

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Тепло- и массоперенос на межфазных поверхностях конденсат – пар

А.П. Крюков, В.Ю. Левашов, В.В. Жаховский, С.И. Анисимов

Процессы испарения и конденсации активно используются в различных областях техники. Стремление понять особенности плёночного кипения различных жидкостей, в первую очередь сверхтекущего гелия, с неизбежностью приводит к необходимости исследования сильно неравновесных процессов теплопереноса от греющей поверхности через пар к конденсированной фазе. Даётся краткий обзор теоретических работ по испарению и конденсации однокомпонентных веществ. Проводится анализ соответствующих экспериментальных данных и их сравнение с результатами расчётов. Рассматриваются актуальные, нерешённые и активно исследуемые в настоящее время задачи конденсации из парогазовой среды; проблема формулирования граничных условий; применение методов молекулярной динамики и кинетической теории для исследования тепло- и массопереноса на межфазных поверхностях.

Ключевые слова: испарение, конденсация, межфазный переходный слой, определение границы раздела фаз, сильно неравновесные процессы, парогазовая смесь, линия насыщения жидкость – пар, эксперименты по интенсивному испарению – конденсации, гелий II, эволюция функции распределения в интерфазе, молекулярно-кинетическая теория, молекулярно-динамическое моделирование

PACS numbers: 02.70.Jn, 64.70.fm, 68.03.Fg

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.04.038749>**Содержание**

1. Введение (113).
2. Описание процессов испарения и конденсации методами молекулярно-кинетической теории (114).
 - 2.1. Начальная стадия изучения. Линейная теория.
 - 2.2. Интенсивные испарение и конденсация.
 - 2.3. Влияние коэффициента конденсации.
3. Анализ экспериментальных данных. Сравнение с результатами расчётов (120).
 - 3.1. Интенсивная конденсация паров металлов.
 - 3.2. Интенсивное испарение йода.
 - 3.3. Криоконденсация азота, аргона и воздуха.
 - 3.4. Интерпретация экспериментальных данных о процессах переноса на межфазной поверхности гелия II.

4. Конденсация из парогазовой среды (128).
 - 4.1. Сопряжение решений системы кинетических и газодинамических уравнений.
 - 4.2. Описание конденсации пара через парогазовую смесь с использованием приближённого кинетического решения для однокомпонентной среды.
 - 4.3. Экспериментальные данные об испарении – конденсации при наличии неконденсируемого компонента.
 5. Проблема формулирования граничных условий (136).
 6. Применение методов молекулярной динамики (138).
 7. Заключение (144).
- Список литературы (145).

1. Введение

Со времени выхода в свет основополагающей теоретической работы Г. Герца [1] об испарении прошло почти 140 лет. За прошедшее время накоплен большой опыт исследований в этой области, который представляется необходимым рассмотреть с целью определения современного состояния проблемы и перспектив её развития. В настоящее время теоретическое изучение процессов испарения и конденсации осуществляется методами механики сплошных сред (МСС), молекулярно-кинетической теории (МКТ) и молекулярно-динамическим моделированием (МД).

Относительная простота уравнений механики сплошных сред, хорошо развитые аналитические и численные способы их решения, соответствующая компьютерная база делают привлекательными методы МСС. Однако в рамках подходов МСС не удается определить скорость движения пара, образовавшегося в результате испаре-

А.П. Крюков^(1,a), В.Ю. Левашов^(2,b),
В.В. Жаховский^(3,c), С.И. Анисимов⁽⁴⁾

(¹) Национальный исследовательский университет
"Московский энергетический институт",
ул. Красноказарменная 14, 111250 Москва, Российская Федерация

(²) Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Институт механики,

Мичуринский просп. 1, 119192 Москва, Российская Федерация

(³) Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова,
ул. Сущёвская 22, 127055 Москва, Российская Федерация

(⁴) Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
просп. Академика Семёнова 1А, 142432 Черноголовка,
Московская обл., Российская Федерация

E-mail: (^a) KryukovAp@mail.ru, (^b) vyl69@mail.ru, (^c) 6asi1z@gmail.com

Статья поступила 29 декабря 2019 г.,
после доработки 2 апреля 2020 г.

ния, вблизи межфазной поверхности. Как правило, используя постоянство потока энергии в стационарном режиме испарения и пренебрегая кинетической энергией пара, эту скорость находят делением удельного теплового потока, подводимого к границе раздела фаз, на скрытую теплоту парообразования и равновесную плотность насыщенного пара, соответствующую температуре межфазной поверхности на линии равновесия жидкость–пар, но такой подход не всегда оправдан по следующим соображениям.

Во-первых, плотность пара вблизи границы раздела при больших интенсивностях может значительно отличаться от плотности насыщенного пара. Во-вторых, тепловой поток, подводимый к межфазной поверхности, может быть заранее не известен. Например, рассмотрим твёрдое тело или жидкость, находящиеся в среде собственного пара с заданным давлением. Предположим, что на конденсированную среду воздействует тепловое излучение, в общем случае достаточно мощное. В конкретных условиях необходимо, чтобы температура поверхности испарения не превышала определённой величины. Какая предельная тепловая нагрузка соответствует этой величине в стационарном режиме? Процесс развивается следующим образом. Вследствие повышения температуры межфазной поверхности часть подведённого тепла расходуется на нагревание тела и за счёт теплопроводности, а для жидкой среды, кроме того, возможной конвекции отводится от поверхности в глубь среды. Расчёт этой составляющей не представляет принципиальных затруднений.

Оставшаяся часть всего потока тепла вызывает испарение вещества. Каждая часть из составляющих подведённого тепла зависит от температуры поверхности. Ясно, что однозначное определение всех частей потока тепла возможно только тогда, когда известна взаимосвязь между этой температурой и потоком испаряемого материала.

В качестве примера использования системы уравнений сохранения МСС следует упомянуть задачу о переконденсации, т.е. об испарении с одной поверхности и конденсации испарённого вещества на другой, расположенной на некотором расстоянии от первой, рассмотренную в 1952 г. М. Плессетом [2]. Однако оказалось, что для замыкания такой системы необходимо дополнительное соотношение. В качестве такового была взята формула Герца – Кнудсена, позволяющая при определённых допущениях найти величину плотности потока массы испаряющегося вещества.

2. Описание процессов испарения и конденсации методами молекулярно-кинетической теории

2.1. Начальная стадия изучения. Линейная теория

Изучение задач об испарении и конденсации с позиций молекулярно-кинетической теории разделяется на этапы, каждый из которых характеризуется определённым уровнем развития кинетической теории.

На ранней стадии изучение проводилось в рамках элементарной МКТ, а позднее — на основе уравнений сохранения и задания функции распределения некоторого известного вида. Первая работа, в которой задача об испарении и конденсации рассматривалась с позиций

МКТ, принадлежит Г. Герцу [1] (1882 г.). Обобщая результаты своих исследований, Герц пришёл к следующему фундаментальному заключению: "Для каждого вещества существует максимальная скорость испарения, которая зависит только от температуры поверхности и свойств данного вещества. Максимальная скорость испарения (под которой будем понимать количество молекул, испаряющихся с единицы поверхности в единицу времени) никогда не может быть больше числа молекул пара, ударяющихся о поверхность конденсата в состоянии равновесия". Следовательно, верхний предел плотности потока массы j_{\max} выражается как

$$j_{\max} = \frac{V}{4} m n_s = \frac{V}{4} \rho_s,$$

где V — среднеарифметическая скорость движения молекул пара, $V = \sqrt{8RT_s/\pi}$, R — индивидуальная газовая постоянная, ρ_s — плотность пара, соответствующая по линии насыщения температуре межфазной поверхности T_s , $\rho_s = mn_s$, n_s — количество молекул насыщенного пара в единице объёма (числовая плотность), m — масса молекулы. М. Кнудсен [3] в 1915 г., проводя эксперименты по испарению ртути, сделал вывод о том, что интенсивность испарения при $T_s \approx T_\infty$ определяется формулой

$$j_e = \beta \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} (\rho_s - \rho_\infty), \quad (1)$$

где ρ_∞ — плотность пара вдали, т.е. на большом в сравнении со средней длиной свободного пробега молекул пара расстоянии от границы раздела фаз.

Особое значение работы Кнудсена состоит в том, что в ней введено понятие коэффициента испарения–конденсации β : коэффициент испарения определялся как отношение потока молекул, вылетающих из жидкости, к положительному потоку молекул от поверхности при равновесии жидкость–пар, который определялся распределением положительных скоростей, полученным из распределения Максвелла с нулевой переносной скоростью, температурой межфазной поверхности и плотностью, соответствующей этой температуре на линии насыщения, а коэффициент конденсации определяется долю остающихся на поверхности, иначе говоря конденсирующихся, молекул из числа падающих на неё. Отметим, что при равновесии или вблизи его эти коэффициенты равны между собой [4], что позволяет использовать термин "коэффициент конденсации".

Выражение (1) представляет одну из форм записи знаменитой формулы Герца–Кнудсена. При выводе этой формулы считалось, что функция распределения (ФР) вдали от межфазной поверхности представляет собой четырёхмоментное двухстороннее максвелловское распределение с параметрами ρ_s , T_s и ρ_∞ , T_∞ . При малых скоростях потока пара это распределение близко к равновесному максвелловскому, но с возрастанием интенсивности испарения или конденсации ФР всё более значительно отличается от него.

В середине 1930-х годов появились работы Р. Риша [5] и П. Краута [6], в которых сделаны попытки более точного анализа течения пара. Дело в том, что в основе вывода формулы Герца–Кнудсена лежат два допущения, строго говоря нереальные, особенно в случаях высоких интенсивностей испарения или конденсации, а

также тогда, когда характерные размеры исследуемых паровых областей L значительно больше средней длины свободного пробега молекул пара l (сплошной или, другими словами, континуальный режим течения при малых числах Кнудсена, $\text{Kn} = l/L \ll 1$). Первое из этих допущений: пар макроскопически неподвижен у межфазной поверхности. Второе: функция распределения по скоростям молекул, как летящих от границы раздела фаз, так и движущихся в обратном направлении, т.е. к этой границе, является вблизи межфазной поверхности полумаксвелловской.

Попытка учёта движения потока пара при конденсации впервые была осуществлена в 1933 г. в работе Р. Риша [5], где полагалось, что процессы испарения и конденсации не зависят друг от друга. В анализе микроскопических характеристик принималось, что в собственной системе координат движущегося потока скорости всех молекул равны между собой по модулю, $|\mathbf{V}| = \sqrt{2RT}$, а направления их движения в телесном угле 4π равновероятны. При нахождении потока молекул, ударяющихся о поверхность, скорость, с которой молекула достигает межфазной поверхности, определяется суммой векторов \mathbf{V} и \mathbf{u} , где \mathbf{u} — массовая скорость конденсируемого пара. С позиций современной кинетической теории такое рассмотрение, хотя в нём и учитывается макроскопическое движение у межфазной поверхности, является грубым из-за чрезмерно упрощённого вида принятой функции распределения молекул по скоростям. Однако необходимо подчеркнуть, что эта грубоść была вторичной по отношению к главному тезису об учёте макроскопического движения пара.

Большой интерес представляет методика расчёта процесса испарения, изложенная в работе П. Краута [6] 1936 года, где в основу анализа положена эллипсоидальная функция распределения, переходящая в максвелловское распределение при выходе из слоя Кнудсена, $L \sim l$. Несмотря на то что в работе Краута уравнение Больцмана не решалось, это исследование остаётся актуальным и в настоящее время, поскольку показывает пример того, как на основе ясного понимания физических особенностей испарения можно приблизённо верно установить как функцию распределения молекул по скоростям, так и основные закономерности этого процесса.

Далее в хронологической последовательности необходимо упомянуть монографию Р. Шраге [7] 1953 года, в которой сделаны попытки построения "простой" теории переноса массы через межфазную поверхность. Подводя итог анализа работ этого этапа, следует подчеркнуть, что наиболее физически обоснованным и относительно строго построенным в этой группе работ является одно из ранних исследований в области испарения, выполненное П. Краутом в 1936 г.

Следующий этап в изучении задач испарения и конденсации относится к 1960-м годам, когда бурные темпы развития динамики разрежённых газов, а также потребности современной техники привели к появлению более строгих расчётных методик, основанных на точном или приближённом решении кинетического уравнения. Именно в это время формируется линейная теория. Начало было положено работами Р.Я. Кучерова и Л.Э. Рикенглаза [8, 9], в которых были учтены отмеченные выше особенности. Авторы работ [8, 9] приняли другой, чем при выводе формулы Герца – Кнудсена, вид функции распределения молекул по скоростям вблизи

межфазной поверхности, а именно предположили, что ФР для молекул, движущихся к этой поверхности, такая же, как для отрицательного полупространства скоростей на значительном расстоянии от границы раздела фаз. Затем, записав по определению выражение для потока массы, используя эти ФР, они получили результат, который в два раза отличался от потока массы, рассчитанного по формуле Герца – Кнудсена:

$$j_e = \rho_\infty u_\infty \approx 2\sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} (\rho_s - \rho_\infty).$$

Далее, по Кучерову – Рикенглазу [9], для произвольного значения коэффициента конденсации β

$$j_e = \frac{2\beta}{2-\beta} \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} (\rho_s - \rho_\infty). \quad (2)$$

Линеаризованная (или, проще говоря, линейная) теория испарения и конденсации из полубесконечного пространства (в полубесконечное пространство) была построена Д.А. Лабунцовым и Т.М. Муратовой [10] в 1969 г. в развитие работы Д.А. Лабунцова [11] о переконденсации.

Рассматривалась одномерная стационарная задача, т.е. общее уравнение Больцмана в отсутствие массовых сил

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} + \xi_y \frac{\partial f}{\partial y} + \xi_z \frac{\partial f}{\partial z} = J,$$

где J — интеграл столкновений,

$$J = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int \int_{-\infty}^\infty \int (f' f'_1 - f f'_1) |\mathbf{g}| b db d\vartheta d\xi_1,$$

принимало вид

$$\xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = J.$$

Здесь используются традиционные обозначения в уравнении Больцмана, как в [12].

Решение осуществлялось моментным методом на основе использования разрывных аппроксимаций функции распределения молекул по скоростям. Выбор приближения именно такого вида обусловлен характерными для процесса испарения – конденсации физическими особенностями. Таким образом, с самого начала в аппроксимации были заложены наиболее существенные черты механизма процесса. С целью установления степени достоверности решения в анализе использовались шести- и восьмимоментные приближения. Наряду с уравнением Больцмана для максвелловских молекул решалось модельное уравнение Бхатнагара, Гросса, Крука. Наличие неравенств

$$\frac{\rho_s - \rho_\infty}{\rho_s} \ll 1, \quad \frac{T_s - T_\infty}{T_s} \ll 1,$$

т.е. ограничение изучаемых задач областью относительно небольшой неравновесности и, соответственно, малых интенсивностей переноса позволило привести нелинейные члены в выражениях для моментов функции распределения и интеграла столкновений в системе

уравнений, заменяющих уравнение Больцмана, к линейному виду.

В результате такого упрощения системы уравнений получены представленные ниже соотношения взаимосвязи удельных потоков массы, импульса, энергии, скачков температуры на межфазной поверхности и разностей соответствующих давлений:

$$\tilde{j} = \frac{\beta}{1 - 0,4\beta} \frac{P_s - P_\infty}{2\sqrt{\pi}P_s} - \frac{\beta}{1 - 0,4\beta} \frac{0,44\tilde{q}}{2\sqrt{\pi}}, \quad (3)$$

$$\frac{T|_{x=0} - T_s}{T_s} = -0,45\tilde{j} - 1,05\tilde{q}, \quad (4)$$

$$\tilde{j} = \frac{j}{\rho_s \sqrt{2RT_s}}, \quad \tilde{q} = \frac{q}{P_s \sqrt{2RT_s}}, \quad \Delta\tilde{P} = \frac{P_\infty - P_s}{P_s},$$

$$\tilde{j} \ll 1, \quad \tilde{q} \ll 1, \quad \Delta\tilde{P} \ll 1.$$

На основе полученных решений были сделаны выводы о специфическом состоянии пара вблизи межфазной поверхности, а именно: в случае коэффициента конденсации, равного единице, пар перегрет при конденсации и пересыщен при испарении. Дальнейшее развитие линейная теория получила в работах [13–22], которые подтвердили правомерность соотношений (3), (4) и их полезность для практического использования.

2.2. Интенсивные испарение и конденсация

2.2.1. Интенсивное испарение. В 1968 г. в *Журнале экспериментальной и теоретической физики* была опубликована статья С.И. Анисимова [23], которая положила начало активным исследованиям интенсивного испарения, возникающего при лазерном воздействии, а затем и конденсации. Вскоре теория интенсивного испарения была развита в работах [24–29].

Режим интенсивного испарения естественным образом реализуется при лазерной абляции. В обзоре [30] отмечается, что «русский тезаурус понятий "утрата", "потеря" содержит слова "испаряться", "улетучиваться", имеющие непосредственное отношение к процессу абляции». В той же работе при рассмотрении тепловой модели абляции (модели приповерхностного испарения) показана возможность формирования при определенных условиях стационарной волны испарения, параметры которой рассчитываются, и утверждается, что "в наносекундном диапазоне результаты расчётов, основанных на тепловой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными".

Исследования по теории интенсивного испарения и конденсации представлены также работами [31–54]. В работе [34] предложен приближённый метод, суть которого сводится к следующему. Решение уравнений сохранения сплошных сред показало, что при испарении в газодинамической области реализуется эйлерово невязкое течение. Соответственно функция распределения молекул по скоростям, описывающая состояние пара в этой области, является максвелловской с плотностью ρ_∞ , температурой T_∞ и макроскопической скоростью переноса u_∞ . Следуя общепринятой диффузной схеме испарения при коэффициенте конденсации, равном единице, имеем основания считать, что ФР по скоростям испарившихся молекул является полумаксвеллианом с известной температурой межфазной поверхности.

Таким образом, по постановке задачи известен вид функции распределения молекул вдали от границы раз-

дела фаз во всём пространстве скоростей — это максвеллиан с параметрами ρ_∞ , T_∞ , u_∞ , причём одна из этих величин известна. Заданы вид ФР молекул, движущихся от межфазной поверхности в сторону пара, и величины, характеризующие эту ФР, вблизи этой поверхности — полумаксвеллиан с температурой T_s и плотностью ρ_s , соответствующей температуре T_s по линии насыщения. Вид ФР молекул, движущихся к межфазной поверхности из пара, а также количественные величины, характеризующие ФР, вблизи этой поверхности неизвестны. Предположим, что ФР для этих молекул — полумаксвеллиан с температурой T_∞ , скоростью переноса u_∞ и неизвестной плотностью ρ_- . Сделанное допущение позволяет свести задачу об определении плотности потока массы при испарении $j = \rho_\infty u_\infty$ к решению системы уравнений сохранения, записанных через моменты функций распределения молекул пара по скоростям вблизи и вдали от границы раздела фаз. Действительно, в рассматриваемой постановке уравнения сохранения представляют собой равенства потоков массы, импульса и энергии на межфазной плоскости при $x = 0$ и вдали от неё, при $x \rightarrow \infty$, в масштабе средней длины свободного пробега молекул пара, где x — нормальная координата в паровой области. Перечисленные потоки выражаются известным способом как моменты соответствующих ФР. В итоге три уравнения сохранения содержат шесть величин: ρ_s , T_s , ρ_- , ρ_∞ , T_∞ , u_∞ , три из которых, например ρ_s , T_s , ρ_∞ , считаются заданными. Следовательно, эта система уравнений сохранения замкнута в смысле определения оставшихся неизвестных ρ_- , T_∞ , u_∞ и она может быть успешно решена.

