модели, приведенные в данной работе показали, что в минимальном сечении сопла, образованного линиями тока, до звукового течения переходит в сверхзвуковое (по равновесной скорости звука). В расчетах по термодинамической неравновесной модели отношение скорости потока и замороженной скорости звука оказывается меньшим единицы везде, кроме выходного сечения патрубка, где реализуется критический режим течения.

Результаты расчета истечения вскипающей воды из сосуда большого объема через сопло Лавала представлено на рис. 7а. Из распределения числа Маха вдоль оси симметрии сопла длиной  $B = 14$  см в различные моменты времени следует, что за время  $t \sim 1$  мс на выходе из сопла устанавливается критический режим течения ( $M=1$ ), через  $6$  мс после начала истечения критический режим возникает также и в расширяющейся части сопла, ближе к минимальному сечению, чем к выходу. На отрезке времени  $13$  мс  $< t < 14,6$  мс и в расширяющейся части сопла между сечениями  $r=6$  см,  $r=9$  см устанавливается сверхзвуковой режим, причем число Маха достигает до  $1,18$ . В это же время между сечением  $z = 9$  см,  $z = 14$  см поток остается до звуковым.

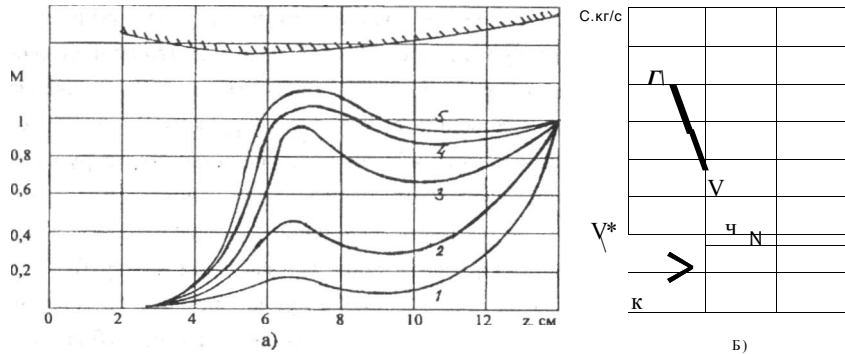


Рис. 7а, б. а - распределение отношения продольной скорости течения к заморозенной скорости звука (число Маха) вдоль оси продольной симметрии сопла. 1 -  $t=1,5$ мс, 2 -  $t=3$ мс, 3 -  $t=5,5$ мс, 4 -  $t=9,8$ мс, 5 -  $t=13-14,6$ мс.  $B=0,14$ м,  $P_0=1,32$ МПа,  $T_0=457$ К. Пунктирные линии 1, 2, 3 являются сечением сопла Лавали. б - зависимость расхода в различных поперечных сечениях сопла от времени. 1-расход вблизи выхода сопла. 2- расход в минимальном сечении сопла.

Таким образом, проведенный численный анализ показывает, что до минимального сечения канала вскипающий поток будет дозвуковым, в минимальном сечении канала реализуется критический режим вскипающего потока, а в расширяющейся части сопла течение может быть как сверхзвуковым, так и дозвуковым. Зависимость расхода вблизи выхода и минимальном сечении сопла (рис. 7б.) показывает, что расход на выходе из сопла достигает максимального значения за время  $4 \sim 1$ мс и затем существенно снижается, выходя на стационарный уровень. А в минимальном сечении сопла расход монотонно возрастает до тех пор, пока не сравняется с расходом из выходного сечения. Анализ линии равного паросодержания вскипающей воды показывает при истечении из сопла радиальное распределение паросодержания неоднородно, что объясняется, во-первых, интенсивным образованием новых пузырьков пара на стенках сопла и, во-вторых, радиальным распределением паросодержания в объеме.

В пятой главе исследуется задача о разрыве технологического канала в активной зоне РБМК в АЭС. Активная зона реактора представляет собой цилиндр высотой 7м и диаметром 11,8м. Она собрана из графитовых блоков размером 250X250мм. В ней находится 1693 топливных (технологических) каналов и 179 каналов системы управления. В одном топливном канале диаметром 88мм и толщиной 4мм находятся 18 твэлов (тепловыделяющиеся элементы) диаметром 13,6мм. В зазорах между твэлами течет теплоноситель (обычно это парово-

