

На правах рукописи

Ястребов Арсений Константинович

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПАРОВЫХ ПЛЕНКАХ МЕТОДАМИ
МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ**

Специальность 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Специальность 05.04.03 – Машины и аппараты, процессы холодильной и криогенной техники, систем кондиционирования и жизнеобеспечения

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Москва 2004

Работа выполнена на кафедре низких температур Московского энергетического института (технического университета)

Научный руководитель: д.т.н., проф. Крюков Алексей Павлович

Научный консультант: д.ф.-м.н. Черемисин Феликс Григорьевич

Официальные оппоненты:

Ведущая организация:

Защита состоится “...”2004 года в часов на заседании диссертационного совета Д 212.157.04 при Московском энергетическом институте (техническом университете) по адресу: Москва, Красноказарменная ул., д. 14, корп. И, малый актовй зал

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МЭИ (ТУ)

Отзывы на автореферат просим направлять по адресу: 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, Ученый совет МЭИ (ТУ)

Автореферат разослан

“...”2004 года

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.157.04
к.ф.-м.н., доцент

В.И. Мика

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. В различных областях науки и техники встречаются задачи, связанные с процессами тепломассопереноса при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью. Термин «сильно нагретое» в данном случае означает, что температура этого тела намного больше температуры окружающей жидкости. В различных приложениях горячее тело может быть как твердым, так и жидким, а между ним и холодной жидкостью существует паровая пленка. Одной из важных проблем подобного рода является паровой взрыв, связанный с быстрым образованием большого количества пара из-за увеличения интенсивности подвода тепла к холодной жидкости, что, в свою очередь, является следствием дробления горячих включений. Наиболее опасным является паровой взрыв при аварии на АЭС, но он может возникать и в других областях промышленности. Другой важной задачей о взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью является кипение сверхтекучего гелия (He-II). Особенностью этого вещества является наличие только пленочного режима кипения. Для He-II характерна очень высокая эффективность теплопереноса, и из-за малого термического сопротивления жидкости неравновесные эффекты на межфазной поверхности могут быть существенными и определяющими основные закономерности процессов переноса.

Температура горячего тела может быть больше температуры холодной жидкости в несколько раз (для кипения He-II – даже в несколько десятков раз). Вследствие этого процессы переноса в паровой пленке, разделяющей горячее тело и холодную жидкость, характеризуются существенным отклонением от локального термодинамического равновесия, так что применение для их описания традиционных методов механики сплошной среды не всегда корректно. В данной работе для описания процессов в паровой фазе и на межфазной поверхности применяются методы молекулярно-кинетической теории газов, необходимые количественные данные являются результатом решения кинетического уравнения Больцмана, применение которого оправдано при любой степени неравновесности.

Изучение процессов тепломассопереноса в паровых пленках, возникающих в таких случаях, составляет важное направление в рамках фундаментальной проблемы гидрогазодинамики и тепломассообмена, связанной с изучением явлений переноса на межфазной поверхности и в паре в существенно неравновесных условиях.

Цели работы. Главной целью работы является исследование нестационарных процессов тепломассопереноса в паровых пленках и

определение граничных условий на поверхности раздела фаз пар – жидкость, позволяющих замкнуть систему уравнений, описывающую взаимодействие сильно нагретого тела с холодной жидкостью. Также важной целью является апробация используемых методов и подходов, которые впервые применяются для решения рассматриваемых в настоящей работе задач.

Научная новизна работы заключается в оригинальном подходе к решению задач о нестационарном тепломассопереносе в паровых пленках при взаимодействии горячего тела с жидкостью. Для решения таких задач впервые был использован метод совместного численного решения уравнений Навье – Стокса и Больцмана. Также впервые в известной практике был разработан алгоритм решения кинетического уравнения Больцмана при заданном на границе тепловом потоке.

Практическая значимость результатов работы состоит в возможности их применения при решении различных прикладных задач, в которых необходим анализ развития паровой пленки на нагревателе. К таким задачам относятся, в частности, задачи об эволюции паровой полости при взаимодействии горячего тела с жидкостью.

Достоверность полученных результатов подтверждается проведенным многократным тестированием отдельных элементов используемых алгоритмов и всей задачи в целом. Используемые подходы к решению задачи о тепломассопереносе в паровой пленке приводят к стационарному состоянию, хорошо согласующемуся с решением, полученным другими методами. Сравнение расчетов для эволюции паровой пленки с экспериментальными данными косвенно подтверждает достоверность полученных в настоящей работе результатов.

Автор защищает

- Полученные методами молекулярно-кинетической теории новые результаты исследования нестационарных процессов тепломассопереноса в паровых пленках, образующихся при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью.
- Возможность использования стационарных кинетических соотношений для описания данных процессов.

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались и обсуждались на Третьей Российской национальной конференции по теплообмену (Москва, 2002 г.); VIII, IX и X международных научно-технических конференциях студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика» (Москва, 2002, 2003 и 2004 г.); Всероссийском семинаре «Кинетическая теория и динамика разреженных газов» (Новосибирск, 2002 г.); XIV Школе-семинаре молодых ученых и

специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках» (Рыбинск, 2003 г.).

Публикации. Материалы диссертационной работы изложены в 7 публикациях – 3 статьях и 4 тезисах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, имеет объем 119 страниц, включая 50 иллюстраций, 6 таблиц. Библиографический список включает 61 наименование.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируется предмет и методы исследования.