Результаты исследования процесса интенсивного испарения следующие:

- Испарение — однопараметрическая задача, т.е. для определения интенсивности испарения и всех величин в газодинамической области необходимо задать лишь одну величину вдали от слоя Кнудсена, например плотность пара ρ_∞ на большом по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул l расстоянии.

- Скорость пара при испарении не может быть больше местной скорости звука, т.е. максимальное значение числа Маха движущегося пара равно единице.

- Удельный поток массы при испарении для одномерной стационарной постановки составляет 80–84 % от плотности потока массы молекул, испарившихся с межфазной поверхности, в соответствии с диффузной схемой испарения.

- Плотность, температура и давление при испарении могут значительно отличаться от соответствующих величин для границы раздела фаз, определённых по линии насыщения. Например, для предельного режима испарения давление в газодинамической области P_∞ составляет всего около 20 % от давления насыщения P_s , определённого по температуре межфазной поверхности T_s .

- При больших интенсивностях испарения вид ФР молекул, движущихся к межфазной поверхности, вблизи этой поверхности слабо влияет на значение определяемой плотности потока массы.

- Движущийся от границы раздела пар, образовавшийся в результате испарения, оказывается сильно пересыщенным, что может привести к спонтанной гомогенной конденсации этого пара.

- Для расчёта интенсивности испарения предлагается следующая формула, которая аппроксимирует резуль-

таты [54] расчёта плотности потока массы при испарении в диапазоне существования одномерного стационарного решения этой задачи:

$$j_u = 0,6\sqrt{2RT_s}(\rho_s - \rho_\infty)\sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_s}}. \quad (5)$$

2.2.2. Интенсивная дозвуковая и сверхзвуковая конденсация.

Из системы уравнений сохранения сплошной среды [54] следует, что при конденсации в газодинамической области реализуется течение Навье–Стокса, в котором проявляются вязкость и теплопроводность конденсируемого потока. При этом для одномерной стационарной полубесконечной постановки решение уравнений сохранения может быть представлено в виде соотношения взаимосвязи скоростей и температур пара на внешней границе слоя Кнудсена и при $x \rightarrow \infty$.

Сопряжение с газодинамической областью происходит в макроскопическом смысле в некотором сечении, обозначим его как К–К. Необходимо заметить, что в кинетическом масштабе такое сопряжение осуществляется в тонком слое (толщиной порядка средней длины свободного пробега молекул пара в кнудсеновском слое). В навье–стоксовской области ФР молекул пара по скоростям должна быть не максвелловской, а неравновесной, учитывающей вязкость и теплопроводность среды. Известно, что такими свойствами обладает 13-моментное приближение, приводящее в рассматриваемой одномерной постановке к ФР вида

$$f_k = n_k \left(\frac{1}{2\pi R T_k} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{c^2}{2R T_k} \right) \times \\ \times \left[1 - \frac{\tau_{xx}}{2P_k} \frac{c_x^2}{R T_k} - \frac{q_x}{P_k} \frac{c_x}{R T_k} \left(1 - \frac{1}{5} \frac{c^2}{R T_k} \right) \right], \quad (6)$$

где $P_k = \rho_k R T_k$, $n_k = \rho_k / m$, c_x — проекция относительной скорости молекулы на ось x , $c_x = \zeta_x - u_k$, τ_{xx} — компонента тензора вязких напряжений, q_x — удельный тепловой поток по оси x .

При прохождении летящих от межфазной поверхности (поверхности конденсации) молекул через слой Кнудсена и наличии их столкновений между собой или с другими молекулами функция f_k изменяется. Основываясь на тех же соображениях, что и при анализе испарения, будем полагать, что у поверхности конденсации ФР падающих молекул подобна представленной выше функции для $\zeta_k < 0$, т.е. в непосредственной близости к границе раздела фаз (сечение 0–0) ФР имеет вид (6) с заменой $n_k \rightarrow Cn_k$, где C — некоторый параметр. Если при известной температуре межфазной поверхности T_s , а значит и соответствующей n_s , задать две из трёх величин: P_∞ , T_∞ , u_∞ (на практике, как правило, задают P_∞ , T_∞ , желая определить u_∞), то будет семь неизвестных: u_∞ , T_k , n_k , u_k , τ_{xx}/P_k , q_1/P_k , C . Для их определения формулируются две системы уравнений сохранения потоков массы, импульса, энергии: одна — для сечений 0–0 и К–К, другая — для К–К и ∞ – ∞ , т.е. шесть уравнений. При этом выражения для соответствующих потоков записываются через параметры функций распределения на координатах 0–0, К–К и ∞ – ∞ . Седьмое уравнение получается из решения системы уравнений Навье–Стокса для газодинамической области в виде зависимости u/u_∞ от x , записанного для $x = 0$ (в газодинамическом масштабе) в виде взаимосвязи T_∞ , u_∞ , T_k ,

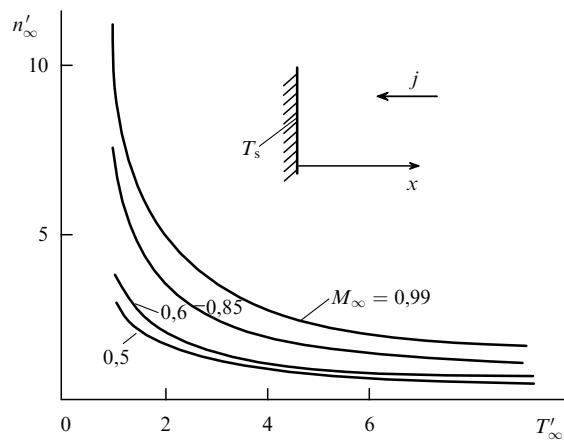


Рис. 1. Результаты решения задачи об определении скорости пара при дозвуковой конденсации, представленные в виде зависимостей безразмерной плотности $n'_\infty = \rho_\infty / \rho_s$ от безразмерной температуры $T'_\infty = T_\infty / T_s$ для различных значений чисел Маха M_∞ натекающего потока одноатомного пара. Приведённые данные позволяют при заданных n'_∞ и T'_∞ однозначно находить M_∞ и, соответственно, скорость пара.

n_k . В итоге получается замкнутая система уравнений, в результате решения которой определяются все неизвестные параметры функций распределения и их моменты: плотность, температура, давление, скорости, потоки массы, импульса, энергии.

Результаты исследования процесса интенсивной конденсации при дозвуковых скоростях.

- Задача о дозвуковой конденсации является двухпараметрической, т.е. для определения плотности потока массы j при конденсации (интенсивности конденсации) должны быть известны две из трёх газодинамических величин за пределами слоя Кнудсена, например плотность $\rho_\infty(n_\infty)$ и температура T_∞ . Третья величина — скорость u_∞ или число Маха M_∞ — определяется в результате решения. Таким образом, результаты решений для дозвуковой конденсации могут быть представлены зависимостью n_∞ от T_∞ и M_∞ (или, возможно, зависимостью M_∞ от n_∞ и T_∞), т.е. поверхностью в пространстве n_∞ , T_∞ , M_∞ или сечениями этой поверхности для различных значений M_∞ на плоскости n_∞ , T_∞ , $T'_\infty = T_\infty / T_s$, как на рис. 1; здесь и далее $n' = n_\infty / n_s$, $T'_\infty = T_\infty / T_s$.

- Плотность пара по мере приближения к межфазной поверхности может как увеличиваться, так и уменьшаться. Соответственно обратным образом изменяется макроскопическая скорость конденсируемого пара. Давление пара при этом в первом приближении остаётся примерно постоянным.

- В области медленной конденсации предложенная методика даёт результаты, практически совпадающие с предсказаниями линейной теории Д.А. Лабунцова и Т.М. Муратовой.

- Испарение и конденсация — несимметричные процессы, прежде всего вследствие характера течения пара в газодинамической области. По мере уменьшения интенсивности эта несимметрия уменьшается.

- Для расчёта интенсивности конденсации (плотности потока массы) предлагается следующая формула, которая аппроксимирует результаты [54] расчёта плотности потока массы при конденсации в диапазоне существования одномерного стационарного решения этой

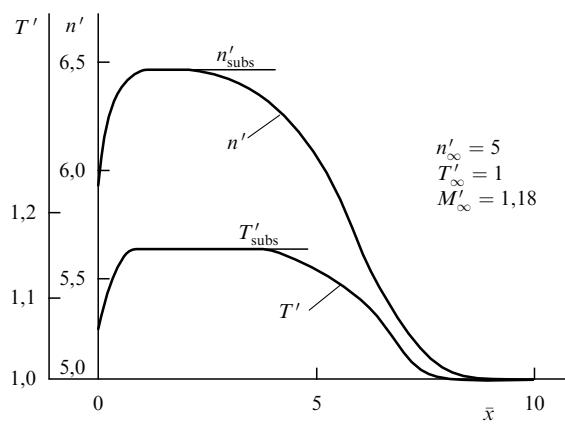


Рис. 2. Изменение плотности и температуры при сверхзвуковой конденсации в предельном режиме. Координата \bar{x} представлена в длинах свободного пробега: $\bar{x} = x/l$, где l — средняя длина свободного пробега молекул пара, рассчитанная по температуре границы раздела фаз T_s и соответствующей ей по линии насыщения равновесной числовой плотности молекул n_s . Результаты, полученные из решения кинетического уравнения Больцмана моментным методом, показывают формирование структуры стационарной ударной волны (скакча уплотнений). Видно образование вблизи межфазной поверхности дозвуковой области с безразмерными плотностью n'_{subs} и T'_{subs} .

задачи при дозвуковых скоростях потока конденсирующегося пара:

$$j_k = 1,67 \frac{P_\infty - P_s}{\sqrt{2\pi R T_\infty}} \left[1 + 0,51 \ln \left(\frac{P_\infty}{P_s} \sqrt{\frac{T_s}{T_\infty}} \right) \right]. \quad (7)$$

Расчёт по формуле (7) достаточно хорошо соглашается с представленными на рис. 1 результатами, полученными в [47] из решения кинетического уравнения Больцмана моментным методом.

Решение системы моментных уравнений показывает, что при определённых плотности и температуре вблизи межфазной поверхности может образоваться стационарная ударная волна. На рисунке 2 представлено такое решение для числа Маха $M_\infty = 1,18$. Если давление повысить, то решение задачи существовать будет, но характер зависимостей $n' = f_1(x)$, $T' = f_2(x)$ видоизменяется.

В приложении 2 работы [55] при исследовании методами МСС задачи об одномерном стоке (аналог одномерной конденсации) доказана единственность решения о сверхзвуковом течении со структурой ударной волны. Там же в результате анализа устойчивости возможных решений системы одномерных стационарных уравнений сохранения для любых чисел Маха в рассматриваемой постановке показано, что при дозвуковых скоростях движения пара эта система имеет единственное решение, а при сверхзвуковых скоростях — бесконечно много решений.

Анализ решений для дозвуковых и сверхзвуковых режимов конденсации показывает, что результаты, полученные различными методами решения кинетического уравнения для разных потенциалов взаимодействия молекул: твёрдые упругие шары, максвелловские и псевдомаксвелловские молекулы — в первом приближении близки между собой.

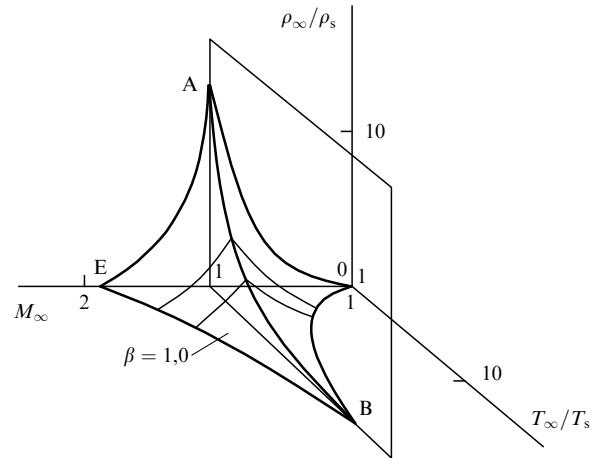


Рис. 3. Представление результатов решения задач о конденсации в трёхмерном пространстве безразмерных плотности $n'_\infty = \rho_\infty / \rho_s$, температуры $T'_\infty = T_\infty / T_s$, числа Маха M_∞ при коэффициенте конденсации $\beta = 1$. Дозвуковые решения расположены на поверхности криволинейного треугольника $A0B$, сверхзвуковые — во внешней по отношению к поверхности AEB части пространства. Решения со структурой стационарной ударной волны, подобные приведённому на рис. 2, расположены на поверхности AEB .

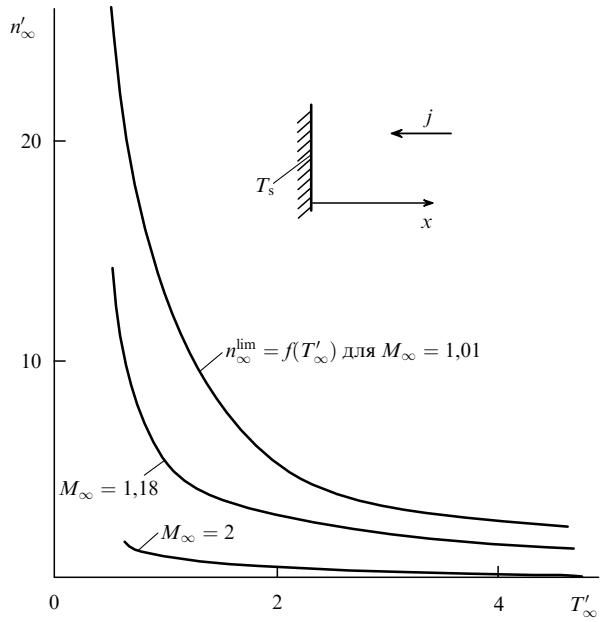


Рис. 4. Сечения поверхности AEB , представленной на рис. 3, плоскостями $M_\infty = \text{const}$. Приведены предельные зависимости безразмерной плотности n'_∞ от безразмерной температуры T'_∞ , при которых реализуется сверхзвуковое натекание пара со структурой стационарной ударной волны, подобной приведённой на рис. 2.

Итоги исследования процессов испарения и конденсации могут быть наглядно изображены в трёхмерном пространстве $n_\infty(\rho_\infty), T_\infty, M_\infty$, часть которого для конденсации показана на рис. 3 [47]. Тонкие линии на этом рисунке получены в результате сечения криволинейной фигуры $A0BE$ плоскостями $T_\infty/T_s = \text{const}$, а именно $T_\infty/T_s = 3$ и $T_\infty/T_s = 5$. Сечения этой фигуры плоскостями $M_\infty = \text{const}$ показаны на рис. 1 и 4. Результаты решения задачи об испарении представляются в другой половине пространства с положительными значениями числа Маха M_∞ .

Перечислим основные характерные черты представления результатов исследования задач об испарении–конденсации в пространстве $n_\infty, T_\infty, M_\infty$.

Равновесное состояние определяется в этом пространстве единственной точкой с координатами $n'_\infty = 1, T'_\infty = 1, M_\infty = 0$.

Как отмечалось выше, для решения задачи об испарении необходимо задать одну из газодинамических величин вдали от межфазной поверхности: n_∞ или T_∞ , или $u_\infty(M_\infty)$. Вследствие этого испарение представляется в пространстве $n_\infty, T_\infty, M_\infty$ линией.

Проведённое выше исследование задачи о дозвуковой конденсации показывает, что для её однозначного решения надо задать две величины, например n_∞ и T_∞ . Следовательно, в пространстве $n_\infty, T_\infty, M_\infty$ решения располагаются на криволинейном треугольнике А0В рис. 3 и только на нём ввиду единственности решения при дозвуковых скоростях.

Необходимо отметить, что область применения линейной теории испарения–конденсации ограничивается в пространстве $n_\infty, T_\infty, M_\infty$ условной сферой малого диаметра с центром в начале координат.

При сверхзвуковой конденсации (т.е. для $M_\infty > 1$) задаются все три величины: $n_\infty, T_\infty, M_\infty$ — т.е. решение задачи становится трёхпараметрическим. При этом любая точка пространства слева от поверхности АЕВ представляет возможный режим конденсации со сверхзвуковой скоростью движения пара. Точки, расположенные непосредственно на криволинейном треугольнике АЕВ, представляют режимы сверхзвуковой конденсации со структурой решения в виде стационарной ударной волны. Из рисунка 3 видно, что с возрастанием числа Маха M_∞ область существования сверхзвуковой конденсации увеличивается. С другой стороны, этот рисунок показывает, что существует область исходных значений, для которой не может быть осуществлена стационарная конденсация, как дозвуковая, так и сверхзвуковая. Эта область определяется объёмом, заключённым между криволинейным треугольником дозвуковой конденсации А0В и поверхностью предельных параметров сверхзвуковой конденсации АЕВ. Сечения поверхности АЕВ плоскостями $M_\infty = \text{const}$ показаны на рис. 4.

2.3. Влияние коэффициента конденсации

2.3.1. Пересчёт результатов решения для диффузной схемы испарения и отражения молекул при произвольных значениях коэффициентов испарения–конденсации. Приведённые в разделе 2.2 соотношения получены для случая полной конденсации налетающих на межфазную поверхность молекул, т.е. когда коэффициент конденсации равен единице. Выведем, следуя работам [25, 44], выражения, позволяющие рассчитывать процессы испарения–конденсации при произвольных значениях коэффициентов испарения β_e и конденсации β_c для диффузной схемы отражения несконденсированных молекул. Благодаря такой схеме отражения ФР молекул, движущихся от границы раздела фаз, представляет собой полумаксвеллиан с суммарной плотностью испарившихся и отражённых молекул. Таким образом, плотность потока массы молекул, движущихся от межфазной поверхности, j_+ является суммой плотностей потока массы испарившихся, j_e , и отражённых частиц, j_r , т.е. $j_+ = j_e + j_r$.