дяная смесь) под давлением 8 МПа, которая отводит из реактора тепло, выделяемое в твэлах. Ядерное топливо помещено в цилиндрическую оболочку из специального сплава и сконцентрировано в твэлах. В период эксплуатации АЭС может быть нарушен контакт между твэлом и омывающим его теплоносителем. В результате в поврежденном участке твэла из-за тепловыделения происходит разрыв технологического канала. Очевидно, что в данных условиях разрыв канала приведет к истечению вскипающей воды из канала в графитовую кладку. При этом доля газовой фазы в истекающем потоке будет велика из-за расширения потока при снижении давления и вскипания воды на горячей поверхности графита, так как разогретые графитовые блоки имеют температуру намного выше температуры теплоносителя в каналах. Оценки показывают, что на расстоянии порядка 0,1м от места разрыва истекающий из разрыва поток можно принять состоящим из одной газовой фазы. Воздействие перепада давления вблизи места разрыва и реактивные усилия, созданные потоком, могут привести к деформации соседних каналов и графитовой кладки. Деформация последней, в свою очередь, влияет на размеры зазоров между графитовыми блоками и, следовательно, на массовый расход теплоносителя из разрыва.

Таким образом, решалась задача о плоском нестационарном движении совершенного газа в активной зоне реакторного пространства РБМК.

Предлагаемая математическая модель состоит из системы уравнений газовой динамики, которые записаны в интегральной форме для области  $V$ , ограниченной поверхностью 8.

$$\frac{\partial I}{\partial t} (Y-pI) = - \frac{(pY, \mathcal{J} - \rho n T)_5}{5} \quad (5.1)$$

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (V(pe)) = \frac{pY, a^3 - / p V - n az}{5}$$

где

$$\delta = p e^+ \frac{P}{2} \quad (5.2)$$

Уравнение движения блока имеет вид:

Л

$$m \frac{dy}{dt} + 2/3 I \gamma + \kappa L y = G, \quad G = -\rho c I I \quad (5.3)$$

Здесь  $P$  - сила, приложенная к блоку;  $Dx$  и  $Dy$  — соответственно смещения блока относительно недеформированного состояния вдоль координатных осей  $x, y$ . В правой части (5.3) записана интегральная сумма силы давления, создаваемой потоком, обтекающим графитовый блок. Зависимость ширины щели от времени определялась решением уравнения движения для соответствующих блоков. На рис. 8. кривыми 1 и 2 показаны соответственно зависимости от времени для массового расхода из разрыва и давления  $p$  вблизи разрыва.

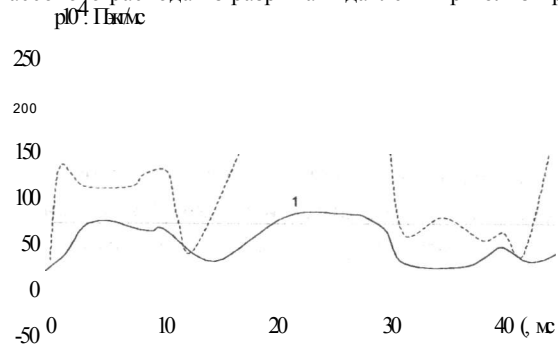


Рис.8. Зависимость от времени для величины массового расхода - 1 из разрыва и давления - 2 вблизи места разрыва.

Видно, что увеличение давления в окрестности разрыва (что происходит из-за увеличения ширины зазора) сопровождается увеличением массового расхода. Полученные результаты показывают, что решение задачи об истечении потока сжатого газа в межблочное пространство, деформации которого зависят от воздействия потока, является нестационарным и сопровождается колебаниями кладки с распространением волн давления, причем за время  $t=20$ мс давление вблизи места разрыва достигает величины, равной 25 атм.

**В шестой главе** исследуются течения опускающего и восходящего потоков, которые имеет место при разгерметизации активной зоны водо-водяного реактора /ВВЭР/ АЭС. Найдено условие для установления стационарного противоточного течения, получено соотношение типа Уоллиса, регулирующее расходы опускающего и восходящего потоков.

Одним из важных моментов исследования в этой главе является вопрос о гиперболичности системы уравнений двухфазных потоков. Необходимо отметить этому вопросу всегда уделялись особое внимание (Л. В. Овсянников, 1979). Негиперболичность двухскоростных уравнений отмечалась в работах Х. А. Рах-

матулина (1956), А. Н. Крайко, Л. Е. Стернина (1965), Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко /1979/, Р. И. Нигматулина /1987/ и она усложняет реализацию численных решений. Другими словами, решения системы уравнений оказываются неустойчивыми по отношению к малым возмущениям начальных условий.