В главе 1 представлен обзор существующих работ, посвященных исследованию задач о взаимодействии горячих тел с жидкостями. Для теоретических работ особое внимание уделяется методикам учета неравновесности процессов переноса в паровой пленке и на поверхности раздела фаз пар – жидкость. Также в этой главе приводится краткое описание различных методов решения уравнения Больцмана.

В главе 2 формулируются физическая и математическая модели нестационарного тепломассопереноса в паровой пленке, возникающей при взаимодействии горячего тела и холодной жидкости.

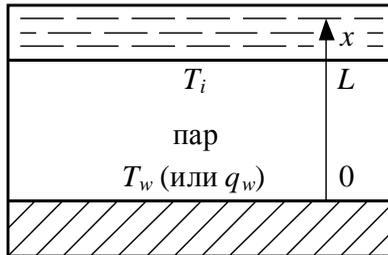


Рис. 1. Схема задачи о тепломассопереносе в паровой пленке при взаимодействии горячего тела с жидкостью.

В строгой постановке такая задача должна решаться совместно с задачами о переносе тепла в жидкости и о движении поверхности раздела фаз жидкость – пар, что необходимо для определения толщины паровой пленки и температуры поверхности жидкости. В связи со значительной сложностью такого подхода рассматривается упрощенная задача. Считается, что толщина паровой пленки и температура жидкости

постоянны, влиянием массовых сил можно пренебречь, а толщина пленки мала по сравнению с диаметром нагревателя. При этих допущениях любой элемент паровой пленки может рассматриваться как система, изображенная на рис. 1. Обозначения на данной схеме следующие: T_w – температура поверхности горячего тела (нагревателя), q_w – тепловая нагрузка на этой поверхности, T_i – температура поверхности холодной жидкости, x – координата, L – толщина пленки.

Процесс образования паровой пленки является достаточно сложным и в работе не рассматривается. Считается, что в начальный момент времени существует паровая пленка заданной толщины. До начала исследуемого нестационарного процесса температуры поверхностей одинаковы и равны T_i , пространство между ними заполнено паром в состоянии насыщения, система находится в равновесии. В начальный момент времени (при $t = 0$) в систему вносится возмущение: температура поверхности нагревателя увеличивается до заданной величины T_w или на эту поверхность подается заданная тепловая нагрузка q_w .

С одной стороны, вследствие подвода тепла к поверхности жидкости ее температура повышается, соответствующее данной температуре давление насыщения также растет и становится выше давления пара в пленке, что создает условия для испарения. С другой стороны, еще до нагрева жидкости тепло подводится к пару. В первом приближении процесс в паровой пленке можно рассматривать как изохорное нагревание: тепло подводится к пару при постоянном объеме, вследствие чего давление пара в пленке увеличивается и становится выше давления насыщения при температуре жидкости. В данном случае испарение невозможно, напротив, должна происходить конденсация пара. В связи с допущением о том, что температура поверхности жидкости постоянна, в рамках принятой физической модели возможна только конденсация. Представляется, что испарение возможно, если образующийся пар каким-либо образом может удаляться из паровой пленки.

Кинетическое уравнение Больцмана в одномерной нестационарной постановке записывается следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = J(f) \quad (1)$$

Здесь f – функция распределения молекул пара по скоростям; t – время; x – координата; ξ_x – проекция скорости молекулы на ось x ; J – интеграл столкновений:

$$J(f) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (f' f_1' - f f_1) |\bar{g}| b db d\epsilon d\xi_{1x} d\xi_{1y} d\xi_{1z} \quad (2)$$

где $f = f(\xi)$, $f_1 = f(\xi_1)$, $f' = f(\xi')$, $f_1' = f(\xi_1')$; $\bar{\xi}_1$ и $\bar{\xi}$ – скорости до столкновения; $\bar{\xi}_1'$ и $\bar{\xi}'$ – скорости после столкновения; $\bar{g} = \bar{\xi}_1 - \bar{\xi}$ – относительная скорость; b – прицельное расстояние; ε – угловой параметр взаимодействия. Значения $\bar{\xi}_1'$ и $\bar{\xi}'$ зависят от величин $\bar{\xi}_1$, $\bar{\xi}$, b и ε , а также от потенциала взаимодействия между молекулами. В данной работе предполагается, что молекулы взаимодействуют как твердые упругие шары.

Решением уравнения Больцмана является функция распределения. Макропараметры пара определяются как ее моменты, то есть как интегралы от функции распределения, умноженной на соответствующую функцию скорости молекулы, по скоростному пространству:

$$\rho = m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f d\xi_x d\xi_y d\xi_z \quad (3)$$

$$j_k = \rho u_k = m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f \xi_k d\xi_x d\xi_y d\xi_z \quad (4)$$

$$p = \frac{1}{3} (P_{xx} + P_{yy} + P_{zz}) = \frac{1}{3} m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f (\bar{\xi} - \bar{u})^2 d\xi_x d\xi_y d\xi_z \quad (5)$$

Здесь m – масса молекулы, ρ – плотность, j_k – проекция вектора плотности потока массы на ось k , \bar{u} – макроскопическая скорость, p – давление, P_{kl} – компоненты тензора давлений, R – газовая постоянная. Температура определяется по уравнению состояния идеального газа.