В то же время $j_e = \beta_e n_s m \sqrt{RT_s/(2\pi)}$. Из определения коэффициента конденсации $\beta_c = 1 - |j_r|/j_-$, где j_- —

плотность потока массы молекул, движущихся к границе раздела фаз, с учётом того, что $j_r > 0$, а $j_- < 0$, имеем $j_r = (\beta_c - 1)j_-$. Следовательно,

$$j_+ = \beta_e n_s m \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} + (\beta_c - 1)j_-.$$

Поскольку $j = j_+ + j_-$, то

$$j_+ = \beta_e n_s m \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} + (\beta_c - 1)(j - j_+),$$

откуда следует

$$j_+ = \frac{\beta_e}{\beta_c} n_s m \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} + \frac{\beta_c - 1}{\beta_c} j.$$

Если последнее выражение записать как $j_+ = \rho_0 \sqrt{RT_s/(2\pi)}$, то получим, что плотность пары на границе раздела

$$\rho_0 = \rho_s \left(\frac{\beta_e}{\beta_c} - \frac{1 - \beta_c}{\beta_c} \frac{j}{\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}} \right).$$

Располагая формулами (5) и (7), можно предложить алгоритм расчёта плотности потока массы при интенсивных испарении и конденсации для произвольных значений коэффициентов конденсации и испарения. Суть алгоритма для дозвуковых скоростей сводится к тому, что вместо одного расчётного соотношения — (5) для испарения или (7) для конденсации — теперь для испарения формулируется система двух уравнений, содержащая две неизвестные величины: j, ρ_0 , а для конденсации — система трёх уравнений для трёх неизвестных: j, ρ_0 и P_0 . Система для испарения:

$$j = 0,6 \sqrt{2RT_s} (\rho_0 - \rho_\infty) \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_s}}, \quad (8)$$

$$\rho_0 = \rho_s \left(\frac{\beta_e}{\beta_c} - \frac{1 - \beta_c}{\beta_c} \frac{j}{\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}} \right),$$

система для конденсации:

$$|j| = 1,67 \frac{P_\infty - P_0}{\sqrt{2\pi RT_\infty}} \left[1 + 0,51 \ln \left(\frac{P_\infty}{P_0} \sqrt{\frac{T_s}{T_\infty}} \right) \right],$$

$$\rho_0 = \rho_s \left(\frac{\beta_e}{\beta_c} + \frac{1 - \beta_c}{\beta_c} \frac{|j|}{\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}} \right), \quad (9)$$

$$P_0 = \rho_0 RT_0.$$

2.3.2. Предельные значения коэффициентов конденсации и удельных потоков массы [44]. Рассмотрим более подробно процесс интенсивной конденсации. Выражение (9) при $\beta_e = \beta_c = \beta$, учитывая, что $|j| = \rho_\infty|_{\beta \neq 1}|u_\infty|$, можно представить в виде

$$\rho_0 = \rho_s \left[1 + \frac{1 - \beta}{\beta} \frac{\rho_\infty|_{\beta \neq 1}|u_\infty|}{\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}} \right]. \quad (10)$$

При коэффициенте конденсации, отличном от единицы, роль ρ_s играет ρ_0 , поэтому справедливо соотношение

$$\frac{\rho_\infty|_{\beta \neq 1}}{\rho_0} = \frac{\rho_\infty|_{\beta=1}}{\rho_s}, \quad (11)$$

ρ_0 из (11) подставим в (10) и найдём из него

$$\rho_\infty|_{\beta \neq 1} = \frac{\rho_\infty|_{\beta=1}}{1 - [(1-\beta)/\beta](\rho_\infty|_{\beta=1}/\rho_s)|u_\infty|/\sqrt{RT_s/(2\pi)}}. \quad (12)$$

Это выражение определяет минимальное значение коэффициента конденсации, при котором вообще возможна конденсация с заданной скоростью u_∞ . При этом значении знаменатель (12) обращается в нуль, т.е. $\rho_\infty|_{\beta \neq 1}$ стремится к бесконечности. В итоге из (12) имеем

$$\beta_{\lim} = \frac{1}{1 + 1/j'}, \quad (13)$$

где $j' = |j|_{\beta=1}|/[\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}]$.

Интенсивная конденсация с заданными u_∞ и T_∞ осуществляется, например, при работе средств криотокачки имитаторов систем обтекания различных тел газовыми потоками, когда на входе задаются число Маха и температура. Иногда полезно выразить формулу (13) через число Маха. Так, для одноатомного газа, когда скорость звука a_∞ рассчитывается по формуле $a_\infty = \sqrt{(5/3)RT_\infty}$, получим

$$\beta_{\lim} = \left[1 + \sqrt{\frac{3}{10\pi}} \frac{1}{(\rho_\infty|_{\beta=1}/\rho_s)|M_\infty|\sqrt{T_\infty/T_s}} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Используя формулу (14), можно найти зависимость β_{\lim} от температуры. На рисунке 5а показана такая зависимость для $M_\infty \rightarrow 1$, а на рис. 5б — для $M_\infty = 2$. Как видно из рис. 5а, для $M_\infty \rightarrow 1$ и $T_\infty/T_s = 1$ режимы сверхзвуковой конденсации существуют только при значениях коэффициента конденсации, принадлежащих узкому диапазону, от 1,00 до $\approx 0,96$, а для $M_\infty = 2$ и $T_\infty/T_s = 1$ — диапазону от 1,00 до $\approx 0,85$. Если коэффициент конденсации становится меньше этих величин, то существование сверхзвуковых течений в рамках рассматриваемой одномерной стационарной постановки становится невозможным. В реальной ситуации вблизи межфазной поверхности возникнет скачок уплотнений со структурой, изображённой на рис. 2, перемещающийся навстречу набегающему потоку. Объяснить такой срыв этого режима конденсации можно тем, что при больших (сверхзвуковых) скоростях плотность потока массы натекающего потока пара велика и достаточно лишь его небольшой доле отразиться от границы раздела фаз, для того чтобы отражённый поток стал сопоставимым с испаряющимся потоком. Значительное увеличение движущегося от межфазной поверхности потока массы пара, состоящего из испарившегося и отражённого потоков, можно трактовать как своеобразное увеличение температуры этой поверхности, что обусловливает резкое уменьшение интенсивности конденсации. Помимо приведённых на рис. 5 кривых $\beta_{\lim} = f(T'_\infty)$, представленные выше соотношения позволяют получить зависимости предельного давления P_{\lim} , при котором может осуществляться сверхзвуковая конденсация с заданными числом Маха и температурой, от величины коэффициента конденсации β . Такие функции изображены на рис. 6, а соответствующие данные приведены в табл. 1, где $P_{\beta=1}$ взято из [47] и рис. 4 как $P_{\beta=1} = n'_\infty T'_\infty$, $P_{\beta_{\lim}} = (\rho_\infty|_{\beta \neq 1}/\rho_s)T_\infty$, $\rho_\infty|_{\beta \neq 1}$ определено по формуле (12).

Результаты исследования задач испарения — конденсации в пространстве $n_\infty, T_\infty, M_\infty$ при коэффициенте

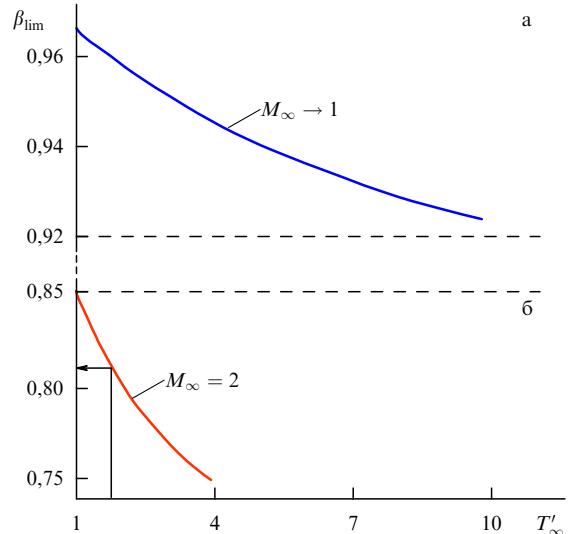


Рис. 5. Зависимость предельного значения коэффициента конденсации, при котором возможны режимы сверхзвукового стационарного натекания, от температуры. (а) При $M_\infty \rightarrow 1$ даже небольшое уменьшение коэффициента конденсации β приводит к срыву конденсации. С возрастанием числа Маха диапазон "разрешённых" значений коэффициента конденсации расширяется. (б) При $M_\infty = 2,0$ и значениях коэффициента β , находящихся в диапазоне от 1,0 до 0,85, сверхзвуковая конденсация может быть осуществлена для $T'_\infty \geq 1$.

Таблица 1. Предельные давления P_{\lim} для $\beta = 1$ и вблизи предельных β_{\lim} , т.е. при $\beta = \beta_{\lim} + 0,004$

M_∞	T_∞/T_s	β_{\lim}	$P_{\lim} _{\beta=1}$	$P_{\lim} _{\beta=\beta_{\lim}}$	$P _{\beta_{\lim}}/P _{\beta=1}$
1,2	1,0	0,951	5,00	58,5	11,7
1,2	4,2	0,909	5,31	160,0	30,1
1,5	1,0	0,906	2,00	52,5	26,3
2,0	0,5	0,886	0,85	23,3	27,4
2,0	1,0	0,847	0,85	32,9	38,7
2,0	4,2	0,779	1,10	9,5	8,6
3,6	4,0	0,602	0,26	8,5	32,8

конденсации β , отличном от единицы, изменяются по виду. Так, например, при $\beta = 0,96$ результаты, представленные на рис. 3, приобретают вид, показанный на рис. 7. Видно, что даже при небольшом уменьшении коэффициента конденсации (всего на 0,04) ограничивающая "сверхзвуковая" поверхность АЕВ заметно трансформируется, смешаясь влево. Такое преобразование описывает ситуацию значительного увеличения необходимого давления P_∞ (или плотности ρ_∞) для обеспечения при заданном значении T_∞ необходимой величины числа Маха M_∞ и расширения области недопустимых параметров, т.е. такого сочетания давления, температуры и скорости набегающего потока, для которых режим сверхзвуковой конденсации с постоянными T_∞ и M_∞ становится невозможным. Из рисунка 7 видно, что отмеченное уменьшение β приводит к своеобразному раскрытию изображающей криволинейной пирамиды.

3. Анализ экспериментальных данных. Сравнение с результатами расчётов

В этом разделе последовательно рассмотрим экспериментальные исследования дозвуковой конденсации паров ртути и калия [56–59], интенсивного испарения йода [60, 61], сверхзвуковой криоконденсации газовых

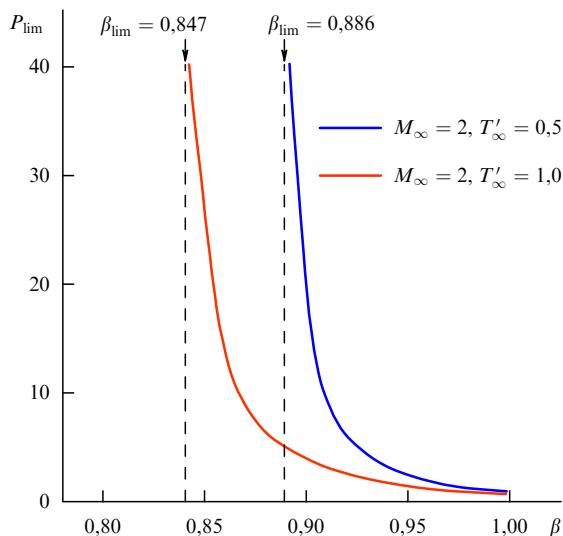


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Зависимость предельного давления для осуществления стационарной сверхзвуковой конденсации P_{\lim} от коэффициента конденсации β . С приближением β к величине β_{\lim} предельное давление увеличивается и стремится к бесконечности. Например, для $M_{\infty} = 2,0$ и $T'_{\infty} = 1,0$ такое возрастание происходит при стремлении коэффициента конденсации к $\beta_{\lim} = 0,847$ (красная кривая).

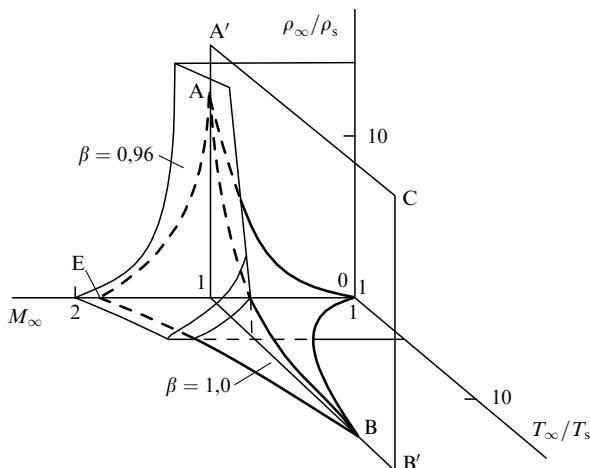


Рис. 7. Представление результатов решения задач о конденсации в трёхмерном пространстве безразмерных плотности, температуры, скорости (числа Маха) для коэффициента конденсации $\beta = 0,96$. Для сопоставления показана аналогичная картина при коэффициенте конденсации $\beta = 1,0$. Сравнение показывает, что небольшое уменьшение коэффициента конденсации вблизи $M_{\infty} = 1,0$ при данном значении $T'_{\infty} = T_{\infty}/T_s$ приводит к сильному возрастанию $n'_{\infty} = \rho_{\infty}/\rho_s$.

струй азота, аргона [62–64] и воздуха [65], процессов переноса на межфазной поверхности сверхтекущего гелия [66–74].

3.1. Интенсивная конденсация паров металлов

Экспериментальная установка, предназначенная для исследования конденсации ртутного пара [56], представляла собой замкнутый контур из стальных труб, в котором размещались кипятильник, экспериментальная секция и вспомогательный конденсатор. Пар ртути, двигаясь вниз, натекал на вертикальную плоскость испытательного конденсатора, который охлаждался

водой или воздухом. Вспомогательный конденсатор, расположенный ниже испытательного, мог быть использован для обеспечения движения пара вблизи поверхности конденсации с целью предотвращения накапливания неконденсируемых газов. Конденсат из обоих конденсаторов возвращался в кипятильник в результате стекания. Для наблюдения испытательного конденсатора в установке имелось окно, снабжённое нагревателем для предотвращения на нём конденсации.

Измерение температуры осуществлялось термопарами. Отверстия для термопар в конденсирующем блоке располагались параллельно поверхности конденсации в центральной горизонтальной плоскости конденсирующего блока. Провода термопар выводились по изотермам. Использовались два конденсирующих блока одинаковых размеров (поверхность конденсации — квадрат со стороной 40 мм).

Методика проведения эксперимента состояла в следующем. Прежде всего выполнялся ряд мероприятий по подготовке установки, а именно: при температуре 540 К контур и его составные элементы вакуумировались до давления 10^{-2} Па в течение нескольких суток, в результате чего удалялся газ из материалов экспериментальной установки. Как отмечено в [56], для полного смачивания поверхности никелевого покрытия медного конденсатора требуется около 40 ч. В рассматриваемой работе перед проведением эксперимента составные элементы установки находились при температуре около 420 К по 7 ч в сутки на протяжении шести суток.

Температура пара в установившихся стационарных условиях измерялась двумя термопарами. Как следует из результатов анализа, показания термопар более близки к истинному значению температуры при малых скоростях движения пара и для сечений вблизи области завершения обтекания конденсирующего блока.

Во всех проведённых экспериментах температура поверхности определялась линейной экстраполяцией показаний температур конденсирующего блока в зависимости от координаты. Соответственно удельный тепловой поток определялся по закону теплопроводности Фурье. Другим способом величина теплового потока находилась из теплового баланса по известному расходу охлаждающего теплоносителя и повышению его температуры в результате прокачки через конденсирующий блок. Между результатами этих методов получено хорошее согласование. Точность определения температуры поверхности составляла около 0,1 К.

Разность показаний термопар, измеряющих температуру пара, не превышала 0,2 К при максимальной температуре. При минимальных температурах, эта разность составляла 0,6 К, когда вспомогательный конденсатор не использовался, и около 1,2 К с его применением.

Рассмотрение методик проведения эксперимента [56] и оценки неопределенности выполнявшихся измерений позволяют утверждать, что в этом исследовании с высокой точностью определены температура поверхности конденсатора (точность 0,1 К) и величина теплового потока при конденсации. С меньшей точностью найдены параметры пара: температура пара T_v и его давление P_v . Трудности измерения температуры в движущемся потоке общеизвестны. Кроме того, в рассматриваемом эксперименте эти потоки реализуются при пониженных давлениях (50–5000 Па), а рабочим веществом является ртуть.

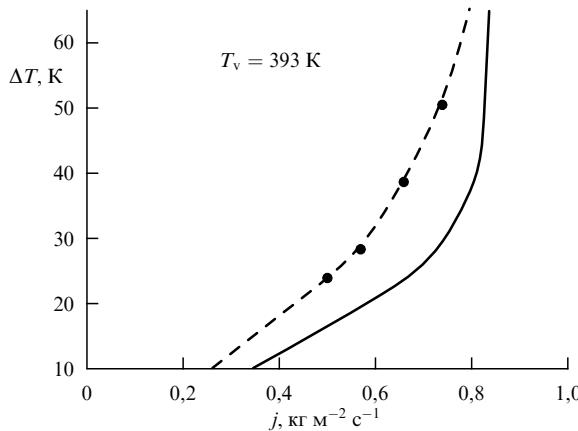


Рис. 8. Результаты экспериментов [56] по интенсивной конденсации ртути для больших скоростей движения пара, реализующихся при относительно низких температурах и давлении. j — плотность потока массы при конденсации, T_v — температура конденсируемого пара, $\Delta T = T_v - T_s$, где T_s — температура поверхности конденсации. Нелинейный характер зависимости j от ΔT , полученный при больших значениях разности T_v и T_s , свидетельствует о том, что в этом случае интенсивность конденсации не лимитируется кинетическими условиями на границе раздела фаз, а определяется газодинамической эффективностью подвода массы к этой межфазной поверхности. Иначе говоря, поверхностью поглощается вся масса, которая к ней поступает.

Результаты экспериментов в виде зависимостей температурного напора $\Delta T = T_v - T_s$ от плотности потока массы j показаны на рис. 8 и 9 кружками и треугольниками для двух серий опытов соответственно. Общие выводы, сделанные авторами [56] при первичном анализе полученных в эксперименте данных, таковы: 1) результаты для двух конденсирующих блоков хорошо согласуются друг с другом; 2) точки для данной температуры пара располагаются по плавной непрерывной кривой; 3) искомая взаимосвязь существенно зависит от температуры пара.

Для расчёта параметров пара с учётом его расширения и ускорения по мере приближения к конденсатору формулировалась система уравнений сохранения массы, импульса, энергии [55] для сопряжённой задачи испарения в кипятильнике, перемещения образовавшегося пара по рабочему каналу и конденсации. При этом интенсивности испарения и конденсации определялись по формулам (5) и (7). Результаты решений представлены на рис. 8 и 9 сплошными линиями.

Анализ приведённых в [56] экспериментальных данных показывает, что для режимов конденсации, характеризуемых большими скоростями движения пара, значительны эффекты сжимаемости пара и понижения температуры в результате его расширения по мере приближения к конденсатору. При значительных отличиях давления конденсируемого пара P от давления P_s , по линии насыщения соответствующего температуре межфазной поверхности T_s , интенсивность процесса конденсации определяется эффективностью подвода конденсируемого пара к границе раздела фаз. Действительно, для максимальной скорости пара, полученной в [56], отношение $P/P_s = 24$ при $T_v/T_s = 0,9$. В разделе 2.2.2 отмечалось, что для такого отношения температур при $P/P_s > 15$ реализуется сверхзвуковой режим конденсации. В этих условиях интенсивность конденсации может

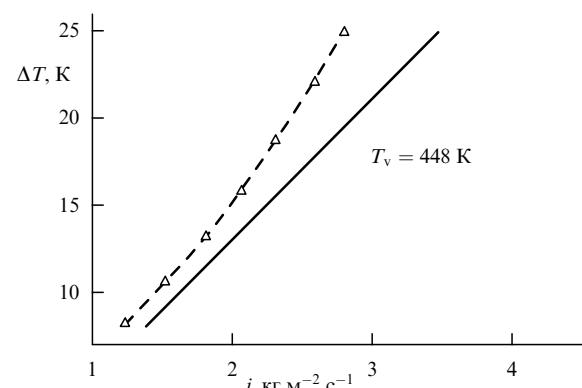


Рис. 9. Результаты экспериментов [56] по интенсивной конденсации ртути для больших плотностей потоков массы. Скорости потока пара в данном случае невелики, так как давление значительно выше, чем в течениях, представленных на рис. 8, и интенсивность конденсации определяется главным образом кинетическими условиями на границе раздела фаз.

принимать значения, большие величины потока массы, определяемой для условий формирования вблизи поверхности конденсации скачка уплотнений с соответствующим числом Маха, близким к единице. Следовательно, в данном случае интенсивность конденсации не лимитируется кинетическими условиями на границе раздела фаз, а определяется эффективностью подвода массы к этой границе. Иначе говоря, поверхностью поглощается вся масса, которая к ней поступает, т.е. определяющим является внешнее течение пара, подводящее конденсируемый пар к границе раздела фаз. Из представленных экспериментальных данных сказанное относится прежде всего к режимам с минимальными температурами межфазной поверхности и конденсируемого пара, так как в этом случае его плотности невелики, а следовательно, скорости движения значительны.

Описание экспериментальных данных об интенсивной конденсации пара калия, представленных в работе [57], по рассмотренной методике подтвердило правомерность и плодотворность изложенного выше подхода.