Система уравнений двухфазной гидродинамики записывались в виде

$$\partial(p^\circ, a_1) / \partial t + 5(p^\circ, a_1, v_1) / \partial z = 0, \quad (6.1)$$

$$9(p^\circ, c_2) / \partial t + d(p^\circ, a_2, v_2) / \partial z = 0, \quad (6.2)$$

$$a_1 p^\circ [(3 v_1) / \partial x + |v_1| / \partial z] = -\mu \partial P / \partial z - P_{12} - P_{ж1} + p^\circ, a_1 \xi_2, \quad (6.3)$$

$$a_2 p^\circ [(3 v_2) / \partial x + |v_2| / \partial z] = -a_2 \partial P / \partial z + P_{,2} - P_{ж2} + p^\circ a_2 \xi_2. \quad (6.4)$$

где  $p_1 = p^\circ(p)$ ,  $p_2 = p^\circ_2(p)$  - плотности фаз,  $v_1, v_2$  - скорости соответственно несущей и дисперсной фазы,  $P$  - давление,  $a_2$  - объемное газосодержание,  $a_1 = 1 - a_2$ . Индекс 1 относится к жидкой несущей фазе, а 2 - к дисперсной газовой фазе. В правой части уравнений движения несущего и дисперсного потоков представлены силы, обусловленные градиентом давления  $\partial P / \partial z$ , взаимодействием потоков со стенкой канала  $P_{,1}$  и  $P_{ж2}$ , сила тяжести и сила межфазного взаимодействия  $P_{12}$ . Сила вязкого трения между стенкой канала и газовыми пузырьками  $P_{,2}$  считается малой и в дальнейшем не учитывается. Среднеобъемная сила межфазного взаимодействия:

$$P_{12} = P^\circ [ \langle x_2 (C_1 v_1 / \langle c_2 \rangle) - p^\circ, a_2 \chi_2 (C_1 v_2 / C_1 - C_1 v_2 / C_1) - p \tau a^2 p^\circ / 2 C_{11} M \Pi - \kappa_a \partial a_2 / \partial z - \kappa_{11} \delta I / \partial z ], \quad (6.5)$$

где первое слагаемое представляет собой силу Архимеда, второе - силу присоединенных масс для обтекаемых потоком жидкости сферических частиц постоянного радиуса, третье - силу межфазного трения, а четвертое и пятое - силы, обусловленные коллективным взаимодействием с жидкостью пузырьков, движущихся с проскальзыванием относительно жидкости.

Для системы уравнений (6.1) - (6.4) характеристическое уравнение имеет следующий вид:

$$(VI - A)^2 (y_2 - X)^2 / (p C^2) - (V - X)^2 \langle x_2 / p^\circ - (y_2 - X)^2 a_1 / p^\circ, = 0, \quad (6.6)$$

где  $1/p = a_1 / p^\circ + a_2 / p^\circ_2$ ,  $1/(p C^2) = a_1 / (p^\circ C_1^2) + a_2 / (p^\circ_2 C_2^2)$ .

В случае, когда квадрат отношения проскальзывания фаз  $1/v_2 - V^*$  к скорости звука в первой и второй фазах  $C_1, C_2$  можно считать величиной, пренебрежимо малой по сравнению с единицей, решение (6.2) имеет вид:

$$\hat{v}_{1,2} = P^\circ \sqrt{10(1 / p^\circ + Y_2 a_2 / p^\circ_2) + C}, \quad (6.7)$$

$$\hat{v}_{3,4} = P (Y_2 a_1 / p^\circ + V) a_2 / p^\circ_2 + 1 |v| (a_1 a_2 / (p^\circ, p^\circ_2))^{0.5}.$$

Решениям  $X_{1,2}$  соответствует распространение акустических возмущений, а комплексная пара решений обусловлена эффектами конвективного переноса

среды в газожидкостном потоке. Наличие комплексных корней характеристического уравнения указывает на негиперболичность системы уравнений (6.1) - (6.4) и некорректность постановки соответствующей задачи Коши.

При этом, если представления о структуре межфазных сил в различных моделях дисперсного потока можно считать установившимися, то этого нельзя сказать о соотношениях для коэффициентов при межфазных силах, таких, как сила межфазного трения, а также коэффициентов при дифференциальных слагаемых, соответствующих силе присоединенной массы и силам коллективного взаимодействия дисперсных частиц с обтекающим их потоком жидкости. По этой причине нами изучены коэффициенты при различных межфазных силах и выведены выражения для них, позволяющие свести задачу к гиперболической системе.