Также в этой главе приводится описание используемых методов решения задачи. Для решения уравнения Больцмана использовался консервативный проекционный метод¹⁾, являющийся одним из наиболее точных и строгих. Применение данного метода позволяет обеспечить точное выполнение законов сохранения и точное равенство нулю интеграла столкновений от равновесной функции распределения. С целью снижения затрат времени при малых числах Кнудсена использовался метод совместного численного решения уравнений Навье – Стокса и Больцмана²⁾. Данный подход основан на том, что при

¹⁾ Черемисин Ф.Г. Дискретная аппроксимация и примеры решения уравнения Больцмана // Вычислительная динамика разреженного газа. — М.: ВЦ РАН, 2000. — С. 37 — 74.

²⁾ Попов С.П., Черемисин Ф.Г. Совместное численное решение уравнений Больцмана и Навье – Стокса // Вычислительная динамика разреженного газа. — М.: ВЦ РАН, 2000. — С. 75 — 103.

течении газа в режиме сплошной среды (при $Kn \ll 1$) вдали от поверхностей раздела фаз отклонения от локального термодинамического равновесия довольно малы. Метод заключается в решении уравнения Больцмана вблизи поверхностей и уравнений газодинамики вдали от них и склеивании полученных решений. Решение уравнений сохранения требует значительно меньше времени, чем решение уравнения Больцмана, так что время расчетов сокращается.

Для чисел Кнудсена от 0,05 до 0,5 впервые в известной практике получено решение уравнения Больцмана при заданном на границе тепловом потоке. При меньших числах Кнудсена трудности, связанные с реализацией численного алгоритма на компьютере, не позволили решить задачу с такими граничными условиями, поэтому при $Kn < 0,05$ решение получено только при заданной температуре нагревателя. В таблице приведены используемые в различных диапазонах чисел Кнудсена граничные условия и методы решения задачи.

Диапазон чисел Кнудсена	Граничные условия	Метод решения задачи
0,5 – 0,05	Тепловая нагрузка и температура нагревателя	Решение уравнения Больцмана
0,05 – 0,01	Температура нагревателя	Решение уравнения Больцмана
0,01 – 0,005	Температура нагревателя	Решение уравнения Больцмана и совместное решение
0,005 – 0,001	Температура нагревателя	Совместное решение

Для апробации используемых методов и подходов были рассмотрены другие задачи о нестационарных процессах в пленках. К ним относятся задачи о перекоонденсации и о тепломассопереносе в слое газа. Схемы этих задач показаны на рис. 2.

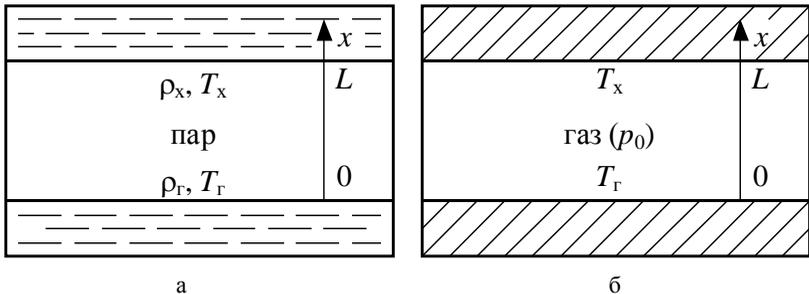


Рис. 2. Схемы дополнительных задач: а – перекоонденсация, б – теплоперенос в слое газа

Переко́нденсацией называется процесс испарения (или сублимации) одной конденсированной фазы и конденсации образовавшегося пара на другой конденсированной фазе. В этом случае обе поверхности, ограничивающие паровую пленку, являются проницаемыми для потока массы. Рассматривается нестационарный процесс, вызванный скачкообразным повышением температуры одной из поверхностей. До начала этого процесса температуры поверхностей одинаковы и равны T_x , а пар является насыщенным. Рост температуры поверхности вызывает рост соответствующего этой температуре давления насыщения, вследствие чего конденсированная фаза начинает испаряться. Когда возмущение доходит до «холодной» поверхности, на ней начинается конденсация. Заданными считаются температуры поверхностей и расстояние между ними, а также зависимость давления насыщения от температуры. Решение данной задачи получено для чисел Кнудсена от 0,005 до 0,1, при этом использовалось как решение уравнения Больцмана, так и совместное решение уравнения Больцмана и уравнений Навье – Стокса. До начала конденсации на «холодной» поверхности процесс идет точно так же, как и при испарении в полубесконечное пространство, так что результаты решения задачи о переко́нденсации в исследуемой постановке могут быть использованы для анализа нестационарного испарения, вызванного ростом температуры поверхности.

В отличие от других рассматриваемых задач, при анализе тепломассопереноса в слое газа фазовые переходы на поверхностях невозможны, в пленке находится не пар, а неконденсирующийся газ. Как и в предыдущих случаях, считается, что до начала исследуемого нестационарного процесса температуры обеих поверхностей и газа одинаковы. В начальный момент времени температура «горячей» поверхности повышается, из-за подвода тепла к газу растет его давление, вследствие чего газ начинает двигаться от поверхности. Задаваемыми параметрами являются температуры поверхностей, начальное давление газа и толщина слоя. Решение задачи получено для чисел Кнудсена от 0,01 до 0,1, использовалось только решение уравнения Больцмана.