Как развитие рассмотренного выше подхода, более поздние экспериментальные данные по конденсации ртути [58] были интерпретированы в докладе [59]. Соответствующие результаты приведены на рис. 10. При этом дополнительно учитывались пренебрегаемые в рассмотренном выше минимальном приближении (линия 1 на рис. 10) следующие факторы и параметры: наличие расширяющихся и сужающихся участков парового тракта (линия 2), трение пара о стенки канала (линия 3), термическое сопротивление плёнки конденсата (линия 4) и возможность гомогенной конденсации, возникающей при расширении пара (линия 5).

3.2. Интенсивное испарение йода

Процесс интенсивного испарения йода экспериментально исследовался в работе [60]. Измерения продольной, T_{\parallel} , и поперечной, T_{\perp} , температур, скорости переноса пара u и его плотности ρ в слое Кнудсена проводились в [60] без внедрения диагностирующей техники в этот слой, а именно методами флуоресцентной спектроскопии с помощью настраиваемого лазера. Эффективность поглощения определялась по интенсивности флуоресцирующего света, эмитированного возбуждёнными

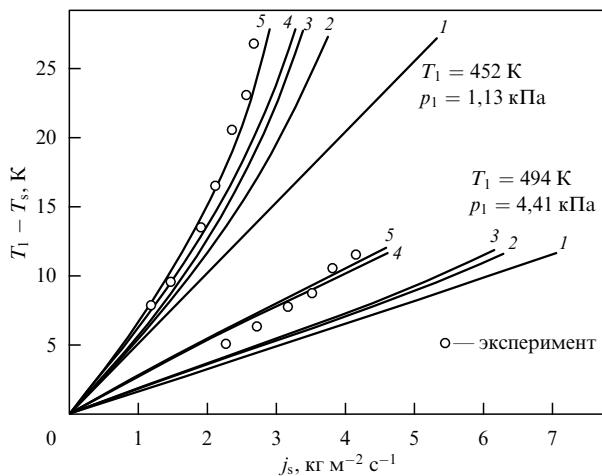


Рис. 10. Результаты экспериментов [58] по интенсивной конденсации ртути и их интерпретация. Результат, полученный в минимальном приближении (см. рис. 8, 9) (линия 1), в сравнении с результатами при дополнительном учёте наличия расширяющихся и сужающихся участков парового тракта (линия 2), трения пара о стенки канала (линия 3), термического сопротивления плёнки конденсата (линия 4) и возможности гомогенной конденсации, возникающей при расширении пара (линия 5), а также с результатами экспериментов (кружки).

(поглотившими излучение) молекулами. Настройкой лазера записывался полный профиль одной или нескольких полос поглощения молекул йода. Каждая полоса имела ярко выраженную структуру, состоящую из многих линий, которые перекрывались из-за доплеровского уширения. Площадь полосы поглощения является мерой плотности, ширина полосы — мерой скорости переноса.

В докладе [60] представлены результаты экспериментов для температуры границы раздела фаз $T_s = 253 \text{ К}$ и $M_\infty = 0,66$ в виде зависимостей T_{\parallel} , T_{\perp} , числа Маха, ρ и плотности потока массы j от нормальной к межфазной поверхности координаты x . Экспериментальные данные сравнивались с результатами решения задачи об интенсивном испарении, полученными авторами работы [60] на основе пятимоментной аппроксимации функции распределения в виде двухпоточного максвеллиана с неизвестными ρ_1 , T_1 , ρ_2 , T_2 , u . Индекс 1 относится к молекулам, движущимся от границы раздела фаз, индекс 2 — к движущимся в противоположном направлении. Моменты интеграла столкновений при этом рассчитывались для максвелловских молекул.

Сопоставление опытных и расчётных данных показывает хорошее согласие результатов теории и эксперимента во всей области, за исключением небольшого расхождения вблизи межфазной поверхности. Последнее, по мнению авторов [60], требует проведения более тщательного анализа граничных условий при $x = 0$. Отмечается также, что расчёты, выполненные на основе пятимоментной разрывной аппроксимации, дают большую толщину слоя Кнудсена и лучшее согласование с экспериментом, чем решения, полученные ранее авторами [61] с использованием эллипсоидальной ФР. Такое положение представляется вполне естественным, так как эллипсоидальная непрерывная ФР более грубо, чем двухсторонне разрывное приближение, описывает при $x = 0$ молекулы, движущиеся от межфазной поверхности.

3.3. Криоконденсация азота, аргона и воздуха

Исследование сверхзвуковой криоконденсации газовых струй азота и аргона представлено в работе [62]. Экспериментальная установка, подробно описанная в [63], позволяла проводить исследования конденсации газовых струй низкой плотности. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 11. Вакуумная камера, представляющая собой цилиндр диаметром 200 мм, полностью погружалась в жидкий гелий, таким образом, температура её стенок при проведении эксперимента равнялась 4,2 К.

Эффективность конденсации оценивалась по результатам измерений с помощью микровесов падающего и отражённого от криопанели потоков. Установлено, что увеличение массового расхода через газовый источник приводит к возрастанию плотности потока массы j и скорости конденсирующегося потока. Когда полная конденсация нарушается, вблизи криопанели образуется скачок уплотнений, который при повышении температуры поверхности конденсации начинает двигаться к газовому источнику. В этом случае отражённый от криопанели поток не может быть измерен с помощью кварцевых микровесов, но фиксируются образование и прохождение скачка уплотнений. Целью работы являлось определение температуры поверхности конденсации, при которой возникает скачок уплотнений у криопанели, т.е. нарушается полная конденсация сверхзвукового газового потока, в зависимости от его различных параметров (скорости, плотности и т.д.). Исследования проводились для трёх газов: аргона, азота и диоксида углерода.

При свободно-молекулярном течении конденсируемого газа параметры потока считаются постоянными на всём расстоянии от газового источника до криопанели, а интенсивность конденсации определяется эффективным коэффициентом конденсации. Для исследований в свободно-молекулярном режиме в качестве газовых источников использовались: 1) рассеиватель диаметром 8 мм, изготовленный из нескольких слоёв сетки с ячейками размером 64 мкм, позволяющий получать равн-

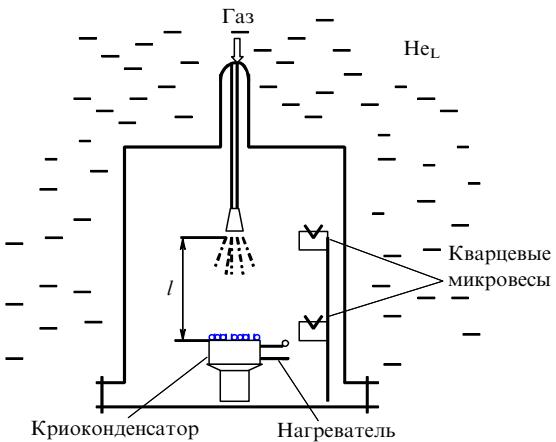


Рис. 11. Экспериментальный модуль для исследования сверхзвуковой криоконденсации газовых струй азота и аргона, поступающих через различные сменные источники (сопла и диафрагмы), расположенные в верхней части рабочей камеры. Десублимация потоков газа осуществляется на криоконденсаторе, размещенном на нижнем фланце. Отражённые и прямые потоки фиксируются кварцевыми микровесами, обращёнными чувствительными элементами к соответствующим натекающим потокам.

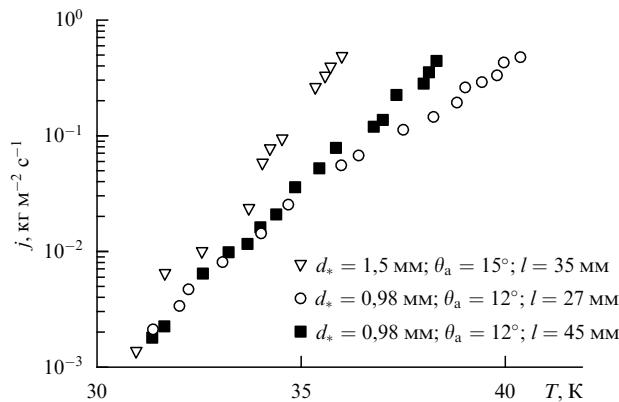


Рис. 12. Экспериментальные данные по криоконденсации сверхзвуковых струй аргона. T — температура поверхности конденсатора, l — расстояние от источника до поверхности конденсатора, j — плотность потока массы десублимируемого газа (интенсивность конденсации). В качестве газовых источников использовались сопло Лаваля с диаметром критического сечения $d_* = 1,5$ мм и углом полураствора $\theta_a = 15^\circ$ и сопло Лаваля с $d_* = 0,98$ мм и $\theta_a = 12^\circ$. Для задаваемых значений интенсивности конденсации получены наибольшие температуры межфазной поверхности, при которых осуществляется полная конденсация, т.е. весь квадрант $T-j$ разбивается на две подобласти: слева от экспериментальных точек возможна полная конденсация, справа — невозможна. Например, для сопла Лаваля с $d_* = 1,5$ мм и $\theta_a = 15^\circ$, расположенного на расстоянии 35 мм от конденсатора, при $j = 0,01$ $\text{кг} \text{м}^{-2} \text{s}^{-1}$ десублимация является полной, т.е. отражённый поток отсутствует, если температура межфазной поверхности не превышает 32,5 К.

мерно распределённый по всем направлениям поток газа; 2) диафрагма диаметром 4 мм; 3) сопло Лаваля с диаметром критического сечения $d_* = 0,98$ мм и углом полураствора $\theta_a = 12^\circ$. Для источников всех трёх типов получены зависимости температуры поверхности конденсации T , при которой фиксируется отражённый от криопанели поток, от удельного массового потока j , поступающего на охлаждаемую поверхность. При больших массовых расходах в качестве газовых источников использовались диафрагма и различные сопла.

На рисунке 12 представлена зависимость $j = f(T)$ для аргона при больших значениях плотности потока массы. Расстояние от газового источника до криоповерхности изменялось от 27 мм до 45 мм; одно сопло имело диаметр критического сечения $d_* = 1,5$ мм и угол полураствора $\theta_a = 15^\circ$, другое — $d_* = 0,98$ мм и $\theta_a = 15^\circ$; температура газа в форкамере (температура торможения) в первом случае равнялась 100 К, а во втором — 300 К. Видно, что области сплошного течения большей протяжённости, формируемой при меньших значениях θ_a и d_* для фиксированного расхода после истечения газа из источника, соответствует более высокая температура прекращения полной конденсации. Этот эффект обусловлен тем, что увеличение области сплошного течения приводит к соответствующему изменению параметров газового потока (температуры, скорости и плотности).

Проведённое экспериментальное исследование позволило сделать следующие выводы:

- при $j \leq 10^{-3}$ $\text{кг} \text{м}^{-2} \text{s}^{-1}$ эффективность конденсации зависит только от удельного массового потока на криопанель и её температуры T ;

- увеличение расхода газа до больших значений приводит к образованию зоны сплошного течения на

выходе газового источника, а значит, к изменению параметров конденсируемого потока. При этом скорость потока существенно превышает звуковую, а эффективность конденсации определяется геометрией и родом газового источника, расстоянием от источника до криопанели, температурой торможения.

Представленные выводы подтверждены результатами расчётов сверхзвуковой конденсации, выполненных на основе решения кинетического уравнения Больцмана. Пример решения двумерной задачи истечения газа из сопла в вакуум и конденсации формирующегося потока на криопанели приведён в статье [64], где рассматривалось течение, характеризуемое числом Кнудсена $\text{Kn} = 0,33$ на срезе щелевидного сопла и числом Маха $M = 2$. Число Kn определялось по высоте сопла, а M — по продольной скорости и температуре на выходе сопла. Решения получены для различных температур поверхности конденсации.

В эксперименте, описанном в докладе [65], воздух (смесь 78 % азота, 21 % кислорода и 1 % аргона) натекал при числе Маха $M_\infty = 2,8$ и температуре $T_\infty = 186$ К на криопанель, охлаждаемую жидким гелием. Время натекания составляло 18–25 с, при этом температура поверхности конденсации возрастила от 4,2 К до 34–38 К. Если криоконденсатор охлаждался жидким неоном, то соответствующие величины составляли 9 с и 38,2 К. При температуре криоповерхности примерно 38 К около неё образовывался скачок уплотнений, что фиксировалось визуально. В первом приближении примем температуру криопанели равной температуре поверхности конденсации T_s . Давление в потоке воздуха P_∞ составляло 0,73 Па, отношение температуры потока $T_\infty = 186$ К к температуре межфазной поверхности T_s равнялось $186/38 = 4,9$. В соответствии с [45, 47] для такого отношения T_∞/T_s и $M_\infty = 2,8$ скачок уплотнений возникает у межфазной поверхности при $P_\infty/P_s = 0,46$, где P_s — давление насыщения, соответствующее температуре T_s , т.е. $P_\infty = 0,46P_s$. Следовательно, для экспериментально определённого давления $P_\infty = 0,73$ Па величина $P_s = 1,59$ Па. Этой величине по эмпирической зависимости для азота [75] $P_s = 10^{-385,0/T_s + 10,3}$ соответствует $T_s = 38,0$ К, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными (34–38 К и 38 К (см. выше)). Аналогичные расчёты, выполненные для различных значений коэффициента конденсации β , показывают, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при $\beta \approx 1$. Таким образом, можно сделать вывод о том, что при криоконденсации сверхзвукового потока воздуха с числом Маха 2,8 коэффициент конденсации близок к единице.

3.4. Интерпретация экспериментальных данных о процессах переноса на межфазной поверхности гелия II

3.4.1. Испарение сверхтекущего гелия, обусловленное теплоподводом к межфазной поверхности из жидкости. В конце XX в. были проведены эксперименты по исследованию испарения гелия II (He II) [66, 67]. Представляется, что исследования испарения и конденсации именно гелия II, возможно, могут дать наиболее многообещающую информацию о процессах переноса на межфазных поверхностях по следующим причинам. Во-первых, как в паре, так и в жидкости отсутствуют примеси и неконденсируемые компоненты, поскольку все другие вещества при столь низких ($< 2,17$ К) температурах просто вымерзают (превращаются в твердотельные). Во-вторых, среди

всех материалов эффективность теплопереноса в Не II максимальна. Следовательно, эффекты на межфазной поверхности практически не камуфлируются термическим сопротивлением жидкости, т.е. оказывается возможным наиболее чисто изучить явления на границе раздела фаз.

Экспериментальная ячейка [66] погружалась в Не II, находящийся в криостате с оптическими окнами, позволяющими визуализировать движение пара и изменение его плотности при испарении, для чего использовался лазерный голографический интерферометр. На дне сосуда с Не II размещался нагреватель в виде тонкой никромовой пленки. Теплота, выделяемая нагревателем, распространялась снизу вверх по гелию II волной второго звука и достигала границы раздела фаз жидкость – пар, с которой происходило испарение. При этом в паре возникало возмущение плотности, распространявшееся от межфазной поверхности. Движение этого возмущения фиксировалось интерферометром. Сверхпроводящими термометром, датчиком давления и термоанемометром измерялись соответственно температура, давление и скорость пара.

В результате экспериментов авторы [66] определили температуру межфазной поверхности жидкость (Не II) – пар T_s (в обозначениях настоящей статьи), а следовательно, и давление по линии насыщения P_s , давление пара при испарении P_∞ и его скорость движения V_∞ . Опытные данные были представлены в виде зависимостей P_∞/P_s от $V_\infty/\sqrt{2RT_s}$, подобных приведенным на рис. 13, для различных исходных температур сверхтекучего гелия T_1 .

Предлагается следующая интерпретация [68] этих результатов. Прежде всего мы будем полагать, в отличие от авторов большинства работ в этой области, что коэффициент испарения β_e не равен коэффициенту конденсации β_c . Соотношения линейной теории Лабунцева и Муратовой (см. раздел 2.1) могут быть обобщены для этого случая. Достаточно повторить вывод формулы Кучерова и Рикенглаза при $\beta_e \neq \beta_c$. В итоге получим

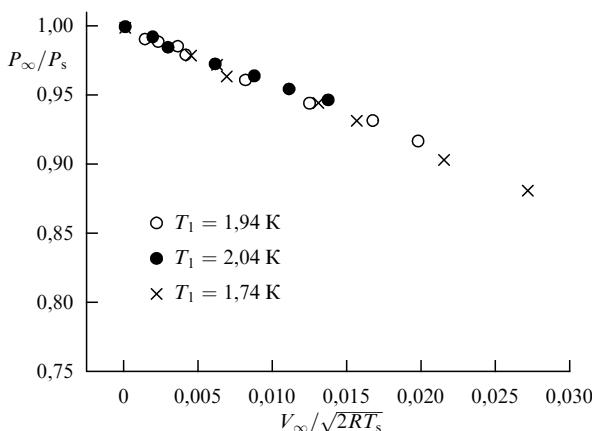


Рис. 13. Результаты экспериментов [66] по испарению сверхтекучего гелия, обусловленному падением волн второго звука из жидкости на межфазную поверхность. В результате экспериментов авторы определили температуру межфазной поверхности жидкость (Не II) – пар T_s , а следовательно, и давление по линии насыщения P_s , соответствующее этой температуре, давление пара при испарении P_∞ и его скорость движения V_∞ . Опытные данные представлены в виде зависимостей P_∞/P_s от $V_\infty/\sqrt{2RT_s}$ для различных исходных температур сверхтекучего гелия.

Таблица 2. Результаты расчёта при различных значениях коэффициентов испарения и конденсации

$V_\infty/\sqrt{2RT_s}$	0,005	0,010	0,015	0,020
P_∞/P_s	0,97	0,95	0,93	0,91
β_c при $\beta_e = 0,95$	0,97	0,98	0,99	1,00
β_c при $\beta_e = 0,90$	0,92	0,92	0,93	0,94
$\beta_e = \beta_c = \beta$	0,48	0,55	0,58	0,60

выражение для определения плотности потока массы j при слабом испарении – конденсации:

$$j = \frac{1}{1 - 0,4\beta_c} \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} (\beta_c \rho_s - \beta_c \rho_\infty), \quad (15)$$

вместо $j = \beta/(1 - 0,4\beta) \sqrt{RT_s/(2\pi)} (\rho_s - \rho_\infty)$ при $\beta_e = \beta_c$.

Такие же преобразования приводят к следующему виду формулы Лабунцева – Муратовой для испарения в полубесконечное пространство при $\beta_e \neq \beta_c$:

$$\begin{aligned} j &= \frac{1}{1 - 0,4\beta_c} \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} (\beta_e \rho_s - \beta_c \rho_\infty) = \\ &= \frac{1}{1 - 0,4\beta_c} \frac{\beta_e P_s - \beta_c P_\infty}{\sqrt{2\pi RT_s}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Приложение полученных соотношений к экспериментальным данным, представленным на рис. 13, приводит к результатам, приведённым в табл. 2.

Анализ содержания табл. 2 показывает, что коэффициенты β_e и β_c близки друг к другу и к единице, но именно близки, а не точно равны. Вместе с тем равенство приводит к значительному отличию от единицы. Такое сильное влияние обусловлено принципиально разным видом расчётных соотношений. Именно, при $\beta_e = \beta_c = \beta$

$$\begin{aligned} \frac{P_\infty}{P_s} &= 1 - \frac{1 - 0,4\beta}{\beta} \frac{2\sqrt{\pi} V_\infty}{\sqrt{2RT_s}}, \\ \beta &= \frac{V_\infty 2\sqrt{\pi}/\sqrt{2RT_s}}{0,4 V_\infty 2\sqrt{\pi}/\sqrt{2RT_s} + 1 - P_\infty/P_s}, \end{aligned}$$

а при $\beta_e \neq \beta_c$

$$\beta_c = \frac{\beta_e - V_\infty 2\sqrt{\pi}/\sqrt{2RT_s}}{P_\infty/P_s - 0,4 V_\infty 2\sqrt{\pi}/\sqrt{2RT_s}}. \quad (17)$$

Более того, расчёт погрешностей измерений, проведённый в [68], показывает, что, например, при одинаковых исходных данных погрешность определения β_c при допущении $\beta_e = \beta_c$ примерно в два раза больше, чем при $\beta_e \neq \beta_c$. В итоге можно сделать вывод о том, что более оправдан подход, в котором считается, что $\beta_e \neq \beta_c$.