Предполагается, что все пузырьки имеют одинаковый радиус  $a$ . Численная концентрация пузырьков в объеме потока  $n$ . Величины  $a$ ,  $n$  и  $a_2$  связаны соотношением:  $n = 3/(4\pi a^3)$ . Тогда сила межфазного трения примет вид:  $\tau = K_n \mu \dot{\gamma}$  где  $E = U_2 - U_1$ ,

$$K_n = 3/8 \rho_1 / a C_n^0 |U|/a,$$

где  $C_n^0$  - коэффициент сопротивления для пузырька. Исходя из соображений размерности, можно предположить, что  $C_n^0$  является функцией чисел Рейнольдса, Лапласа, отношения плотностей  $\rho_1/\rho_2$ , отношения размера пузырька к диаметру канала  $a/T$ .  $1/a(a_2)$  - безразмерный коэффициент, учитывающий влияние объемного газосодержания  $\phi$  (т.е. неодианочности дисперсных частиц в потоке) на силу межфазного трения.

Коэффициенты  $K_n$ ,  $K_2$ , в соответствии со структурой соотношения (6.5), искались в виде:

$$K_n = K_n(\rho_1, \rho_2, C_n^0) \Pi(4/37) = Y_n C_n^0,$$

$$K_2 = Y_n(\rho_1, \rho_2, a_2) \Pi(n(4/3) a^3) = Y_n a_2 \Pi,$$

где  $Y_n$ ,  $Y_n$  - имеют размерность плотности.

В результате анализа, вид функций  $C_n^0$ ,  $\Pi$ ,  $Y_n$ ,  $Y_n$ , определялись исходя из сопоставления предлагаемой системы уравнений и эмпирических соотношений Зубера-Финделя:

$$C_n^0 = 8/3 a \Pi / C_n^0 (Y_n, \rho_2/\rho_1), \quad \Pi = (a + (\rho_2/\rho_1)^{0.5} c c_2)^2,$$

$$K_n = \rho(1 + X_{шр}^0 / \rho) - a_2 (\rho^0, -\rho^2) 8 a^2 / d, \quad (6.8)$$

$$Y_n = 2a, \quad a_2 (\rho^0 - \rho^2) (1 + 5_n/0),$$

где  $5_n = (1 - (\rho_2/\rho_1)^{0.5}) / a^2$ . Чтобы сопоставить полученные соотношения для  $Y_n$ ,  $Y_n$  с результатами А.Е. Крошила, В.Е. Крошила, запишем соотношение,

следующее из (6.8) для межфазной силы, действующей на одну частицу в потоке жидкости при условии, что  $\rho_2/\rho_1 \ll 1$ ,  $a_2 \ll 1$ , без учета межфазной силы трения:

$$P_{1,2} = 4/3 \lambda a^3 \rho^0 [(cK^0/cK - 1/2(c1y_2/cK - c^0/L) - K_2 |J^2 \partial a_2 / \partial z - K_2 a_2 |J \partial M \partial x. |]$$

Для данной работы  $K_1=1,5$ ;  $K_2=3$ . В указанной работе  $K_1=0,6$ ;  $K_2=0,9$ . При выполнении (6.8) система уравнений (6.1) - (6.4) имеет характеристики

$$A_1 = Ua, \quad A_2 = -U/a.$$

Показаны, что конвективные характеристики системы уравнений также вырождены и равны  $\lambda a$ . Численные эксперименты показывают, что постановка задачи Коши для системы уравнений (6.1) — (6.4) корректна.

Таким образом, предложена гиперболическая система уравнений двухфазной гидродинамики, учитывающая соотношение Зубера-Финделя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы и результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Впервые разработаны математические модели нестационарного термодинамически неравновесного пузырькового потока, истекающая из сосудов высокого давления при разгерметизации сосуда с различной геометрией в одномерном и двумерном случае, учитывающие вскипание на стенках, в объеме сосуда, а также дробление пузырьков на процесс истечение.

В результате численных исследований:

- установлено, что термодинамическая неравновесность потока возрастает при сокращении длины канала, счетной концентрации пузырьков  $n$ , от закрытого конца канала к выходу из канала;

- установлено, что увеличение начального числа центров зародышеобразования, а также дробление пузырьков интенсифицирует теплообмен между фазами;

- выявлено, что процесс вскипания жидкости затормаживает опорожнение канала;

- найдено условие для определения времени  $\Pi$  межфазного равновесия в случае термодинамической неравновесности фаз пузырькового потока;

- показано, что в нестационарных истечениях на начальной их стадии ( $1 \sim 10^2$ С) для каналов радиусом 10см главным гетерогенным механизмом вскипания потока является кипение на примесных частицах, взвешенных в объеме, поскольку пузырьки, рожденные на поверхности стенки, сосредоточены при  $1 < \text{Ю}^0$  с вблизи нее;

- определено время затухания волновых процессов в системе, а также время выхода параметров вскипающей жидкости на квазистационарный режим течения;

среды в газожидкостном потоке. Наличие комплексных корней характеристического уравнения указывает на негиперболичность системы уравнений (6.1) - (6.4) и некорректность постановки соответствующей задачи Коши.