В главе 3 приведены результаты расчетов. Значительная часть результатов приводится в безразмерном виде. Безразмерные макропараметры определяются следующим образом ($\langle l_i \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекул насыщенного пара при температуре T_i):

$$T^* = T/T_i \quad (6)$$

$$\rho^* = \rho/\rho_s(T_i) \quad (7)$$

$$p^* = p/\rho_s(T_i)RT_i \quad (8)$$

$$x^* = x / l_i > \quad (9)$$

$$t^* = t \sqrt{RT_i} / l_i > \quad (10)$$

$$j^* = j / \rho_s(T_i) \sqrt{RT_i} \quad (11)$$

$$q^* = q / \rho_s(T_i) (RT_i)^{3/2} \quad (12)$$

На рис. 3 в качестве примера результатов показана зависимость давления от координаты в различные моменты времени, а также зависимость потока массы на поверхности жидкости от времени.

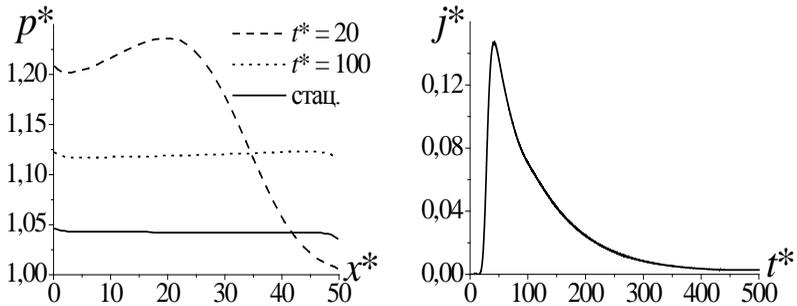


Рис. 3. Пример решения уравнения Больцмана при заданной температуре поверхности нагревателя ($T_w^* = 2,3$; $Kn = 0,02$)

Легко видеть, что поток массы на поверхности жидкости всегда направлен к ней, то есть в ходе нестационарного процесса пар конденсируется. В начале процесса, пока пар вблизи поверхности жидкости является невозмущенным, поток массы на этой поверхности равен нулю. Затем поток довольно быстро (в интервале времени от 20 до 40) возрастает до максимального значения, после чего плавно уменьшается. Стационарное значение потока массы не равно точно нулю, что вызвано погрешностью численного решения. Давление пара на начальном этапе существенно зависит от координаты, но затем становится практически постоянным по толщине пленки и постепенно снижается. Таким образом, результаты решения показывают, что на нестационарной стадии процесса осуществляется конденсация, а стационарное состояние характеризуется нулевым потоком массы.

В работах авторов метода совместного численного решения уравнений Навье – Стокса и Больцмана данный подход использовался для исследования задач об обтекании различных тел. Для решения задач о тепломассопереносе в паровых пленках этот подход ранее не применялся, в связи с чем необходимо его тестирование, которое было проведено путем сопоставления полученных этим методом результатов с

численным решением уравнения Больцмана по всей толщине пленки. На рис. 4 показаны результаты сравнения используемых в работе подходов к решению исследуемой задачи, приведена стационарная зависимость температуры от координаты, а также зависимость потока массы на поверхности жидкости от времени при $T_w^* = 2,3$ и $Kn = 0,005$.

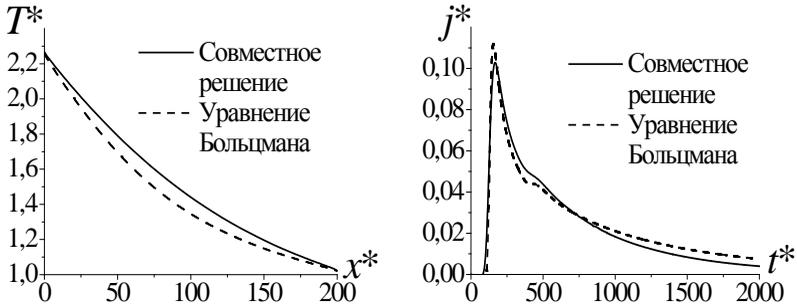


Рис. 4. Сравнение подходов: решение уравнения Больцмана и совместное решение уравнений Навье – Стокса и Больцмана ($T_w^* = 2,3$; $Kn = 0,005$)

Как легко видеть, результаты совместного решения незначительно отличаются от результатов решения уравнения Больцмана, причем различия находятся в пределах погрешности используемых методов. Кроме приведенных результатов, сравнение проводилось для других значений температуры нагревателя и числа Кнудсена, и различия между результатами решения с помощью разных подходов оказались примерно такими же. Зависимости макропараметров пара от координаты в течение нестационарного процесса, полученные различными методами, также близки. Следует отметить, что поток массы в стационарном состоянии (отличающийся от нуля из-за погрешности) для совместного решения меньше, чем для решения уравнения Больцмана, что позволяет говорить о большей точности данного подхода. Таким образом, сопоставление используемых подходов показывает, что применение совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений сохранения является корректным для исследуемой задачи.

Сокращение времени расчетов очень существенно. Например, на одном и том же компьютере для решения уравнения Больцмана при $T_w^* = 2,3$ и $Kn = 0,005$ требовалось около 4 суток, а для совместного решения – около суток. С уменьшением числа Кнудсена разрыв еще более увеличивается. Так, при $T_w^* = 2,3$ и $Kn = 0,001$ расчеты проводились в течение примерно 5 суток, а оценка затрат времени для решения уравнения Больцмана при таких условиях дает около 100 суток.