3.4.2. Отражение звука от границы раздела фаз пар – жидкость. Рассмотрим падение звуковой волны из паровой фазы на плоскую поверхность гелия II. При этом считается, что пар находится в состоянии насыщения. Известна амплитуда колебаний давления в этой волне \hat{p} , т.е. считается, что давление пара имеет значение $p_0 + \hat{p}$, где p_0 — невозмущённое давление насыщенного пара, таким образом, $p_0 = p_{\text{sat}}(T_0)$, где $p_{\text{sat}}(T_0)$ — давление по линии насыщения, соответствующее невозмущённой температуре пара, межфазной поверхности и жидкости T_0 .

Вследствие повышения давления возникает конденсация пара на межфазной поверхности и температура этой границы раздела фаз начинает увеличиваться. Через интервал времени, равный полупериоду колебаний звуковой волны, картина меняется на обратную. Давление пара оказывается пониженным: $p_0 - \hat{p}_i$, начинается испарение поверхностного слоя жидкости, температура границы раздела фаз уменьшается. В результате в паре возникает отражённая волна звука с амплитудой \hat{p}_r , а в жидкости — проходящая волна звука с амплитудой \hat{p}' (характеристики жидкости будем помечать штрихом). Требуется определить амплитуду отражённой от межфазной поверхности волны звука \hat{p}_r или отношение \hat{p}_r/\hat{p}_i , которое будем называть коэффициентом отражения звука от межфазной поверхности жидкость–пар.

Основу математического описания задачи составляет система уравнений, представляющих собой запись универсальных и специальных условий совместности на границе раздела фаз [76]. Таким образом, для рассматриваемой одномерной задачи формулируются три уравнения сохранения: массы, импульса, энергии на межфазной поверхности, т.е. связывающих соответствующие характеристики жидкой и паровой фаз. В качестве специального условия совместности используется полученная методами МКТ линейная формула Лабунцова–Муратовой, которая позволяет рассчитывать плотность потока массы при испарении и конденсации при известной температуре границы раздела фаз и давлении пара. Указанные четыре уравнения дополняются соотношениями взаимосвязи колебаний давления в падающей и отражённой волнах в паре и проходящей волне в жидкости (гелии II) со скоростями движения соответственно пара и жидкости в рассматриваемых средах. Эти уравнения получаются из уравнений сохранения массы и движения Эйлера.

Система замыкается уравнением, определяющим тепловой поток, распространяющийся по гелию II в результате повышения или понижения температуры межфазной поверхности. В рассматриваемом процессе из-за периодически сменяющихся друг друга испарения и конденсации на границе раздела фаз, обусловленных периодическим уменьшением и увеличением давления пара при падении и отражении звуковых волн, периодически изменяется температура межфазной поверхности. Такое изменение температуры является своеобразным источником волны второго звука, перемещающейся в глубь Не II. С волной второго звука распространяется тепловой поток, величина которого определяется с учётом положительного направления оси координат от межфазной поверхности в сторону пара следующим соотношением:

$$\hat{q}' = -\rho' a_2 C \hat{T}'_i, \quad (18)$$

где \hat{q}' — амплитуда колебаний величины теплового потока, распространяющегося от границы раздела фаз в глубь гелия II, ρ' — плотность Не II, a_2 — скорость второго звука, C — теплоёмкость гелия II, \hat{T}'_i — амплитуда колебаний температуры межфазной поверхности. Известно, что в гелии II эти колебания, в отличие от таковых в обычных жидкостях, не затухают по мере перемещения в глубь жидкости, по крайней мере в бездиссипативном приближении.

В результате решения рассмотренной системы уравнений получается следующее выражение для коэффи-

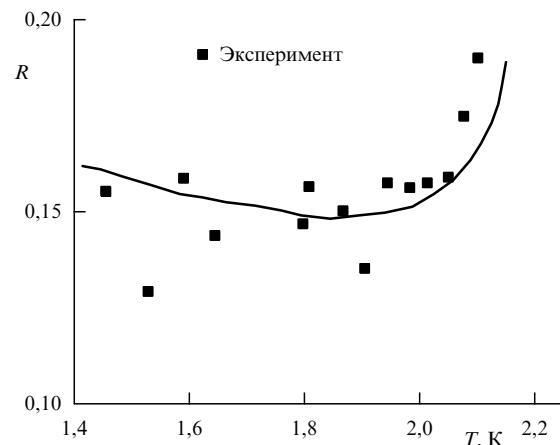


Рис. 14. Сопоставление результатов расчёта с экспериментальными данными [69] (квадраты) по отражению звуковой волны, приходящей из пара на межфазную поверхность сверхтекущего гелия (Не II). R — коэффициент отражения звука от границы раздела фаз гелия II, T — температура этой поверхности. Кривая — результат наших расчётов.

циента отражения звука R от поверхности гелия II, граничащей с насыщенным паром:

$$R = \frac{1 - \chi - 0,86(\rho' - \rho)/(A\rho')}{1 + \chi + 0,86(\rho' - \rho)/(A\rho')}, \quad (19)$$

где ρ — плотность пара гелия,

$$A = 1 + \frac{0,86 r}{\rho' a_2 C a} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\text{sat}},$$

r — теплота испарения гелия II, a — скорость звука в паре гелия, $\chi = \rho a / (\rho' a')$ — приведённое волновое сопротивление пара по отношению к жидкости, a' — скорость первого звука в гелии II. Производную $(\partial p / \partial T)_{\text{sat}}$ можно найти из уравнения Клапейрона–Клаузиуса.

Расчёт по формуле (19) показывает, что, например, при температуре невозмущённого Не II $T_0 = 2$ К коэффициент отражения звука $R = 0,15$. Величина R^2 есть не что иное, как отношение потоков энергии отражённой и падающей звуковых волн. Поскольку в данном случае $R^2 \approx 0,02$, следовательно, от межфазной поверхности отражается всего 2 % потока энергии, приносимого падающей звуковой волной. Оставшиеся 98 % поступающего потока энергии "проходят" в гелий II, преобразуясь в волны первого и второго звука. Таким образом, граница раздела фаз Не II–пар, в отличие от обычной жидкости, практически не отражает звук, т.е. такое явление, как "эхо", на "глади" сверхтекущего гелия невозможно.

Сопоставление результатов расчёта по формуле (19) с экспериментальными данными [69] представлено на рис. 14. Подробно эта задача рассмотрена в пособии [70], а для классических жидкостей с учётом неравновесных эффектов на межфазной поверхности жидкость–пар — в статье [71].

3.4.3. Определение восстановительной нагрузки при кипении гелия II. В этом разделе представлена методика расчёта восстановительного теплового потока [72], разработанная в 1980–1981 гг. Рассматривается так называемый режим бесшумового кипения, в котором граница

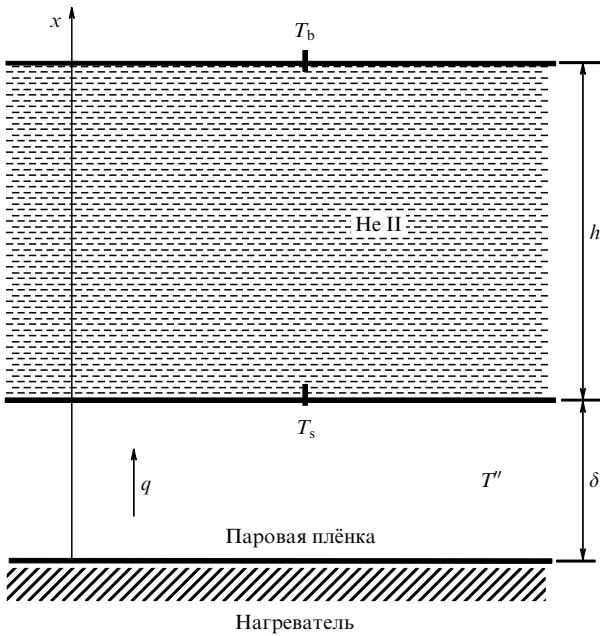


Рис. 15. Схематичное представление бесшумового кипения гелия II. Паровая плёнка толщиной δ отделяет объём сверхтекущего гелия от поверхности нагревателя, погруженного на глубину h в эту жидкость. q — удельный тепловой поток, поступающий на нижнюю границу раздела фаз пар — Не II, имеющую температуру T_s , T'' — температура пара в плёнке, T_b — температура свободной поверхности гелия II (зеркала испарения).

раздела фаз жидкость — пар представляет собой гладкую поверхность, устойчиво сохраняющую свою форму. Наряду с таким типом кипения в экспериментах при значительных тепловых нагрузках и больших глубинах погружения нагревателя в Не II может реализовываться шумовой режим кипения, в котором наблюдаются постоянное движение межфазной поверхности, изменение её формы, возникновение различимого ухом звука.

Рисунок 15 иллюстрирует расположение греющей поверхности, паровой и жидкой фаз при бесшумовом плёночном кипении. Видно, что паровая плёнка отделяет нагреватель от объёма гелия II. Далее будем проводить анализ процессов, происходящих на цилиндрическом нагревателе. В стационарном режиме при определённом значении тепловой нагрузки, т.е. удельного теплового потока q , поступающего с поверхности нагревателя, на этой поверхности имеется паровая плёнка со вполне определённой, не изменяющейся во времени толщиной δ . Увеличение q приводит к возрастанию толщины δ , уменьшение q — к уменьшению δ . При максимальной величине q , равной плотности пикового теплового потока q_p , толщина плёнки принимает наибольшее значение. Удельный тепловой поток в режиме кипения достигает минимального значения при восстановительной тепловой нагрузке q_R , когда восстанавливается непосредственный контакт поверхности нагревателя с гелием II, т.е. $\delta \rightarrow 0$.

Система уравнений, необходимая для решения задачи по определению q_R , формулируется следующим образом. Из молекулярно-кинетического описания испарения — конденсации (см. выражение (3) при $\tilde{j} = 0$) следует, что между давлением пара вблизи межфазной поверхности p'' и удельным тепловым потоком, поступающим на

эту границу (в данном случае q_R), имеется взаимосвязь, которая определяется соотношением

$$q_R = 2,27(p'' - p_s(T_s))\sqrt{2RT_s}, \quad (20)$$

где T_s — температура межфазной поверхности жидкость — пар, $p_s(T_s)$ — давление, соответствующее по линии насыщения этой температуре, R — индивидуальная газовая постоянная (для гелия $R = 2079 \text{ Дж кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$). Формула (20) справедлива при равенстве нулю потока массы через границу раздела фаз. Нет необходимости в обосновании этого условия в рассматриваемой стационарной постановке. Необходимо заметить, что выражение (20) справедливо при относительно небольшой интенсивности теплопереноса, когда

$$\tilde{q}_R = \frac{q_R}{p_s(T_s)\sqrt{2RT_s}} \ll 1.$$

Если это неравенство не выполняется, то вместо (20) следует использовать соотношение

$$q_R = 8\left(\frac{p''}{p_s(T_s)} - 1\right)p''\sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}}, \quad (21)$$

полученное из уравнений сохранений, записанных для четырёхмоментной аппроксимации функции распределения молекул пара по компонентам скоростей. При выводе формулы (21) не делалось предположений о малости относительного теплового потока \tilde{q}_R . Выражения (20) и (21) учитывают специфику теплопереноса на границе раздела фаз в анализируемой задаче.

Перенос тепла по гелию II описывается соотношением Гортера — Меллинка [73], которое в одномерном случае можно представить в скалярном виде:

$$\frac{dT}{dr} = -f(T)q^3. \quad (22)$$

Теплота, поступающая через межфазную границу, распространяется далее по жидкости (Не II). При этом для стационарного режима в силу закона сохранения энергии должно выполняться соотношение

$$q_i r_i = qr, \quad (23)$$

где r — текущий радиус в жидкости, q — плотность теплового потока на этом расстоянии от оси цилиндрической системы координат, r_i — радиус межфазной поверхности, q_i — плотность теплового потока, поступающего на эту поверхность. Поскольку рассматривается режим восстановления непосредственного контакта Не II с нагревателем, толщина паровой плёнки $\delta \rightarrow 0$, т.е. $r_i = r_s$, где r_s — радиус нагревателя, $q_i = q_R$. Таким образом, $q = q_R r_s / r$. Если это выражение для q подставить в формулу Гортера — Меллинка (22), то получим

$$\frac{dT}{dr} = -f(T) \frac{q_R^3 r_s^3}{r^3}, \quad (24)$$

где $f(T)$, q_R , r_s не зависят от r , следовательно, переменные в этом уравнении разделяются, что позволяет записать

$$\int_{T_s}^{T_\infty} \frac{dT}{f(T)} = -q_R^3 r_s^3 \int_{r_s}^{\infty} \frac{dr}{r^3}. \quad (25)$$

Проинтегрируем обе части выражения (25), подставляя соответствующие пределы, учитывая, что $T_\infty = T_b$, где T_b — температура Не II, не возмущённая тепловым потоком (эту температуру имеет свободная поверхность гелия II). В итоге получим

$$T_s - T_b = \tilde{f}(T) \frac{q_R^3 r_s}{2}, \quad (26)$$

где $\tilde{f}(T) = (T_s - T_b) / \int_{T_b}^{T_i} (1/f(T)) dT$. Давление пара над свободной поверхностью гелия II по линии насыщения соответствует температуре этой поверхности, т.е. равно p_b . В стационарных условиях при механическом равновесии давление пара внутри плёнки p'' должно быть равным сумме p_b и гидростатического давления, величина которого определяется глубиной h погружения нагревателя в Не II:

$$p'' = p_b + \rho gh, \quad (27)$$

где g — ускорение силы тяжести.

При заданных T_b , h и известной зависимости давления насыщения гелия от температуры система трёх уравнений, (20), (26) и (27), содержит три неизвестные величины: q_R , p'' и T_s , которые могут быть найдены при решении этой системы. Температура поверхности жидкости (Не II) T_s , находящейся в контакте с паровой плёнкой, может в зависимости от глубины погружения нагревателя в гелий II изменяться от T_b до $T_b + (dT/dp)_{sat} \rho gh$.

Решения задачи, полученные описанным выше методом, показывают, что для малых диаметров нагревателей температура межфазной поверхности Не II близка к T_b , а для больших — к $T_b + (dT/dp)_{sat} \rho gh$. Из (20) следует, что величина восстановительного теплового потока q_R при малых диаметрах должна быть выше, так как $p_s(T_b) < p_s(T_b + (dT/dp)\rho gh)$. Следует отметить, что в рассматриваемой постановке давление пара p'' в силу (27) зависит только от давления над свободной поверхностью гелия II p_b и глубины погружения нагревателя h . Сопоставление расчётных данных с результатами экспериментов, представленное в [72], показывает лучшее согласие при малых диаметрах нагревателей, т.е. в случаях, когда термическое сопротивление по жидкости относительно мало и главную роль в определении эффективности теплопереноса играют процессы на границе раздела фаз гелий II — пар.

Позднее рассмотренный подход использовался для определения восстановительных тепловых нагрузок в экспериментах по кипению сверхтекучего гелия на поверхностях шаровых нагревателей диаметрами 4,8 и 6,0 мм [74]. Получено неплохое согласие расчётных и экспериментальных результатов для сферической геометрии.

В завершение этого раздела отметим как подведение итогов экспериментальных исследований по определению величины коэффициента конденсации, что в первом приближении эта величина близка к единице. Основанием для такого заключения могут служить выводы работ [56, 77] о конденсации пара ртути, калия [57, 78], интенсивном испарении йода [60, 61], сверхзвуковой конденсации воздуха [65], отражении звука от межфазной поверхности сверхтекучего гелия [66–68]. Это же следует из обзорных работ по коэффициентам конденсации для воды [4, 79], поскольку в работе [79] достаточно явно об

этом говорится, а из [4] видно, что сильный разброс экспериментальных данных по измерению коэффициента конденсации воды обусловлен, по-видимому, тем обстоятельством, что измерения производились в разных условиях. Небольшие значения были получены не прямым путём и на значительном по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул пары расстоянии от межфазной поверхности. Если учесть это обстоятельство, то становится оправданным вывод о близости коэффициента конденсации воды к единице.

4. Конденсация из парогазовой среды

Задача об испарении и конденсации из парогазовой смеси более сложна по сравнению с аналогами для однокомпонентной среды: при молекулярно-кинетическом подходе необходимо решать не одно, а два кинетических уравнения Больцмана, которые содержат четыре интеграла столкновений. Соответственно, увеличиваются трудность решений и время их получения. Вместе с тем сама задача становится более интересной, в том числе с фундаментальной точки зрения, поскольку позволяет выявить неизвестные особенности поведения таких систем. Эта проблема актуальна и для прикладных исследований, поскольку большинство реализуемых на практике процессов переноса через межфазные поверхности происходит именно в контакте конденсированной фазы с парогазовой смесью, например испарение воды в воздухе.

Во многих тепломассообменных аппаратах и установках осуществляются процессы переноса, обусловленные испарением жидкости при одной температуре, движением образовавшегося пара через парогазовую смесь и конденсацией этого пара на поверхности, температура которой поддерживается более низкой по сравнению с температурой поверхности испарения. Явления такого рода имеют место во время сушки различных тел, при формировании защитных покрытий элементов энергетического оборудования, перегонке веществ в условиях пониженного давления (вакуумная перегонка, химическое осаждение из паровой фазы) и др. В современных публикациях на рассматриваемую тему отмечается, что исследование процессов конденсации — испарения в присутствии неконденсируемого компонента является важным для разработки технологий хранения и транспортировки криогенного топлива как на земле, так и в космосе. Следовательно, нахождение условий успешной конденсации пара из парогазовой смеси является весьма важной задачей при исследовании соответствующих процессов тепломассопереноса, проектировании и разработке технических устройств различного назначения.

Хорошо известно, что наличие неконденсируемого компонента в парогазовой смеси снижает интенсивность конденсации до такой степени, что в ряде случаев происходит своеобразное запирание конденсирующей поверхности, т.е. пар вообще перестаёт на ней конденсироваться. Ясно, что нахождение таких условий весьма актуально при проектировании и разработке конденсаторов различного типа.

Традиционно предполагается, что пар "доставляется" к поверхности за счёт диффузии, а граница раздела фаз непроницаема для газа, т.е. поток массы газа равен нулю, $j_g = 0$. Следует отметить, что диффузационная модель строго правомерна для малых концентраций пара

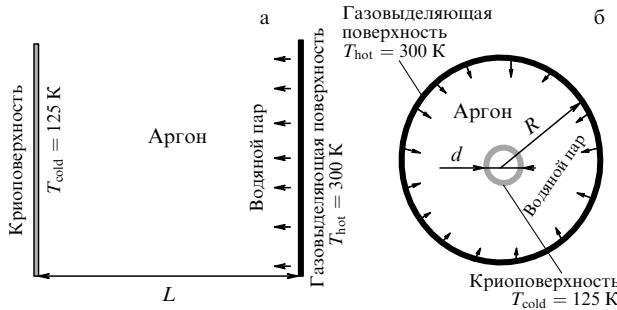


Рис. 16. Криооткачка водяного пара через область, заполненную газообразным аргоном. Представлены две реализации процесса переконденсации водяного пара через пространство, занятое газообразным аргоном: для плоской (а) и цилиндрической (б) геометрий. Водяной пар поступает из газовыделяющей поверхности, имеющей температуру $T_{\text{hot}} = 300 \text{ K}$, проходит через слой газообразного аргона и конденсируется (десублимируется) на поверхности криоповерхности, имеющей температуру $T_{\text{cold}} = 125 \text{ K}$. L — расстояние между поверхностью, выделяющей водяной пар, и криоповерхностью для плоской геометрии, R — радиус газовыделяющей поверхности, d — диаметр криоповерхности для цилиндрической геометрии.