При этом, если представления о структуре межфазных сил в различных моделях дисперсного потока можно считать установившимися, то этого нельзя сказать о соотношениях для коэффициентов при межфазных силах, таких, как сила межфазного трения, а также коэффициентов при дифференциальных слагаемых, соответствующих силе присоединенной массы и силам коллективного взаимодействия дисперсных частиц с обтекающим их потоком жидкости. По этой причине нами изучены коэффициенты при различных межфазных силах и выведены выражения для них, позволяющие свести задачу к гиперболической системе.

Предполагается, что все пузырьки имеют одинаковый радиус  $a$ . Численная концентрация пузырьков в объеме потока  $n$ . Величины  $a$ ,  $n$  и  $\rho_2$  связаны соотношением:  $n = 3/(4\pi a^3 \rho_2)$ . Тогда сила межфазного трения примет вид:  $F_{\text{тр}} = k_{\text{тр}} \Gamma$  и  $\Gamma = \rho_2 U^2$ ,

$$k_{\text{тр}} = 3/8 \rho_2^0 / a C_{\text{тр}}^0 \chi / a,$$

где  $C_{\text{тр}}^0$  - коэффициент сопротивления для пузырька. Исходя из соображений размерности, можно предположить, что  $C_{\text{тр}}^0$  является функцией чисел Рейнольдса, Лапласа, отношения плотностей  $\rho_2^0 / \rho_1^0$ , отношения размера пузырька к диаметру канала  $a/T$ .  $1/a(a_2)$ - безразмерный коэффициент, учитывающий влияние объемного газосодержания  $a_2$  (т.е. неединичности дисперсных частиц в потоке) на силу межфазного трения.

Коэффициенты  $k_{\text{тр}}$ ,  $\Gamma$  в соответствии со структурой соотношения (6.5), искались в виде:

$$k_{\text{тр}} a = (\rho_1^0, \rho_2^0, a_2) \Gamma^2 n (4/3 \pi a^3) = K_{\text{тр}} a_2 M^2, \\ = K_{\text{тр}} (\rho_1^0, \rho_2^0, a_2) \Gamma n (4/3 \pi a^3) = K_{\text{тр}} a_2 \Gamma.$$

где  $\rho_1^0, \rho_2^0$  - имеют размерность плотности.

В результате анализа, вид функций  $C_{\text{тр}}^0$ ,  $\chi/a$ ,  $K_{\text{тр}}$ ,  $\Gamma$ , определялись исходя из сопоставления предлагаемой системы уравнений и эмпирических соотношений Зубера-Финделя:

$$C_{\text{тр}}^0 = 8/3 a / C_{\text{тр}} (Y_e, \rho_2^0 / \rho_1^0), \quad \chi/a = (a + (\rho_2^0 / \rho_1^0)^{0.5} a_2)^2, \\ K_{\text{тр}} = \rho_1^0 (1 + X_{\text{тр}} \rho_2^0 / \rho_1^0) - A, \quad a_2 (\rho_1^0 - \rho_2^0) 8 c^2 / O, \\ Y_e = 2a, \quad a_2 (\rho_1^0 - \rho_2^0) (1 + 5 a / d),$$

где  $5_a = (1 - (\rho_2^0 / \rho_1^0)^{0.5}) U_m / a^{n_2}$ . Чтобы сопоставить полученные соотношения для  $Y_e$ ,  $K_{\text{тр}}$ , с результатами А.Е. Крошила, В.Е. Крошила, запишем соотношение,

следующее из (6.8) для межфазной силы, действующей на одну частицу в потоке жидкости при условии, что  $\rho_2 / \rho_1 \ll 1$ ,  $a_2 \ll 1$ , без учета межфазной силы трения:

$$P_{\text{тр}} = 4/3 \rho_2 a^3 \rho_1^0, \quad [(\rho_2^0 / \rho_1^0) - 1 - 1/2 C_{\text{тр}}^0 C_{\text{тр}} - C_{\text{тр}} / 11] - \\ - K_{\text{тр}} \rho_2 a_2 / d \Gamma - K_2 a_2 \Gamma / d \Gamma].$$

Для данной работы  $K_{\text{тр}} = 1,5$ ;  $K_2 = 3$ . В указанной работе  $K_{\text{тр}} = 0,6$ ;  $K_2 = 0,9$ . При выполнении (6.8) система уравнений (6.1) - (6.4) имеет характеристики

$$X_1 = Y_e, \quad X_2 = \dots$$

Показаны, что конвективные характеристики системы уравнений также вырождены и равны  $u_{\text{к}}$ . Численные эксперименты показывают, что постановка задачи Коши для системы уравнений (6.1) - (6.4) корректна.