На рис. 5 приведены примеры результатов (зависимости давления и температуры от координаты) для минимального значения числа Кнудсена, при котором получено решение задачи ($Kn = 0,001$).

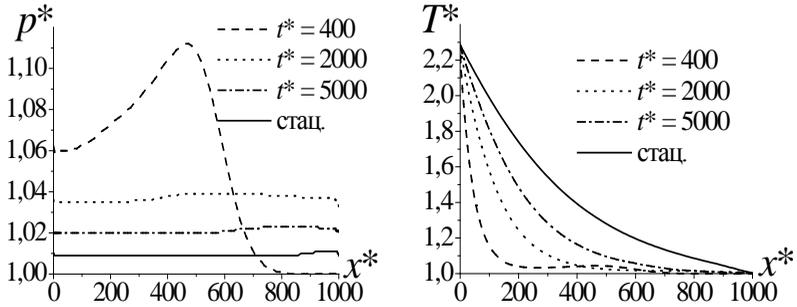


Рис. 5. Пример результатов для толстой пленки ($T_w^* = 2,3$; $Kn = 0,001$)

Максимальная величина потока массы на межфазной поверхности слабо зависит от толщины пленки. При $T_w^* = 2.3$ и $Kn = 1000$ эта величина составляет около 0,07, при той же температуре поверхности и $Kn = 10$ – около 0,17. Рост потока массы при уменьшении толщины пленки связан с тем, что с уменьшением числа Кнудсена роль межмолекулярных столкновений возрастает, и молекулам становится «труднее пробиться» к поверхности раздела фаз, поэтому максимальный поток массы уменьшается.

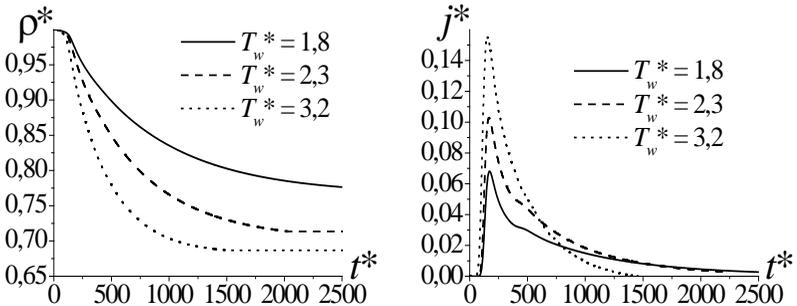


Рис. 6. Влияние температуры нагревателя ($Kn = 0,005$)

Решение задачи получено при различных значениях температуры нагревателя. На рис. 6 в качестве примера представлены зависимости средней плотности пара в пленке и потока массы на поверхности жидкости от времени при $Kn = 0,005$. Эти результаты получены с помощью совместного решения уравнения Больцмана и уравнений Навье – Стокса. Вид показанных зависимостей не меняется с ростом

температуры нагревателя, стационарное значение средней плотности пара уменьшается, максимальный поток массы увеличивается, а продолжительность нестационарного процесса снижается. Вероятно, это связано с тем, что возмущения распространяются со скоростью звука, а ее значение увеличивается с ростом температуры.

На рис. 7 показаны примеры результатов, полученных при заданной тепловой нагрузке. При решении задачи также определялась температура нагревателя. На начальной стадии процесса эта температура не зависит от толщины пленки и определяется только тепловой нагрузкой.

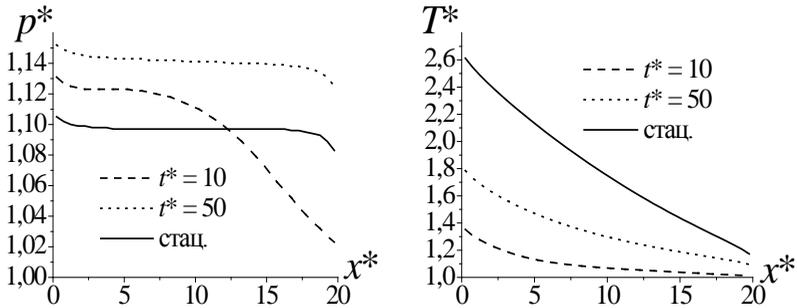


Рис. 7. Пример решения при заданной тепловой нагрузке ($q_w^* = 0,3$; $Kn = 0,05$)

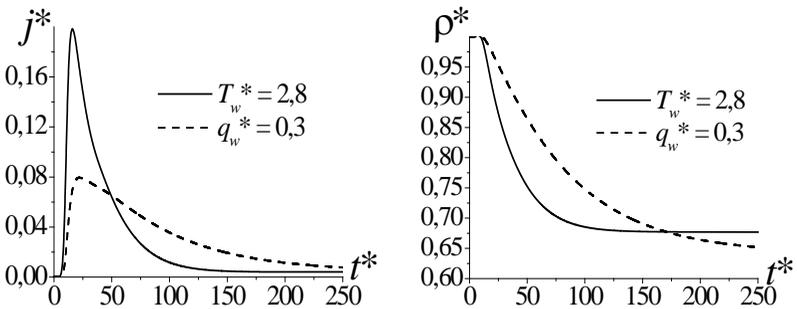


Рис. 8. Сравнение решений, полученных при различных граничных условиях

Решение при заданной тепловой нагрузке дает определенное стационарное значение температуры нагревателя. Если затем решить задачу при заданной величине T_w^* , равной этому стационарному значению, то полученные стационарные состояния при заданной температуре и заданной тепловой нагрузке практически не отличаются. Однако отличия на нестационарных стадиях процессов очень существенны. Так, продолжительность нестационарного процесса при заданной величине q_w^* примерно в 2 раза больше, чем при

соответствующем значении температуры нагревателя. На рис. 8 в качестве примера показаны зависимости потока массы на поверхности жидкости и средней плотности пара в пленке при значениях T_w^* и q_w^* , приводящих к одному и тому же стационарному состоянию.