или газа. Используя условие равенства нулю плотности потока массы неконденсируемого газа, т.е. $\rho D dC_g/dx - \rho C_g u_x = 0$, можно получить следующее выражение для плотности потока массы конденсирующегося вещества:

$$j_v = \frac{\rho D}{L} \ln \left(\frac{1 - C_v(x = L)}{1 - C_v(x = 0)} \right). \quad (28)$$

Здесь $C_v = \rho_v / \rho$ — относительная парциальная плотность, ρ_v — плотность пара, ρ — плотность всей смеси, D — коэффициент взаимной диффузии, j_v — плотность потока массы пара, L — размер исследуемой области.

Необходимо подчеркнуть, что использование чисто диффузионного подхода к конденсации или испарению не всегда правомерно. Очевидно, что в результате испарения вещества происходит "оттеснение" неконденсируемого компонента (газа) движущимся от межфазной поверхности паром. Возможны ситуации, когда содержание газа в системе мало, а интенсивность испарения достаточно велика для того, чтобы полностью "оттеснить" газ от межфазной поверхности. В этом случае относительная парциальная плотность вблизи испарительной поверхности стремится к единице, т.е. $C_v(x = 0) \rightarrow 1$. Использовать выражение (28) в такой ситуации нельзя и, как следствие, вычисления надо проводить на основе других подходов. Однако может быть реализован и другой предельный случай, когда давление неконденсируемого компонента значительно больше, чем давление пара. В [80] исследовался процесс криооткачки водяного пара через область, заполненную газообразным аргоном.

В рассмотренных системах давление аргона находится в диапазоне от $0,5 \times 10^{-3}$ Торр до $20,0 \times 10^{-3}$ Торр, в то время как давление паров воды на несколько порядков меньше: $10^{-8} - 10^{-6}$ Торр. Течения неконденсируемого компонента (аргона) в таких системах соответствуют переходному или вязкостному режиму течения. Схема задачи представлена на рис. 16 для прямоугольных и цилиндрических межфазных поверхностей.

С "горячей границы раздела фаз" (на рис. 16 — "Газовыделяющая поверхность") в систему поступает

водяной пар, при этом интенсивность выделения газа с поверхности считается известной и определяется материалом, из которого изготовлены поверхности, ограничивающие исследуемую область. Обычно предполагают, что поступающий с поверхности водяной пар доставляется к противоположной поверхности за счёт диффузии и там конденсируется (на рис. 16 — "Криоповерхность"). Однако использование такого диффузионного подхода не позволяет получить экспериментально наблюдаемые данные. Например, если давление аргона $P_{\text{Ar}} = 2 \times 10^{-3}$ Торр, то плотность аргона соответственно $\rho_{\text{Ar}} = 4,27 \times 10^{-6} \text{ кг м}^{-3}$. Как отмечалось выше, давление водяного пара на несколько порядков меньше: $P_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-6}$ Торр, следовательно, плотность водяного пара $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0,96 \times 10^{-9} \text{ кг м}^{-3}$. Таким образом, плотность смеси $\rho \approx \rho_{\text{Ar}}$. Как следствие,

$$C_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho} \approx \frac{0,96 \times 10^{-9}}{4,27 \times 10^{-6}}.$$

Если $C_{\text{H}_2\text{O}} \ll 1$, то из выражения (28) получим

$$j_v = \frac{\rho D}{L} (C_{\text{H}_2\text{O}}(0) - C_{\text{H}_2\text{O}}(L)). \quad (29)$$

Экспериментально наблюдаемая величина плотности потока массы водяного пара составляет $10^{-8} \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Из соотношения (29) можно определить, какая разность относительных плотностей необходима для получения такой величины плотности потока массы, т.е.

$$C_{\text{H}_2\text{O}}(0) - C_{\text{H}_2\text{O}}(L) = \frac{j_v L}{\rho D}. \quad (30)$$

Размер исследуемой области $L = 0,914 \text{ м}$, коэффициент диффузии $D \approx 3 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Далее, из (30) следует, что $C_{\text{H}_2\text{O}}(0) - C_{\text{H}_2\text{O}}(L) = 71,35$. Поскольку относительная плотность, по определению, величина, меньшая единицы, найденные значения $C_{\text{H}_2\text{O}}(0)$ и $C_{\text{H}_2\text{O}}(L)$ не могут быть реализованы. Таким образом, использование диффузионного подхода не позволяет получить экспериментально наблюдаемые результаты.

Решить задачу о криооткачке водяного пара через среду аргона и получить зависимости давления от расстояния до криопанели оказалось возможным лишь с использованием молекулярно-кинетического подхода [80]. Всё дело в том, что числа Кнудсена для аргона и водяного пара в рассмотренных условиях кардинально различны: $3,0 \times 10^{-3} < \text{Kn}_{\text{Ar}} < 2,0$, $\text{Kn}_{\text{H}_2\text{O}} \gg 1$, т.е. состояние аргона было близко к континуальному, а воды — к свободно-молекулярному. Соответствующие итоги и методика расчётов приведены в статье [80]. Однако применение этого метода во всей исследуемой области при малых числах Кнудсена для обоих компонентов требует весьма значительных компьютерных ресурсов. В этом случае предлагается использовать "шивной" подход, т.е. внешнюю область описывать уравнениями газодинамики, а приповерхностный слой Кнудсена — кинетическими методами. Таким образом, возможны три варианта описания конденсации из парогазовой смеси. В первом из них, более общем, система кинетических уравнений решается во всей расчётной области. Во втором случае применяется "шивной" подход. В третьем, наиболее приближённом, удается использовать результаты соответствующего решения для однокомпонентной сре-

ды. Понятно, что последний вариант имеет меньшую область применения, ограниченную имеющимися "однокомпонентными" результатами.

Решение системы двух кинетических уравнений Больцмана во всей расчётной области получено в статье [81] для задачи о переконденсации при наличии неконденсируемого компонента для чисел Кнудсена по пару 0,5, 0,1 и 0,01. При этом использовался метод прямого численного решения [82]. Показано хорошее согласие с результатами, полученными в работе [83] адаптированным методом Монте-Карло прямого моделирования (Direct Simulation Monte Carlo, DSMC). В статьях [81, 84] предложена и реализована методика расчёта сильно неравновесных течений трёхкомпонентных смесей, у которых сечения столкновений и массы компонентов различаются на несколько порядков, разработанная на основе применения метода [82]. С помощью этого подхода исследована задача переконденсации при движении пара через газопылевую смесь с учётом испарения и конденсации на поверхностях частиц (пылинок, капель, кластеров) с относительно большими размером и массой. В работе [85] получено решение системы двух кинетических уравнений Больцмана для задачи испарения капель в парогазовую среду при большом отношении плотности газа к плотности пара. Рассмотрена реальная ситуация испарения воды при комнатной температуре в окружающий воздух.

Далее последовательно рассматриваются второй ("сшивной") и третий ("квазиконтинуальный") варианты описания.

4.1. Сопряжение решений системы

кинетических и газодинамических уравнений

Метод совместного решения кинетического уравнения Больцмана (КУБ) и уравнений МСС позволяет, с одной стороны, "обеспечить" уравнения Навье–Стокса правильными граничными условиями, учитывающими неравновесные особенности вблизи межфазных поверхностей, а с другой стороны — существенно сократить время вычислений.

При использовании данного подхода кинетическая область, т.е. область, в которой решение осуществляется с использованием одного КУБ или системы КУБ (для случая смеси газов), находится непосредственно вблизи межфазной поверхности и её толщина составляет несколько длин свободного пробега молекул пара (или газа).

Всё остальное полупространство — область "сплошной" среды, в которой решение проводится с использованием системы уравнений сохранения механики сплошной среды (рис. 17, где нижние индексы *v* и *g* обозначают пар и газ соответственно).

Когда степень разрежённости газа сравнительно невелика, т.е. число Кнудсена намного меньше единицы, представляется возможным описать поведение газа, не вникая в детали молекулярных взаимодействий. Соответственно, вдали от поверхностей раздела фаз отклонения от локального термодинамического равновесия малы и для описания тепломассопереноса можно использовать уравнения сохранения. При этом для малых чисел Кнудсена известно, что ФР близка к функции Чепмена–Энскога, которая в свою очередь при отсутствии теплового потока и вязких напряжений превращается в распределение Максвелла. Таким образом, схе-

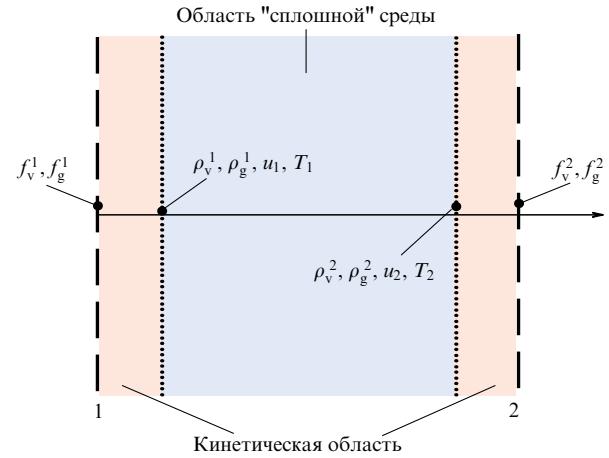


Рис. 17. Схема совместного метода решения системы кинетических и газодинамических уравнений для задачи с испарением – конденсацией. В кинетической области решение осуществляется с использованием методов МКТ газов (на языке функции распределения молекул по скоростям), а в области сплошной среды — с использованием системы уравнений сохранения МСС.

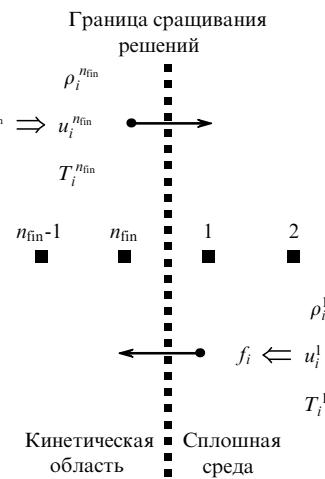


Рис. 18. Иллюстрация процедуры сращивания решений. Макропараметры течения в кинетической области определяются из решения одного кинетического уравнения Больцмана или системы таких уравнений. Величины из последней расчётной точки n_{fin} кинетической области, т.е. $\rho_i^{(n_{fin})}$, $u_i^{(n_{fin})}$, $T_i^{(n_{fin})}$, используются в качестве граничных условий для уравнений механики сплошной среды. В качестве граничного условия для КУБ на границе сращивания решений используется ФР Чепмена–Энскога с параметрами из первой расчётной точки "области сплошной среды": ρ_i^1, u_i^1, T_i^1 , т.е. $f_i = f(\rho_i^1, u_i^1, T_i^1)$.

матично всю исследуемую область можно разделить на "кинетическую" — непосредственно примыкающую к границе раздела фаз, и область "сплошной" среды — отстоящую от границы раздела фаз на несколько средних длин свободного пробега молекул газа (пара). На границе кинетической области и области "сплошной" среды осуществляется процедура "сращивания" решений. Схематично эту процедуру иллюстрирует рис. 18. Обе области разделены условной границей, обозначенной на рисунке пунктиром линией.

Как отмечалось выше, параметры течения "кинетической области" определяются из решения одного КУБ

(в случае чистого пара или газа) или системы КУБ (для случая смеси). Согласно алгоритму решения кинетического уравнения Больцмана для этого должна быть известна функция распределения по скоростям молекул, "летящих" внутрь кинетической области из области сплошной среды. На рисунке 18 эта функция обозначена как f_i , где $i = v, g$ в случае двухкомпонентной смеси и $i = v$ (или g) для однокомпонентной среды.

В качестве такой функции используется функция Чепмена – Энскога с параметрами из первой расчётовкой точки "области сплошной среды" $f_i^1 = f(\rho_i^1, u_i^1, T_i^1)$, $i = v, g$. Эта функция для одномерного течения может быть записана следующим образом:

$$f_i^1 = f_M \left[1 - \frac{\tau_{xx}}{2p} \frac{c_x^2}{RT} - \frac{q_x}{p} \frac{c_x}{RT} \left(1 - \frac{1}{5} \frac{c^2}{RT} \right) \right], \quad (31)$$

где f_M — функция распределения Максвелла, вычисленная по параметрам в точке 1:

$$f_M^1 = \frac{n_1}{(2\pi RT_1)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\xi_x - u_1)^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2RT_1} \right], \quad (32)$$

c_x — проекция относительной скорости молекулы на ось x ,

$$c_x = \xi_x - u_1, \quad (33)$$

τ_{xx} — вязкое напряжение,

$$\tau_{xx} = \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{4}{3} \mu(T_1) \frac{u_2 - u_{\text{fin}}}{2\Delta x}, \quad (34)$$

q_x — тепловой поток,

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \approx -\lambda(T_1) \frac{T_2 - T_{\text{fin}}}{2\Delta x}. \quad (35)$$

Давление p и температура T в (31) равны соответствующим параметрам в точке 1 на n -м шаге по времени.

Из решения кинетического уравнения определяется функция распределения молекул по скоростям в каждой расчётовкой точке "кинетической области". Далее по найденной функции вычисляются макропараметры смеси в этой области, в том числе макропараметры в точке n_{fin} , т.е. ρ_{fin} , u_{fin} , p_{fin} и T_{fin} (см. рис. 18). После этого переходят к решению системы уравнений сохранения сплошной среды, причём граничными условиями для этих уравнений служат найденные ранее макропараметры в точке n_{fin} .

Следует отметить, что при проведении вычислений с использованием сращивания решений могут появиться отрицательные значения функции (31). Это может быть вызвано неправильным выбором границы сращивания решений. Для устранения указанного недостатка необходимо расширить кинетическую область переносом границы сращивания решений в область сплошной среды.

Важным условием получения гладкого сопряжения решений является точное равенство потоков массы, импульса и энергии через границу сращивания решений. При осуществлении численного интегрирования функции (31) (Чепмена – Энскога) точное равенство потоков выполняться не будет. Для выполнения этого условия проводится коррекция функции f_M , состоящая в том, что входящие в f_M макропараметры n , T , u заменяют близкими параметрами n^* , T^* , u^* , получаемыми в результате итерационной процедуры.

2*

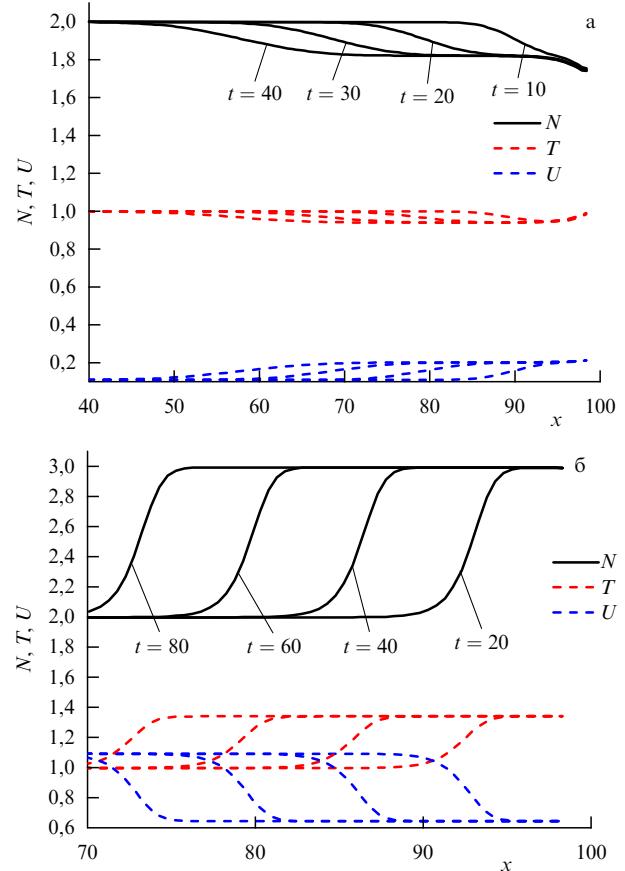


Рис. 19. Зависимости макропараметров (числовой плотности N , температуры T и скорости U) от координаты для различных моментов времени в задаче о нестационарной конденсации пара на плоской поверхности, полученные сшивным методом при $p_\infty/p_s = 2$. Поверхность конденсации расположена на координате $x = 100$. В начальный момент газ в области от $x = 0$ до $x = 100$ имеет следующие параметры: давление p_∞ , температуру T_∞ и скорость u_∞ . Температура поверхности конденсации T_s . (а) Дозвуковая конденсация, $M_\infty = 0,1095$, (б) сверхзвуковая конденсация, $M_\infty = 1,095$.

Таким образом, совместное решение уравнений сохранения и уравнения Больцмана состоит из следующих операций.

1. По результатам решения уравнений сохранения на предыдущем шаге по времени (на первом шаге — по начальному условию) определяются функции распределения молекул, движущихся из этой области.

2. Проводится решение уравнения Больцмана в областях вблизи поверхностей раздела фаз (поверхность испарения или конденсации).

3. По результатам решения уравнения Больцмана определяются макропараметры пара у границ расчёты областей.

4. Проводится решение уравнений сохранения массы, импульса и энергии в области сплошной среды.

В качестве примера рассматривается одномерная полубесконечная задача о конденсации пара на межфазной поверхности. Конденсированная фаза находится при температуре T_s , координата этой поверхности $x = 100$. В начальный момент газ в области $0 < x < 100$ имеет давление p_∞ , температуру T_∞ и скорость u_∞ .

Результаты решений нестационарной задачи для различных чисел Маха представлены на рис. 19–21. Профили макропараметров (концентрации, температуры и

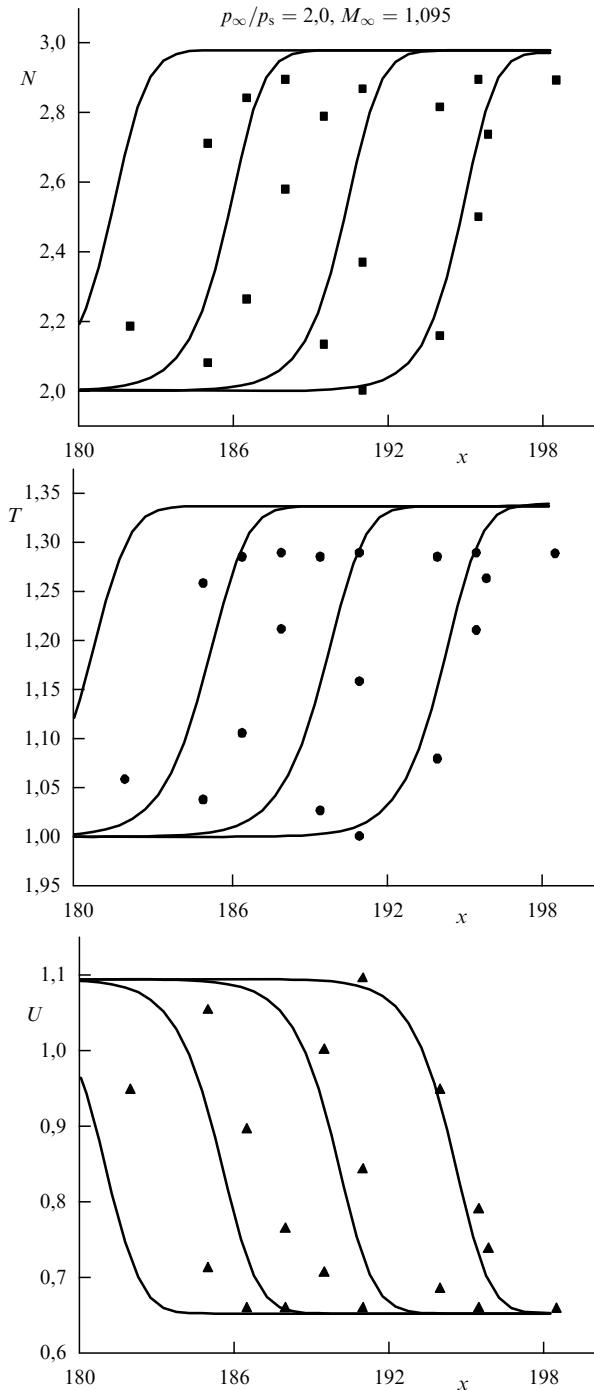


Рис. 20. Сопоставление результатов решения нестационарной задачи о сверхзвуковой конденсации ($M_\infty = 1,095$) на плоской поверхности при $p_\infty/p_s = 2$, полученных спивным методом и путём решения модельного БГК-уравнения [86]. Как и в случае рис. 19, параметры газа в начальный момент (давление p_∞ , температура T_∞ и скорость u_∞) считаются заданными.