Таким образом, предложена гиперболическая система уравнений двухфазной гидродинамики, учитывающая соотношение Зубера-Финделя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы и результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Впервые разработаны математические модели нестационарного термодинамически неравновесного пузырькового потока, истекающая из сосудов высокого давления при разгерметизации сосуда с различной геометрией в одномерном и двумерном случае, учитывающие вскипание на стенках, в объеме сосуда, а также дробление пузырьков на процесс истечение.

В результате численных исследований:

- установлено, что термодинамическая неравновесность потока возрастает при сокращении длины канала, счетной концентрации пузырьков  $n$ , от закрытого конца канала к выходу из канала;

- установлено, что увеличение начального числа центров зародышеобразования, а также дробление пузырьков интенсифицирует теплообмен между фазами;

- выявлено, что процесс вскипания жидкости затормаживает опорожнение канала;

- найдено условие для определения времени  $\tau$ , межфазного равновесия в случае термодинамической неравновесности фаз пузырькового потока;

- показано, что в нестационарных истечениях на начальной их стадии ( $1-10^2$ с) для каналов радиусом 10см главным гетерогенным механизмом вскипания потока является кипение на примесных частицах, взвешенных в объеме, поскольку пузырьки, рожденные на поверхности стенки, сосредоточены при  $1 < 10^2$ с вблизи нее;

- определено время затухания волновых процессов в системе, а также время выхода параметров вскипающей жидкости на квазистационарный режим течения;



- установлена область дозвукового и сверхзвукового режимов вскипающего потока в сопле Лавалья;

- выявлено, что сравнение одномерной и двумерной моделей с экспериментальными данными позволяет в ряде важных для практики случаев (для патрубков ( $\text{Re} > 50$ )) проводить расчеты по одномерным расчетным моделям;

- установлено, что при истечении вскипающего потока из большого объема в патрубок во входном участке последнего возникает существенная неоднородность давления. Вблизи стенки патрубка давление может оказаться значительно меньшим, чем вблизи продольной оси симметрии. Неоднородность распределения давления может вызвать сильную неоднородность в распределении паросодержания в поперечном сечении патрубка.

2. Впервые разработана математическая модель течения газа в активной зоне реактора РБМК в АЭС в нестационарной двумерной постановке, учитывающая деформации и колебательные движения графитовых блоков при разрыве технологического канала.

Численные расчеты показали, что большие градиенты давления достигаются вблизи места разрыва. Разрыв технологического канала с последующим истечением теплоносителя в кладку сопровождается колебаниями кладки с распространением волн давления, причем за время  $t = 20$  мс давление вблизи места разрыва достигает величины равную 25 атм., что необходимо учитывать при проектировании реактора РБМК в АЭС.

3. Разработана математическая модель двухфазного потока с баротропными компонентами, учитывающая коэффициенты межфазных сил трения, взаимодействие между дисперсными частицами, соотношение Зубера-Финдлера и при этом найдены конкретные выражения для определения функций:  $C_{\mu}^{\circ}$  - коэффициент сопротивления пузырька;  $y_0(a_2)$  - безразмерный коэффициент, учитывающий влияние объемного газосодержания  $a_2$  на силу межфазного трения;  $K_a$ ,  $K_{\mu}$  - параметры, определяющие взаимодействие между дисперсными частицами.

#### СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Ашбаев А.А. Распространение ударной волны в трубе. «Исслед. по интегро-дифф. уравнениям» - Бишкек: Илим, 1992 - Вып. 24. С. 215 - 220.
2. Ашбаев А.А., Нигматулин Р.И., Канцырев Б.Л. Расчетная программа для анализа нестационарных двумерных пароводяных потоков. Известия АН КР - Бишкек: Илим, 1992. С. 79- 88.
3. Ашбаев А.А. Гидродинамическая модель противоточного течения. Сб. научн. трудов «Проблемы научно технического прогресса». - Фергана-Ош: 1995. С. 7-9.
4. Ашбаев А.А. Расчетный анализ установления противоточного течения в вертикальном необогреваемом канале. Исслед. по интегро-диффер. уравнениям. - Бишкек: Илим, 1998. С. 298 - 305.