По полученным результатам была построена зависимость продолжительности нестационарного процесса Δt от толщины пленки. Удобнее рассматривать эту зависимость именно в таком виде, так как при этом она близка к линейной (в отличие от вида $\Delta t = f(Kn)$). На рис. 9 показан пример такой зависимости для гелия при температуре поверхности нагревателя $T_w = 4,6$ К и температуре жидкости $T_i = 2$ К, что может быть реализовано, в частности, при микрогравитации. Как отмечено выше, с ростом значения T_w величина Δt уменьшается. Точками обозначены расчетные данные, прямая – их линейная аппроксимация.

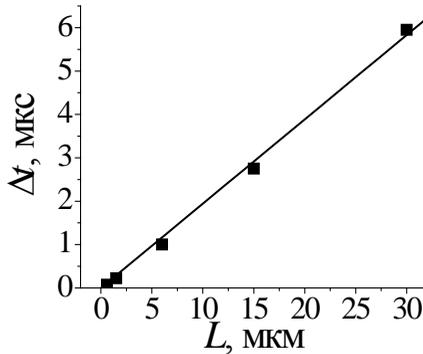


Рис. 9. Зависимость продолжительности нестационарного процесса от толщины пленки для гелия при $T_i = 2$ К, $T_w = 4,6$ К.

В таблице представлены некоторые размерные результаты решения для различных веществ при одних и тех же безразмерных исходных данных: $T_w^* = 2,3$; $Kn = 0,005$.

Вещество	T_w , К	T_i , К	L , мкм	Давление пара в стационарном состоянии, кПа	Продолжительность нестационарного процесса, мкс
Гелий	4,6	2	6	3,23	1
Вода	743	323	80	12,52	2
	858	373	12	103,1	0,3
Натрий	2070	900	580	5,24	10
	2645	1150	46	97,44	0,7
Калий	1840	800	220	6,22	5
	2415	1050	17	123,5	0,4

Продолжительность нестационарного процесса в паровой пленке в рассмотренном диапазоне толщин мала в макроскопическом масштабе времени. Анализ прикладных задач показывает, что изменения толщины пленки и температуры поверхности жидкости за такой интервал времени незначительны, и ими можно пренебречь. В связи с этим приняты допущения о том, что эти параметры являются постоянными, корректны.

При взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью можно выделить три основных процесса: тепломассоперенос в паре, движение поверхности раздела фаз пар – жидкость и нагревание жидкости. Как показывают проведенные расчеты, первый из этих процессов очень быстро становится стационарным, так что при анализе остальных процессов состояние пара в пленке можно считать стационарным с нулевым потоком массы. Испарение в подобных задачах представляется возможным, если образующийся пар может каким-либо образом удаляться из паровой полости между сильно нагретым телом и жидкостью. При этом паровая пленка может быть связана с паром над свободной поверхностью жидкости, или же от ее поверхности могут отрываться пузыри. Однако стационарное испарение при исследуемой в настоящей работе постановке задачи невозможно.

В главе 4 приводятся результаты сравнения полученного решения задачи о тепломассопереносе в паровой пленке, образующейся при взаимодействии горячего тела с жидкостью, и решением, полученным другими методами. Для стационарного тепломассопереноса через поверхность раздела фаз существуют соотношения, полученные при решении кинетического уравнения Больцмана моментным методом³⁾. Эти соотношения использовались как формулы для расчета теплового потока при известных разностях температур и давлений, определенных при численном решении задачи. Отличия стационарного теплового потока от значений, рассчитанных по формулам, не превышают 10%, что можно признать удовлетворительным в связи с заметной погрешностью расчета теплового потока по дискретной функции распределения.

Известно решение уравнения Больцмана моментным методом для стационарной задачи о теплопереносе через плоский слой разреженного газа, ограниченный двумя непроницаемыми для потока массы поверхностями⁴⁾. Формально в исследуемой задаче поверхность жидкости является проницаемой для потока массы, однако в связи с тем, что стационарный поток массы равен нулю, ее можно рассматривать как

³⁾ Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // ТВТ. — 1969. — Т. 7. — № 5. — С. 959 — 967.

⁴⁾ Lavin M.L., Haviland G.K. Application of a Moment Method of Heat Transfer in Rarefied Gases // Phys. Fluids. — 1962. — Vol. 5. — No. 3. — P. 274 — 279.

непроницаемую. В настоящей работе получено решение уравнения теплопроводности для стационарной задачи с учетом температурных скачков на поверхностях раздела фаз. Результаты сравнения полученного численного решения с решением задачи о теплопереносе через слой газа различными методами представлены на рис. 10 в виде зависимости теплового потока от числа Кнудсена.