скорости) в различные моменты времени для дозвуковой конденсации (число Маха $M_\infty = 0,109$) показаны на рис. 19а, результаты решения задачи о сверхзвуковой конденсации (число Маха $M_\infty = 1,09$) приведены на рис. 19б. Поверхность конденсации располагается при координате $x = 100$. Указанные на рис. 19–21 величины представлены в безразмерном виде. В качестве базовых для приведения параметров к безразмерному виду используются давление и температура газа на бесконечно-

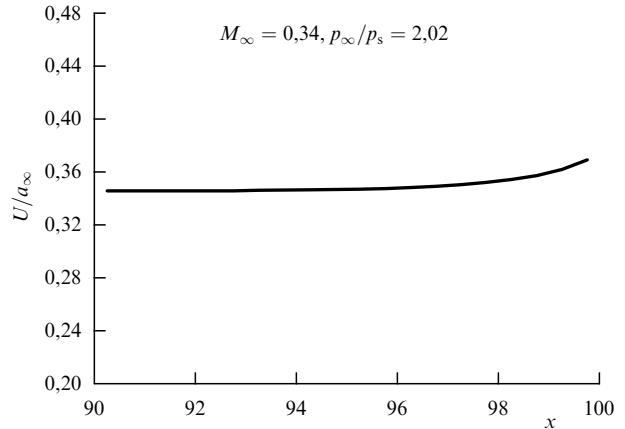


Рис. 21. Результаты решения задачи о дозвуковой конденсации на плоской поверхности, полученные спивным методом, на стационарной стадии. Поверхность конденсации находится на координате $x = 100$.

сти (p_∞, T_∞) , в качестве масштаба скорости берётся скорость звука на бесконечности a_∞ . На рисунках p_s — давление пара, соответствующее температуре конденсированной фазы, т.е. $p_s = p(T_s)$.

На рисунке 20 проведено сравнение результатов, полученных на основе спивного подхода, с результатами, полученными из решения модельного КУБ (модель Бхатнагара–Гросса–Крука (БГК)) [86]. Результаты спивного подхода показаны кривыми, а результаты решения модельного БГК-уравнения — квадратами, треугольниками и кружками.

На рисунке 21 представлены результаты стационарного решения задачи о дозвуковой конденсации с числом Маха $M_\infty = 0,34$.

4.2. Описание конденсации пара через парогазовую смесь с использованием приближённого кинетического решения для однокомпонентной среды

Рассмотрим одномерную стационарную задачу о конденсации из смеси пар–газ в следующей постановке [87]. Пусть в системе имеется некоторое количество газа (неконденсируемого компонента). Известны температура межфазной поверхности и соответствующие этой температуре по линии насыщения давление и плотность. На эту поверхность конденсации издалека подаётся поток пара. Как и при конденсации чистого пара, рассмотренной в разделе 3, считаются известными две газодинамические величины вдали от межфазной поверхности, например плотность и температура набегающего потока пара. Требуется найти распределение плотности и температуры по координате и плотность потока массы конденсирующегося пара. Поскольку рассматривается парогазовая смесь, важно выяснить в том числе, при каком количестве газа вообще возможна конденсация пара на охлаждаемой поверхности.

С точки зрения МСС представленная задача описывается четырьмя уравнениями сохранения: три уравнения сохранения массы, импульса, энергии для смеси в целом и уравнение сохранения массы компонента. Решение системы трёх уравнений сохранения массы, импульса, энергии, полученное для чистого пара при значении числа Прандтля $\text{Pr} = 3/4$ [54], в данном случае справедливо и для всей смеси, поскольку издалека

натекает только пар. Следовательно, дополнительная к этому решению информация может быть получена из уравнения сохранения массы компонента, газа или пара. Последнее может быть представлено следующим образом:

$$j = \rho_v u - \rho D \frac{dC_v}{dx}, \quad (36)$$

где ρ_v — плотность пара, ρ — плотность смеси, u — скорость её движения, D — коэффициент взаимной диффузии пара и газа, $C_v = \rho_v/\rho$ — относительная парциальная плотность пара, x — координата вдоль оси, направленной по нормали к межфазной поверхности, j — плотность потока массы пара: в рассматриваемой одномерной стационарной постановке — величина постоянная. Соответственно решение уравнения (36) при числе Льюиса — Семёнова, равном единице, $Le = 1$, имеет вид

$$C_v(x) = 1 - \exp\left(\frac{3j}{4} \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right) [1 - C_v(0)], \quad (37)$$

где μ — динамическая вязкость смеси. По определению $Le = D/a$, где a — температуропроводность смеси.

Таким образом, если задание двух газодинамических величин, как и при конденсации чистого пара, предоставляет возможность вычислить плотность потока массы j , то выражение (37) позволяет найти искомую зависимость парциальной плотности газа от координаты при заданном значении этой величины для $x = 0$. Равенство $C_v(0) = 0$ определяет предельно возможный режим конденсации, поскольку дальнейшее повышение количества газа должно привести к отрицательной плотности пара. Для этого случая, т.е. при $C_v(0) = 0$, (37) принимает вид

$$C_g^{\lim}(x) = \exp\left(\frac{3j}{4} \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right). \quad (38)$$

С помощью выражения (38) можно вычислить величину наибольшего (запирающего) количества газа в системе. Конденсация в данной постановке вообще возможна лишь до тех пор, пока выполняется неравенство

$$\int_{-\infty}^0 \rho_g dz \leq \int_{-\infty}^0 \rho_g^{\lim} dz, \quad (39)$$

где $dz = (3/4)(j/\mu) dx$. Из (38) с учётом того, что $C_g^{\lim} = \rho_g^{\lim}/\rho$ следует

$$\frac{\rho_g^{\lim}}{\rho} = \exp\left(\frac{3j}{4} \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right), \quad \text{т.е.} \quad \rho_g^{\lim} = \rho \exp\left(\frac{3j}{4} \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right).$$

Если в (39) подставить найденную таким образом плотность ρ_g^{\lim} , где ρ находится из уравнения сохранения массы как $\rho = \rho_\infty u_\infty / u$, а u/u_∞ определяется решением уравнения сохранения импульса для однокомпонентной среды [54], то получим

$$\int_{-\infty}^0 \rho_g dz \leq \rho_\infty \int_{-\infty}^0 \frac{\exp z}{1 + a_1 \exp z} dz, \quad (40)$$

где a_1 — коэффициент в упомянутом решении уравнения движения [54], $u/u_\infty = 1 + a_1 \exp z$, u — скорость пара в

Таблица 3. Расчётные данные по предельным режимам конденсации

a_1	$\frac{\int_{-\infty}^0 \rho_g dz}{\rho_\infty} \leq 1, Le = 1$	$\frac{\int_{-\infty}^0 \rho_g dz}{\rho_\infty} \leq 1, Le = \frac{3}{4}$
-0,162	1,09	0,84
0,195	0,91	0,68
-0,134	1,07	0,83
0,043	0,98	0,80
-0,189	1,11	0,85
-0,127	1,07	0,83
-0,087	1,05	0,81
0,039	0,98	0,81
0,137	0,94	0,71
-0,013	1,00	1,23

сечении z , u_∞ — скорость пара при $z \rightarrow -\infty$. Интегрирование правой части (40) даёт

$$\int_{-\infty}^0 \rho_g dz \leq \frac{\rho_\infty}{a_1} \ln |1 + a_1|. \quad (41)$$

Такие же преобразования при $Le = 3/4$ приводят к отличным от формул (37), (38), (40), (41) для $Le = 1$ следующим выражениям:

$$C_v(x) = 1 - \exp\left(j \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right) [1 - C_v(0)], \quad (42)$$

$$C_v^{\lim}(x) = 1 - \exp\left(j \int_0^x \frac{dx}{\mu}\right), \quad (43)$$

$$\int_{-\infty}^0 \rho_g dz \leq \rho_\infty \frac{\exp(4z/3)}{1 + a_1 \exp z} dz, \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^0 \rho_g dz &\leq \frac{\rho_\infty}{a_1} \left[3 - \frac{\ln |1 + a_1^{1/3}|}{a_1^{1/3}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2a_1^{1/3}} \ln \left| \left(a_1^{1/3} - \frac{1}{2}\right)^2 + \frac{3}{4} \right| - \frac{\sqrt{3}}{a_1^{1/3}} \arctan \left(\frac{\sqrt{3} a_1^{1/3}}{2 - a_1^{1/3}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (45)$$

Результаты расчёта правых частей неравенств (41) и (45) для решений $u/u_\infty = 1 + a_1 \exp z$ представлены в табл. 3, в которой значения a_1 взяты из работы [54].

Представленное выше описание даётся, как и для чистого пара, с учётом сжимаемости конденсируемой среды, т.е. и плотность смеси, и плотности её отдельных компонентов (пара и газа) могут изменяться по координате. Отмеченная сжимаемость проявляется тем сильнее, чем быстрее движется поток пара. Напротив, при малых числах Маха для этого потока плотность парогазовой смеси в первом приближении можно считать постоянной. Процесс конденсации из парогазовой смеси в таком приближении рассматривается, например, в монографии [88].

Для анализа полученных расчётных данных повторим, что, согласно постановке задачи, в рабочий объём через правое входное сечение непрерывно подаётся поток пара, который, пройдя через слой бинарной парогазовой смеси, успешно конденсируется на левом сечении системы. Первоначально в системе находилось некоторое количество газа. Решения (41) и (45) позволяют определить наибольшие значения этого количества, при которых в принципе возможна одномерная стационарная конденсация. Если газа в системе будет больше, то он не

позволит всему поступающему пару достигнуть межфазной поверхности и успешно сконденсироваться на ней. Плотность потока массы пара при этом станет меньше значения, соответствующего заданным величинам плотности и температуры пара на входе. В результате плотность пара во входном сечении должна возрасти, а по постановке задачи она считается изначально заданной. В случае другой реальной постановки, когда известны температура пара во входном сечении T_∞ и плотность потока массы пара j , решение уравнения сохранения импульса [54] позволяет определить плотность пара в этом сечении ρ_∞ , соответствующую заданным T_∞ и j . При превышении предельного количества газа система будет не в состоянии обеспечить это значение ρ_∞ , соответственно, другой должна быть и величина плотности потока массы j , а она изначально считается заданной.

Одномерная постановка, видимо, является наиболее жёсткой, поскольку газу некуда деваться под напирающим воздействием натекающего пара. Ему остаётся лишь собираться вблизи межфазной поверхности, препятствуя тем самым конденсации и приводя в конце концов при некоторых рассмотренных выше условиях к полному прекращению отвода пара из системы. Двумерные и трёхмерные постановки в этом смысле могут быть более "либеральными", поскольку газ имеет возможность удаляться от поверхности конденсации в тангенциальном направлении. Однако если система замкнута, то при превышении некоторого начального количества газа в ней в конце концов сформируются условия для запирания поверхности конденсации и для многомерных задач. Эти условия будут зависеть от соотношения конденсирующей и непроницаемых для пара поверхностей, их температур и пр., но вряд ли запирающее количество газа будет меньше оценки, сделанной для одномерной постановки. Соответственно, можно считать, что если при разработке конденсатора удовлетворяется неравенство (39), то такое устройство сможет обеспечить проектируемую интенсивность конденсации j , определяемую ρ_∞ и T_∞ .

Следовательно, пар будет успешно конденсироваться в рассматриваемой системе с одной и той же плотностью потока массы j при различных количествах газа в системе. Важно только, чтобы это количество не превышало величину, определяемую неравенством (39). При этом распределения плотности и температуры смеси по координате не зависят от того, сколько газа первоначально находилось в системе, и определяются решениями уравнения сохранения импульса [54]. Увеличение количества газа от нуля (конденсация чистого пара) до предельного значения приводит к перераспределению парциальных плотностей. При отсутствии газа плотность смеси около межфазной поверхности в точности равна плотности пара. Однако с приближением к запирающему режиму плотность пара у границы раздела фаз убывает, а плотность газа возрастает. Напомним, что по постановке рассмотренной "полубесконечной" задачи вдали от межфазной поверхности массовая концентрация пара всегда равна единице, т.е. в систему поступает только пар, а не смесь. В одномерной стационарной задаче при требовании постоянства плотности и температуры компонентов вдали от межфазной поверхности по-другому и быть не может, поскольку граница раздела фаз не пропускает газ. Если бы непрерывно натекала смесь, а не чистый пар, то с неизбежностью возрастили бы плотность ρ_g и давление

P_g газа во времени и область течения, в которой градиенты ρ_g и P_g отличны от нуля, смешалась бы в положительном направлении по x . Конкретная зависимость плотности пара от координаты определяется решением (37). Величину $C_v(0)$, входящую в это выражение, при известном начальном количестве газа в системе $\int_z^0 \rho_g^{in} dz$ можно оценить, используя следующие соотношения:

$$C_v(0) = 1 - C_g(0), \quad (46)$$

$$C_g(0) = \frac{\rho_g(0)}{\rho_\infty}, \quad (47)$$

$$\frac{\rho_g(0)z}{2} = \int_z^0 \rho_g^{in} dz. \quad (48)$$

Из (37) видно, что наиболее резко массовая концентрация пара возрастает с увеличением координаты при малых значениях этой концентрации вблизи межфазной поверхности. Соответственно при этом резко уменьшается массовая концентрация газа. С точки зрения МКТ плотность потока массы конденсирующегося вещества j определяется как разность двух противоположно направленных молекулярных потоков: потока молекул j^+ , движущихся от межфазной поверхности (в результате испарения), и потока молекул j^- , движущихся к межфазной поверхности. С понижением температуры межфазной поверхности поток испаряющихся молекул j^+ уменьшается и, как следствие, результирующий конденсационный поток j увеличивается. Таким образом, увеличения интенсивности процесса для чистого вещества можно добиться, понижая температуру межфазной поверхности. С другой стороны, если в исследуемой области находится неконденсируемый газ, то основное "сопротивление" движению пара обусловлено именно столкновениями с молекулами этого газа. Поток молекул пара к поверхности конденсации блокируется частыми столкновениями с молекулами неконденсируемого газа. Причём в этом случае даже улучшение условий для конденсации посредством понижения температуры межфазной поверхности не позволяет (в чём состоит отличие от случая чистого вещества) достичь требуемой величины плотности потока массы конденсируемого вещества.

Представленный выше подход не учитывает особенностей столкновений между молекулами пара и газа, происходящих в непосредственной близости к межфазной поверхности в слое Кнудсена. Для получения более точных оценок влияния неконденсируемого компонента на особенности процесса конденсации необходимо использовать кинетическое описание. Моделирование такого рода проводилось в работе [89], где тоже предполагалось, что вдали от поверхности конденсации находится только пар. Для нахождения параметров смеси и каждого из компонентов использовалось модельное кинетическое уравнение для газовых смесей. Считались заданными температура межфазной поверхности, плотность пара вдали от неё и число Маха натекающего пара. Результатом решения являются распределения макропараметров смеси для различного начального содержания газа в системе. Авторы [89] отмечают, что существуют ситуации, в которых присутствующий вблизи поверхности конденсации газ препятствует движению пара, что приводит к прекращению конденсации. Такие резуль-

таты получены для нескольких значений чисел Маха. Так, например, для $M_\infty = 0,1$ расчёты показали, что одномерная стационарная конденсация пара, проходящего через парогазовую смесь, становится невозможной, если $\int_0^\infty \rho_g d(x/l_\infty) \geq 9,0\rho_\infty$, даже при сколь угодно низкой температуре межфазной поверхности. Данная особенность вблизи границы раздела фаз обусловлена блокирующим влиянием газа, который не пропускает пар в необходимом количестве к этой границе.

Используя кинетические расчёты [89], легко определить корректность рассмотренной выше оценочной процедуры. Из таблицы 3 следует, что $\int_{-\infty}^0 \rho_g dz \leq \rho_\infty$. Поскольку

$$dz = \frac{3}{4} \frac{j}{\mu} dx, \quad j = \rho_\infty u_\infty, \quad \mu \approx \frac{1}{3} \rho_\infty l_\infty \sqrt{\frac{8RT_\infty}{\pi}},$$

то

$$dz = \frac{9}{8} \frac{\rho_\infty u_\infty \sqrt{\pi}}{\rho_\infty l_\infty \sqrt{2RT_\infty}} dx.$$

Для одноатомного газа число Маха

$$M_\infty = \frac{|u_\infty|}{\sqrt{(5/3) RT_\infty}}.$$

Следовательно,

$$dz = \frac{9}{8} \frac{u_\infty}{\sqrt{(5/3) RT_\infty}} d\left(\frac{x}{l_\infty}\right) \sqrt{\frac{5\pi}{6}} = -1,82 M_\infty d\left(\frac{x}{l_\infty}\right).$$

Таким образом,

$$\int_{-\infty}^0 \rho_g dz = 1,82 \int_0^\infty \rho_g M_\infty d\left(\frac{x}{l_\infty}\right).$$

Для числа Маха, равного 0,1, получаем

$$1,82 \int_0^\infty \rho_g 0,1 d\left(\frac{x}{l_\infty}\right) \leq \rho_\infty.$$

То есть при $\int_0^\infty \rho_g d(x/l_\infty) \geq 5,5\rho_\infty$ конденсация пара, проходящего через парогазовую смесь, становится невозможной. Таким образом, точный кинетический расчёт показывает, что если начальное содержание газа в системе больше, чем $9,0\rho_\infty$, то конденсация со скоростью $M_\infty = 0,1$ не будет осуществляться. В то же время упрощённый подход свидетельствует о том, что конденсация с таким числом Маха прекратится, если содержание газа в системе превысит $5,5\rho_\infty$.

В итоге можно сделать следующее заключение. Применение представленного в работе [54] "однокомпонентного" метода для описания конденсации парогазовой смеси позволяет найти предельное количество газа в системе, при котором вообще возможна конденсация пара на поверхности. При решении этой задачи не потребовалось прибегать к методам МКТ. Оказалось достаточно привлечь известные результаты применения таких методов для исследования однокомпонентной системы (чистого пара) и решить уравнение сохранения массы компонента сплошной среды, что обусловлено точной постановкой граничного условия для газа на межфазной поверхности ввиду её непроницаемости для этого компонента.