5. Ашбаев А.А., Алыбаев А.М. К вопросу моделирования противоточного течения. Проблемы автоматики и управления - Бишкек: Илим, 1998. С. 105- 107.
6. Ашбаев А.А., Алыбаев А.М. Устойчивость стационарного решения противоточного течения. Проблемы автоматики и управления - Бишкек: Илим, 1998. С. 108-113.
7. Ашбаев А.А. Исследование движения воды при некотором ограничении. Сб. научн. трудов ОшГУ. - Ош: 1999. С. 252 - 257.
8. Ашбаев А.А. Исследование движения жидкости с пузырьками пара. Сб. научн. трудов ОшГУ. - Ош: 1999. С. 257 - 262.
9. Ашбаев А.А. Волновые процессы в реакторном пространстве РБМК при разгерметизации технологического канала. Исслед. по интегро-дифферен. уравнениям. - Бишкек: Илим, 1999. - Вып.28. С. 324 - 328.
10. Ашбаев А.А. Методика расчета давления в активной зоне РБМК без учета тепловыделения. Исслед. по интегро-дифферен. уравнениям - Бишкек: Илим, 1999.-Вып. 28. С. 319-323.
11. Ашбаев А.А. Математическая модель задачи о разрыве технологического канала. Проблемы автоматики и управления - Бишкек: Илим, 1999. С. 142-149.
12. Ашбаев А.А. Исследование течения теплоносителя в реакторном пространстве с учетом деформации границ. Проблемы автоматики и управления-Бишкек: Илим, 1999. С. 150- 158.
13. Ашбаев А.А. Математическое моделирование нестационарного движения газа в области с подвижными границами. Исслед. по интегро-дифферен. уравнениям. - Бишкек: Илим, 2000. - Вып. 29. С. 374 - 378.
14. Ашбаев А.А. Устойчивость стационарного решения противоточного течения с учетом тепловыделения. Исслед. по интегро-дифферен. уравнениям. - Бишкек: Илим, 2000. - Вып. 29. С. 363 - 368.
15. Ашбаев А.А. Исследование противоточного течения на основе нестационарной системы уравнений многофазной гидродинамики. Исслед. по интегро-дифферен. уравнениям. - Бишкек: Илим, 2000.- Вып. 29. С. 369-373.
16. Ашбаев А.А. Построение гиперболической системы уравнений для исследования противоточного течения. Проблемы автоматики и управления - Бишкек: Илим, 2000. С. 355 - 359.
17. Ашбаев А.А. Моделирование нестационарных процессов в активной зоне реактора. Проблемы автоматики и управления - Бишкек: Илим, 2000. С. 350-354.
18. Ашбаев А.А. Двухжидкостная гидродинамическая модель с вырождением конвективных характеристик для расчета нестационарных пузырьковых течений. Известия ОшГУ.-Ош: 2001. Вып.1. С. 136-141.
19. Канцырев Б.В., Ашбаев А.А. Расчетный анализ нестационарного обтекания плоской деформируемой решетки потоком газа. - Москва: Наука, ТВТ, 2001. Т. 39, №2. С. 292-296.

20. Канцырев Б. В., Ашбаев А.А. Двухжидкостная гидродинамическая модель пузырькового потока. - Новосибирск: СО РАН, ПМТФ, 2001. Т. 42, № 6, С. 64 - 72.
21. Ашбаев А.А. Влияние пристенных пузырьков пара на процесс истечения вскипающей жидкости из канала. Известия ВУЗов. - Бишкек: 2002. С. 127- 129.
22. Ашбаев А.А. Исследование нестационарного истечения вскипающей воды в термодинамически неравновесном приближении. Известия ВУЗов. - Бишкек: 2002. С. 20 - 23 .
23. Ашбаев А.А. Исследование истечения вскипающей жидкости из сосуда через патрубок. Известия ОшТУ. - Ош: 2002. Вып.1. С. 104 - 109.
24. Ашбаев А.А. Нестационарные двумерные истечения из сосуда с патрубком. Известия ОшТУ. - Ош: 2002. Вып.1. С. 109 - 114.
25. Канцырев Б.В., Ашбаев А.А. Двухжидкостная гидродинамическая модель пузырькового потока. - Москва: Наука, ТВТ, 2002. Т. 40, № 1. С. 100 - 108.
26. Ашбаев А.А. Аналитическое исследование системы уравнений двухфазных потоков. Материалы Республиканской научно-практической конференции «Экология и природные ресурсы Тянь-Шаня» - Ош: 2002. С. 154- 157.
27. Ашбаев А.А. Численное исследование одномерных нестационарных уравнений парожидкостных потоков. Материалы Республиканской научно-практической конференции «Экология и природные ресурсы Тянь-Шаня» - Ош: 2002. С. 162- 166.
28. Ашбаев А.А. Исследование истечения вскипающей жидкости из сосуда через патрубок. Наука и новые технологии. - Бишкек.: 2002. № 3. С. 22-25.
29. Канцырев В. Б. и Ашбаев А. А. Расчетная модель течения в каналах // *Известия РАН. Энергетика*. 2001. № 2, с. 272-276.
30. Канцырев В. Б. и Ашбаев А. А. ТУО - Решённые задачи о газ-жидкостных потоках // *Известия РАН. Энергетика*. 2001. № 6, с. 979-985.
31. Канцырев В. Б. и Ашбаев А. А. ТУО-Решённые задачи о газ-жидкостных потоках // *Известия РАН. Энергетика*. 2002. № 1, с. 92-99.
32. Ашбаев А. А. Нестационарные двухфазные потоки в узлах энергетических установок. - Ош.: 2003.-162 с.
33. Ашбаев А. А. Исследование термодинамически неравновесного втекающего потока в двумерной постановке // Научная конференция, посвященная 75-летию со дня рождения акад. В. А. Мельникова. Сб. докладов под ред. Чл-корр. РАН Ю.И. Митропольского.-М.: ИМВС. -2003.-С.125-128.
34. Ашбаев А. А. Истечение вскипающей жидкости из каналов // Научная конференция, посвященная 75-летию со дня рождения акад. В. А. Мельникова.