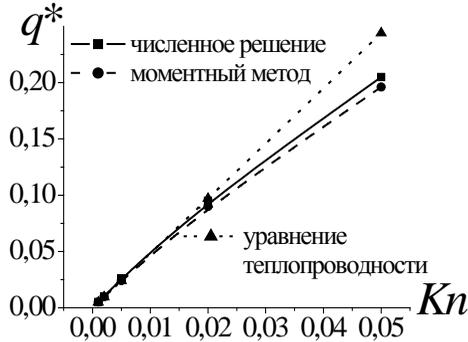


Рис. 10. Сравнение тепловых потоков, рассчитанных различными методами.

Также в данной главе приведены результаты сравнения расчетов по модели эволюции паровой пленки на нагревателе, погруженном в жидкость⁵⁾, с различными экспериментальными данными. Рассматривались результаты экспериментальных исследований стационарного пленочного кипения сверхтекучего гелия⁶⁾, а также нестационарного взаимодействия капли олова⁷⁾ и оксида железа⁸⁾ с водой. При построении модели считается, что стационарное состояние пара достигается за малый в макроскопическом масштабе интервал времени, поэтому для описания теплопереноса в паровой фазе используются стационарные кинетические соотношения. Таким образом, расчетная методика включает в себя выводы настоящей работы. Модель эволюции паровой пленки дает результаты, достаточно хорошо согласующиеся с имеющимися экспериментальными данными. Сравнение расчетов по этой модели с экспериментом может рассматриваться как косвенная проверка достоверности результатов,

⁵⁾ Дергунов И.М. Исследование эволюции паровых пленок на поверхностях нагретых тел, погруженных в жидкости. Диссертация ... кандидата технических наук. — М.: МЭИ, 2001.

⁶⁾ Аметистов Е.В., Григорьев В.А. Теплообмен с He II. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

⁷⁾ Han S.H., Bankoff S.G. Thermal interactions of a molten tin drop with water triggered by a low-pressure shock. // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1987. — Vol. 30 — No. 3. — P. 569 — 579.

⁸⁾ Nelson L. S., Duda P. M. Steam Explosions Experiments with Single Drops of Iron Oxide Melted with CO₂-laser // High Temp. — High Press. — 1982. — V. 14. — P. 259 — 281.

полученных в настоящей работе. Такое сопоставление показывает, что применение этих результатов к решению задачи об эволюции паровой пленки является корректным.

Для задачи переконденсации проведено сравнение полученного численного решения с результатами экспериментального исследования нестационарного испарения сверхтекучего гелия⁹⁾. В этой работе исследуется следующий процесс. В начальный момент времени на расположенный в жидкости нагреватель подается напряжение, вследствие чего в He-II возникает волна второго звука. Когда эта волна доходит до поверхности раздела фаз, жидкость начинает испаряться, а в паровой фазе возникает движущаяся волна, подчиняющаяся соотношениям Рэнкина – Гюгонио. Схема процесса показана на рис. 11.

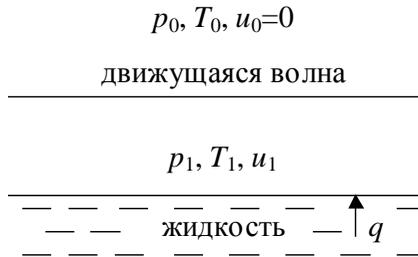


Рис. 11. Схема нестационарного испарения

Параметрами, задаваемыми в эксперименте, являются начальная температура гелия, подаваемая тепловая нагрузка и время нагрева. Измеряемыми величинами являются давление и температура пара в области между поверхностью жидкости и волной, а также скорость движения волны. Для определения коэффициента конденсации β применялась зависимость, полученная при решении модельного уравнения Бхатнагара – Гросса – Крука:

$$\frac{p_1}{p_s(T_w)} = 1 + \left(-2,132 - 2\sqrt{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} \right) \frac{u_1}{\sqrt{2RT_w}} \quad (13)$$

Температура поверхности жидкости T_w определялась по следующему соотношению:

⁹⁾ Furukava T., Murakami M. Transient Evaporation Phenomena Induced by Impingement of Second Sound on a Superfluid Helium-Vapor Interphase. // Proc. of 21-st Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. — 1999. — Vol. 1. — P.519 — 526

$$\frac{T_1}{T_w} = 1 - 0,447 \frac{u_1}{\sqrt{2RT_w}} \quad (14)$$

Результаты сравнения расчетов и экспериментальных данных приведены на рис. 12. Видно, что численное решение достаточно хорошо согласуется с результатами экспериментов.

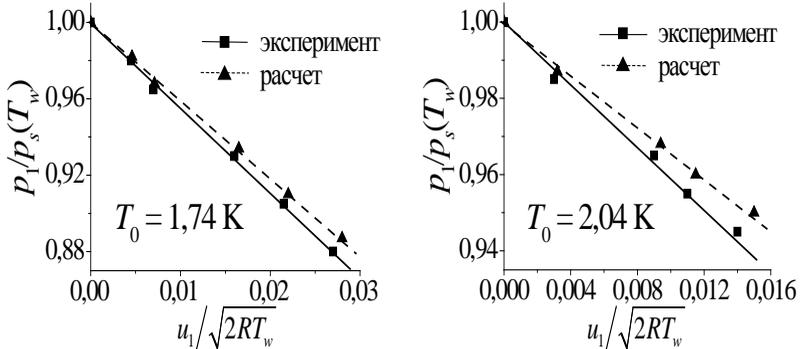


Рис. 12. Сравнение результатов численного решения задачи переконденсации и экспериментальных данных

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Проведено исследование нестационарных процессов теплопереноса в паровых пленках, образующихся при взаимодействии горячих тел с жидкостями. В связи с тем, что рассматриваемые процессы протекают в условиях существенной неравновесности, для их анализа были использованы методы молекулярно-кинетической теории, а именно, численное решение кинетического уравнения Больцмана. Вследствие сложности используемого подхода была рассмотрена упрощенная задача: считалось, что толщина пленки много меньше диаметра нагревателя, а также что температура жидкости и толщина пленки постоянны. На основе полученных результатов сформулированы следующие выводы:

1. Для паровой пленки, не сообщаемой с пространством над свободной поверхностью жидкости, в исследованном диапазоне ее толщины (для гелия при 2 К – до 30 мкм) при повышении температуры нагревателя или подаче тепловой нагрузки пар конденсируется, а стационарное состояние характеризуется нулевым потоком массы.

2. Продолжительность нестационарного процесса, вызванного скачкообразным возмущением на нагревателе, мала в макроскопическом

масштабе времени. Так, для гелия при температуре жидкости 2 К, температуре нагревателя 4,6 К и толщине пленки 30 мкм, это время составляет примерно 6 мкс, для воды при температуре жидкости 100°C, температуре нагревателя 585°C и толщине пленки 60 мкм – 1,8 мкс. Вследствие этого при анализе различных приложений состояние пара в пленке при малых скоростях движения межфазной поверхности можно рассматривать как квазистационарное, используя для его описания стационарные кинетические соотношения с нулевым потоком массы.

3. Тестирование метода совместного решения уравнений Навье – Стокса и Больцмана показало его применимость для решения исследуемой задачи. Его использование приводит к результатам, незначительно отличающимся от результатов решения уравнения Больцмана по всей толщине пленки. Такой подход позволил расширить диапазон чисел Кнудсена, в котором получено решение задачи.

4. При увеличении температуры нагревателя продолжительность нестационарного процесса уменьшается. Это связано с тем, что возмущения распространяются со скоростью звука, а ее значение растет при увеличении температуры. Вследствие этого вывод о возможности использования стационарных соотношений применим при больших значениях этой температуры, чем рассмотренные в настоящей работе.

5. Используемые методы решения задачи о тепломассопереносе в паровой пленке приводят к стационарному состоянию, достаточно хорошо согласующемуся с решением, полученным другими методами (на основе решения как уравнения Больцмана, так и уравнений механики сплошной среды).

В литературе не удалось обнаружить прямых экспериментальных данных об эволюции потока массы на межфазной поверхности паровых пленок на нагревателе, погруженном в сверхтекучий гелий, с которыми можно было бы непосредственно сопоставить полученные результаты. Однако модель эволюции паровой полости на нагревателе, погруженном в жидкость, включающая допущение о малой продолжительности нестационарных процессов в паре, позволяет провести косвенное сравнение полученных результатов и эксперимента. Эта модель удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, что можно рассматривать как косвенное подтверждение достоверности полученных в настоящей работе результатов. В этой связи особую актуальность приобретают дальнейшие исследования поведения паровых пленок на нагревателях в существенно неравновесных условиях, которые позволят получить информацию, подтверждающую или опровергающую разработанные подходы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №02-02-16311 и №04-02-16449) и Министерства образования РФ (грант А03-3.14-282).

**СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНО
В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ**

1) А.К. Ястребов, А.П. Крюков. Анализ сильно неравновесных процессов энергомассопереноса в паровых пленках различной толщины // VIII международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Тезисы докладов. — М.: Издательство МЭИ, 2002. — Т. 3. — С. 147—148.

2) А.К. Ястребов, А.П. Крюков. Решение уравнения Больцмана для задачи теплопереноса в паровой пленке при пленочном кипении // Труды Третьей Российской национальной конференции по теплообмену. — М.: Издательство МЭИ, 2002. — Т. 8. — С. 148—151.

3) А.П. Крюков, А.К. Ястребов. Исследование нестационарного теплопереноса в паровой пленке путем численного решения уравнения Больцмана // Материалы Всероссийского семинара «Кинетическая теория и динамика разреженных газов». — Новосибирск, НГАСУ, 2002. — С. 78 — 79.

4) А.К. Ястребов, А.П. Крюков. Молекулярно-кинетический анализ влияния теплового расширения на процесс нестационарного теплопереноса в паровом слое // IX международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Тезисы докладов. — М.: Издательство МЭИ, 2003. — Т. 3. — С. 41.

5) А.К. Ястребов, А.П. Крюков. Молекулярно-кинетический анализ тепломассопереноса в паровой пленке при пленочном кипении // Труды XIV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках». — М.: Издательство МЭИ, 2003. — Т. 1. — С. 353—356.

6) А.П. Крюков, А.К. Ястребов. Анализ процессов переноса в паровой пленке при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью // Теплофизика высоких температур, 2003. — Т. 41. — №5. — С. 771—778.

7) А.К. Ястребов, А.П. Крюков. Совместное численное решение уравнений Больцмана и Навье–Стокса для тепломассопереноса в паровых пленках. // X международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». Тезисы докладов. — М.: Издательство МЭИ, 2004. — Т. 3. — С. 32—33.