ва. Сб. докладов под ред. Чл-корр. РАН Ю.И. Митропольского.-М.: ИМВС. -2003.-С.132-136.

**«Булуусуюктук агымдарындагы стационардык эмес жана толкун процесстери» атуу Ашбаев А.А. тин диссертациясынын  
АННОТАЦИЯСЫ**

Сунушталган диссертациялык эмгектин негизги максаты болуп газдын, булуусуунун ар турдуу канапдардагы, трубалардагы жана идиштердеги агымын теориялык жана эсептик жол менен изилдоо эсептелинет. Изилдоонун негизинде көп фазалуу механикадагы массанын, кыймыл санынын жана энергиянын бир, эки оломдуу стационардык эмес учурдагы сакталуу закондору жатат жана термодинамикалык тен салмаксыздык учуру каралат. Корсотулгон закондордун чечимдери белгилүү болгон С. К. Годуновдун эсептоо ыкмасы аркылуу табылат.

Натыйжада: булуусуунун агымына таасир беруучу ар турдуучу факторлор бар экендиги аныкталынды; биринчи жолу Зубер-Финдлей туюнтмасын камтыган болукчолуу агымдардын гидродинамикалык моделдери сунуштапынды; биринчи жолу эки оломдуу решетканы айланып откон жана аны деформацияга дуушар кылган трубадан чыккан агымдын эсептик модели келтирилди; эсептоодогу келип чыккан чечимдер, эксперименттик фактылар менен салыштырылды.

**АННОТАЦИЯ**

**на диссертацию Ашбаева А.А. «Нестационарные и волновые процессы в парожидкостных средах»**

Данная диссертационная работа представляет собой расчетно-теоретическое исследование волновых нестационарных процессов в различных каналах, трубах и сосудах.

Исследования проводились на основе законов сохранения массы, количества движения и энергии механики многофазных сред в термодинамически неравновесном, одномерном и двумерном приближениях и были численно решены одним из известных методов С.К. Годунова. В работе: проведен анализ влияния различных механизмов кипения в потоке на режим течения; впервые предложена двухфазная гидродинамическая модель дисперсного потока, выбор параметров которой учитывает соотношение Зубера - Финдлея, как замыкающее соотношение; впервые представлена расчетная модель истечения газового потока из трубопровода с обтеканием двумерной решетки, деформируемой потоком; сопоставлены результаты численных решений с экспериментальными данными.

## ANNOTATION

of A. A. Ashbaev's dissertation paper "Non – stationary and wave processes in vaporous – liquid media "

The dissertation paper presents calculated theoretical investigation of wave non-stationary processes in streaming of gas and steam-fluid flows in different canals, tubes and vessels.

The researches were made on the basis of the law of conservation of mass, quantity of movement and energy of mechanics of multiphase mediums in thermodynamic non-balance, one-dimensioned and two-dimensioned approaches and were numerically solved by one of the well-known methods of S.K.Godunov.

In the paper: the analysis of the influence of various mechanisms of boiling in steam-fluid flow on the regime of the stream is made; two-fluid hydro-dynamic model of disperse flow, the choice of parameters of which takes into account correlation of Zuber-Findley, as closed correlation is suggested; calculated model of flowage of gas-stream out of pipe-line with stream-line of two-dimensioned cell, deformed by the flow is presented; the results of numerical solutions with experimental data are compared.



Подписано в печать 14.05.2004 г.

Формат: 60x84 1/16  
Заказ: 24

Объем: 2,125 п.л.  
Тираж: 100 экз.

---

ОшГУ, Издательский центр "Билим".  
г. Ош, ул. Ленина, 331, каб.135., тел.: 7.20.61