В статье [90] подход [54] развит для конденсации пара при наличии неконденсируемого компонента. Авторы [90] представили свои результаты в виде обобщающего формула (7) соотношения (см. раздел 2.2.2), пригодного в диапазоне отношения молярных масс компонентов $0,03 \leq \mu_g/\mu_v \leq 1,24$ и соответствующих плотностей $0,008 \leq \rho_g/\rho_v \leq 2,40$ при $1,7 \leq \rho_{g\infty}/\rho_{v_s} \leq 44,0$, где ρ_{v_s} — плотность насыщенного пара при температуре межфазной поверхности T_s .

Авторы работы [91], используя для анализа конденсации из парогазовой смеси свои, судя по всему "однокомпонентные", приближённые соотношения для описания "кинетических граничных условий у межфазной поверхности", приходят к заключению о сильном влиянии даже небольшого количества неконденсируемого газа на интенсивность массопереноса, "что имеет важное практическое значение, особенно для хранения криогенных жидкостей".

Ранее в статье [92] для линеаризованной постановки были представлены решения двух задач: о переконденсации в плоском слое при наличии неконденсирующегося газа и о конденсации – испарении на границе полубесконечного объёма парогазовой смеси. Использовался моментный метод решения модельного кинетического уравнения. Получены выражения, позволяющие определить потоки массы и поля концентраций во всём диапазоне чисел Кнудсена. Как развитие этого подхода, в работе [93] при рассмотрении конденсации из слоя парогазовой смеси толщиной d было показано, что кинетическими эффектами вблизи границы раздела фаз нельзя пренебречь при выполнении неравенства $1 - \gamma(0) \leq Kn$, где $\gamma = \rho_v/\rho_{mixt}$, $Kn = l/d$, l — средняя длина свободного пробега молекул пара.

4.3. Экспериментальные данные

об испарении – конденсации при наличии неконденсируемого компонента

В работе [94] описывается экспериментальное исследование и приводятся соответствующие опытные данные по переконденсации нафталина при наличии воздуха. Экспериментальная установка представляла собой камеру для сублимации, состоящую из двух сфер, одна из которых симметрично располагалась внутри другой. На поверхность внутренней сферы диаметром 30 мм наносился слой нафталина, который в ходе эксперимента сублинировался. Образовавшийся пар, пройдя сферический зазор толщиной 60 мм, осаждался на внутренней поверхности внешней сферы диаметром 150 мм. Теплоподвод к испарителю, каковым служила внутренняя сфера, осуществлялся посредством электрического нагревателя, находящегося внутри испарителя. Охлаждение конденсатора (внешней бронзовой сферы) производилось прокачкой метанола при температуре от $\approx 0^\circ\text{C}$ до -40°C по медным трубам теплообменника, намотанным на внешнюю поверхность конденсатора. Весовым способом измерялся поток массы, т.е. интенсивность переконденсации, термопарами определялись температуры поверхности сублиматора и конденсатора, по которым находились соответствующие давления насыщения нафталина. Общее давление в камере измерялось диафрагменным вакуумметром и U-образным масляным манометром в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-1} мм рт. ст. Температура сублиматора варьировалась в диапазоне -21°C – 10°C , температура конденсатора изменялась примерно от -31°C до нуля.

Неопределённости измерения температур внутренней и внешней сфер составляли соответственно $\pm 0,1^\circ\text{C}$ и $\pm 0,4^\circ\text{C}$. Авторы [94] оценили погрешность измерения расхода сублимации в $\pm 2\%$.

В ходе экспериментов получены значения плотности потока массы (интенсивности переконденсации) от 10^{-5} до $10^{-3} \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При этом минимальное давление насыщения при соответствующей температуре испарителя (около -21°C) составляло $0,485 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$, максимальное при температуре $\approx 10^\circ\text{C} = 18,200 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ Для конденсатора эти величины равнялись $0,115 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ при -31°C и $\approx 6 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ при температуре $\approx 0^\circ\text{C}$. Давление неконденсируемого компонента (воздуха) варьировалось от $1,88 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ до $137,10 \times 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ Отмечается хорошее согласие с результатами расчёта по диффузионной формуле для условий сплошной среды и формулой Герца – Кнудсена при коэффициенте конденсации, равном 0,9, для свободно-молекулярного предела.

Статья [95] представляет экспериментальное исследование переконденсации воды, фреона 113 и ртути при наличии естественного неконденсирующегося компонента — воздуха. В ходе эксперимента алюминий-хромелевыми термопарами с корольком размером около 0,3 мм измерялось распределение температуры в переконденсационном зазоре при среднем давлении для воды и фреона 113 1–2 мм рт. ст., а для ртути — при давлении от 0,025 до 0,28 мм рт. ст. В результате экспериментов установлено, что скачки температуры вблизи межфазных поверхностей при переконденсации ртути могут составлять около 50 % общего температурного напора. Авторы [95] пришли к выводу, что в этом классе явлений большую роль играет наличие неконденсируемого компонента, присутствие которого необходимо количественно контролировать, и что наиболее целесообразным при изучении переконденсации является исследование одноатомных паров с большой молярной массой при низких давлениях.

В обзоре [96] представлено выражение для определения плотности потока массы при испарении, полученное методами квантово-механической статистической теории [97]. Для обоснования этого соотношения авторы [96] привели результаты экспериментов по испарению воды вблизи тройной точки в трёхмерной задаче при наличии неконденсируемого компонента, количественное содержание которого ими, по-видимому, не фиксировалось, или не приводится в работе [96].

5. Проблема формулирования граничных условий

При изучении явлений переноса возникает необходимость в формулировании граничных условий на межфазных поверхностях, которые ограничивают рассматриваемые области. Обычно с этой целью достаточно успешно применяется так называемая квазиравновесная схема [76], представляющая наиболее простую формулировку специальных условий совместности. Хорошо известный пример такого рода — так называемая гипотеза прилипания. В соответствии с этой гипотезой на межфазной поверхности температуры и скорости контактирующих фаз равны, т.е. соседствующие среды не скользят относительно друг друга. Однако по мере увеличения интенсивности переноса в нормальном к

границе раздела фаз направлении эти простые условия перестают адекватно описывать реальную картину вблизи межфазной поверхности. Причина возникающего при этом искажённого представления фактического положения заключается в том, что в общем случае процесс переноса является неравновесным и, как следствие, использование квазиравновесного подхода неоправданно. В этой ситуации становится актуальным применение методов физической кинетики, в которых изначально не накладываются ограничения на степень неравновесности исследуемых процессов. Для оценки степени неравновесности задач переноса удобно ввести параметры неравновесности, из расчёта которых можно определить необходимость использования квазиравновесной схемы или методов физической кинетики в каждом конкретном случае.

1. *Отношение потоков, реализуемых в конкретных условиях, к максимально возможным величинам потоков, определяемым МКТ.* Рассмотрим задачу о воздействии теплового потока с удельной величиной q на поверхность конденсированной фазы. При подводе теплоты с поверхности конденсированной фазы начинается испарение. Величину плотности потока массы испаряющегося вещества обозначим как j . Необходимо определить взаимосвязь давления пара P'' с температурой границы раздела фаз T_s и значением j . Как отмечалось в разделе 2.2.1, для расчёта плотности потока массы при испарении можно воспользоваться выражением (5), аппроксимирующим результаты работы [54]. Из этого выражения видно, что в общем случае при испарении давление пара отличается от равновесного давления, соответствующего по линии насыщения температуре межфазной поверхности T_s .

В качестве иллюстрации рассмотрим следующую ситуацию. Предположим, что на поверхность воды, имеющую температуру $T_s = 281 \text{ K}$, действует тепловой поток $q = 2 \times 10^6 \text{ Вт м}^{-2}$. Используя взаимосвязь между величиной теплового потока и удельной теплотой парообразования $j = q/r$, легко получить следующее значение: $j \approx 0,81 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При этом предполагается, что вся поступающая теплота расходуется только на испарение. Из выражения (5) можно найти, что при $T_s = 281 \text{ K}$ ($P_s = 1072 \text{ Па}$, $\rho_s = 0,0083 \text{ кг м}^{-3}$) величина плотности потока массы $j \approx 0,81 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ реализуется при $\rho_\infty = 0,0048 \text{ кг м}^{-3}$. Расчёт по методике [54] показывает, что при этом $P_\infty \approx 530 \text{ Па}$, т.е. давление в паре на некотором (в макроскопическом смысле весьма небольшом) удалении от межфазной поверхности примерно в два раза отличается от давления, соответствующего по линии насыщения температуре этой границы раздела фаз.

Для другой температуры, а именно температуры тройной точки воды $T_s = 273,16 \text{ K}$ ($P_s = 611 \text{ Па}$), соответственно $\rho_s = 0,0048 \text{ кг м}^{-3}$. Следовательно, максимальная плотность потока массы вылетающих из конденсированной фазы молекул j_e , определяемая соотношением $j_e = \rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}$, равна $0,69 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для стационарной постановки максимально возможная интенсивность испарения составляет примерно $0,80–0,84$ от этой величины (см. выше), т.е. около $0,56 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В итоге максимальный отводимый в результате испарения тепловой поток $q = jr = 1,41 \times 10^6 \text{ Вт м}^{-2}$. Если поступающий на границу раздела фаз тепловой поток больше этой величины, то избыток тепла будет затрачиваться на нагрев конденсата, температура межфазной поверхно-

сти станет повышаться, что в свою очередь приведёт к возрастанию интенсивности испарения. Таким образом, соотношение $q = jr$ перестанет выполняться, вследствие того что возможности конденсированной среды ограничены, а не беспредельны, как это негласно предполагается при традиционном подходе. Образно говоря, поток массы не справляется с потоком тепла.

В рассмотренной ситуации удобно ввести следующий параметр неравновесности, представляющий собой отношение интенсивности испарения, соответствующей поступающему тепловому потоку по теплоте парообразования, к плотности потока массы молекул, вылетающих из конденсированной фазы:

$$\tilde{j} = \frac{q}{r\rho_s \sqrt{RT_s/(2\pi)}}. \quad (49)$$

Возможно также сопоставление теплового потока q , реально поступающего на межфазную поверхность, с тепловым потоком $P_{\text{sat}}\sqrt{2RT_s}$, определяемым МКТ в виде отношения

$$\tilde{q} = \frac{q}{P_{\text{sat}}\sqrt{2RT_s}}. \quad (50)$$

Если величины \tilde{j} и \tilde{q} близки к единице или больше её, то квазиравновесный подход не может быть использован и должны применяться методы МКТ.

2. Степень разрежённости среды, характеризуемая числом Кнудсена. Как правило, свободно-молекулярный предел, для которого число Кнудсена велико, связывают с высоким или сверхвысоким вакуумом. Однако при наблюдаемом в настоящее время интересе к наносистемам этот режим может быть актуальным и при нормальных условиях. Например, предположим, что требуется рассчитать величину потока тепла от одной стеки наноканала (с температурой T_h) к другой (с температурой T_c) через плоский слой газа толщиной 1 нм при атмосферном давлении. Средняя длина свободного пробега при нормальных условиях $\sim 10^{-7}$ м, соответственно $\text{Kn} \sim \sim 10^{-7}/10^{-9} \gg 1$. То есть в данной ситуации реализуется свободно-молекулярный режим и использование традиционного закона теплопроводности Фурье неправомерно, а для расчёта величины теплового потока при $\Delta T/T_h \ll 1$, где $\Delta T = T_h - T_c$, необходимо использовать следующее выражение:

$$q = 2\bar{P}\sqrt{\frac{R}{2\pi T_h}}\Delta T. \quad (51)$$

3. Отношение характерных времён соответствующих процессов переноса. Необходимость использования методов МКТ в каждой конкретной ситуации можно оценить сравнением времени кинетической релаксации с характерным временем рассматриваемого процесса:

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau_{\text{kin}}}{\tau_{\text{proc}}}. \quad (52)$$

При нормальных условиях время кинетической релаксации $\sim 10^{-9}$ с. Соответственно, если характерное время процесса около 10^{-9} с, то $\tilde{\tau} \sim 1$. В данном случае необходимо применение методов физической кинетики. С другой стороны, если характерное время процесса $\sim 10^{-3}$ с, то $\tilde{\tau} \ll 1$ и вполне могут быть использованы методы механики сплошной среды.

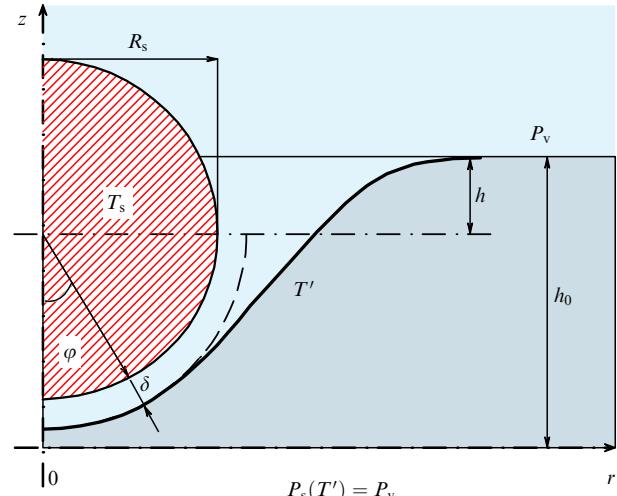


Рис. 22. Форма межфазной поверхности при плёночном кипении на поверхности горячего тела сферической формы. R_s — радиус нагреваемого шара, T_s — его температура, T' — температура межфазной поверхности: пар-жидкость, $P_s(T')$ — соответствующая этой температуре давление пара по линии насыщения, P_v — давление пара над свободной поверхностью жидкости, h — глубина погружения центра шара в жидкость, z, r — продольная и радиальная координаты сферической системы координат, h_0 — глубина погружения "нулевой" точки сферической системы координат, φ — угол между осью z и нормалью к межфазной поверхности, δ — толщина паровой пленки.

4. Соотношение характерных перепадов давлений, обусловленных неравновесными эффектами и особенностями исследуемых явлений (гидростатическое давление, разность давлений, связанная с поверхностным напряжением, и др.). Например, при рассмотрении задачи об определении формы межфазной поверхности при плёночном кипении на поверхности нагревателя, погруженного в жидкость (рис. 22), возможно введение следующих неравновесных параметров:

$$\frac{\rho gh_0}{0,44 q_s / \sqrt{2RT'}}, \quad \frac{2\sigma / R_s}{0,44 q_s / \sqrt{2RT'}}. \quad (53)$$

В данном случае гидростатическое давление и скачок давления по формуле Лапласа сравниваются с разностью давлений, обусловленной неравновесностью теплопереноса, определённой на основе молекулярно-кинетического подхода. Если представленные параметры сопоставимы с единицей, то необходимо применение методов физической кинетики.

Кажется привлекательным способом, при котором используется совместный (шивной) вариант описания. То есть жидккая фаза и область около межфазной поверхности описывается методами молекулярной динамики (МД), далее применяются методы кинетической теории газов, а на расстоянии более 10–20 длин свободного пробега молекул газа — уравнения МСС. Однако попытки такого рода сталкиваются с определёнными проблемами и трудностями [98]. Характерный масштаб времени МД — это период колебаний атомов кристаллической решётки, т.е. $\sim 10^{-13}$ с. Эта величина примерно в 10^4 раз меньше времени кинетической релаксации в паре при нормальных условиях $\sim 10^{-9}$ с. При численной реализации МД шаг по времени составляет, как правило, $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$ с. Следовательно, для получения

информации о поведении системы атомов за среднее время одного столкновения между ними необходимо сделать 10^5 шагов. Кроме того, если при использовании сшивного варианта МКТ–МСС не возникает принципиальных трудностей в "обмене" информацией, то при сопряжении МД и МКТ появляются пока неразрешённые сложности. Одна из них состоит в следующем. Методы МД-моделирования оперируют координатами и скоростями частиц рассматриваемой системы. В то же время известно, что при молекулярно-кинетическом подходе такое описание движения газа является излишне полным. Поэтому приходится прибегать к менее полному статистическому описанию поведения системы. Таким образом, из результатов молекулярно-кинетических вычислений не представляется возможным получить необходимую для МД информацию о координатах и скоростях частиц. Соответственно, взаимный обмен результатами вычислений, полученными молекулярно-кинетическим и молекулярно-динамическим методами моделирования, становится проблематичным и, как следствие, эти подходы трудно объединить.

Известно лишь ограниченное число работ, в которых при рассмотрении процессов испарения и конденсации жидкая и газовая фазы моделируются на основе единого вычислительного метода — МД или кинетических уравнений, пригодных для описания как разрежённых (пар), так и плотных (жидкость) сред. К таким работам можно отнести [99–103]. Своёобразное развитие этого подхода представлено на 31 Международном симпозиуме по динамике разрежённых газов в докладе [104], где предлагаются использовать моментный метод Грэда для формулирования замкнутой системы 26 моментных уравнений. Авторы [104] полагают, что "в соответствующих пределах эти уравнения будут приводиться к системе уравнений Навье–Стокса–Фурье для жидкости и пара. Наш основной интерес состоит в изучении негидродинамических эффектов, в частности процессов переноса через переходную область и взаимодействия переходной области со слоем Кнудсена".

6. Применение методов молекулярной динамики

Необходимо отметить, что постановка задачи для кинетики отличается от постановки задачи для молекулярной динамики. Эти отличия состоят в следующем. В кинетическом приближении граница раздела фаз конденсат–пар представляет собой геометрическую поверхность, а в МД-подходе возникает переходный слой, в котором свойства изменяются достаточно сильно, но непрерывно от значений для конденсата до значений для пара. Для проведения кинетических расчётов должна быть задана линия фазового равновесия конденсат–пар (линия насыщения), т.е. зависимость равновесного давления или плотности насыщенного пара от температуры. Такая информация получена экспериментально для большинства веществ и представлена в виде таблиц, аппроксимирующих формулы или графиков. Указанную зависимость описывает уравнение Клапейрона–Клаузиуса (УКК), позволяющее рассчитать производную давления насыщения по температуре (dP/dT)_{sat}:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{sat}} = \frac{r\rho''\rho'}{T(\rho'' - \rho')} , \quad (54)$$

где r — теплота парообразования, ρ'' и ρ' — плотности насыщенного пара и жидкости соответственно. Нетрудно получить решение этого уравнения при предположении постоянства теплоты парообразования для состояний вдали от критической точки, когда $\rho'' \ll \rho'$ и справедливо уравнение Менделеева–Клапейрона:

$$P_{\text{sat}} = \rho'' RT , \quad (55)$$

где R — индивидуальная газовая постоянная. В этом случае из двух представленных уравнений следует:

$$P_{\text{sat}}(T) = P_{\text{sat}}(T_0) \exp \left[\frac{r}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] , \quad (56)$$

где $P_{\text{sat}}(T_0)$ и $P_{\text{sat}}(T)$ — давления насыщения при температурах T_0 и T соответственно. Следовательно, если известны давление насыщения при некоторой температуре T_0 и величина теплоты парообразования r , то давление насыщения при произвольной температуре T может быть легко рассчитано.

Методы МД позволяют избежать необходимости эмпирического определения давления насыщения $P_{\text{sat}}(T_0)$ и теплоты парообразования r . Достаточно задать лишь параметры потенциала взаимодействия молекул (атомов) конденсата друг с другом, а линия насыщения может быть получена в результате расчёта соответствующих равновесных состояний, причём во всём диапазоне температур, в том числе вблизи критической точки.

Для определения концентрации (плотности числа атомов) насыщенного пара в зависимости от температуры была проведена серия МД-расчётов аргона в наших работах [105–107], где метод МД был успешно применён для исследования интенсивного испарения в вакуум и решения задачи переконденсации. Для моделирования использовался слаженный потенциал Леннарда–Джонса [108] с $\sigma = 0,3426$ нм и радиусом обрезания 0,8125 нм. Результаты этих расчётов, полученные в [107], представлены на рис. 23.

Проведённые расчёты линии насыщения модельного аргона являются необходимым первым шагом, который позволяет осуществить согласование МД- и МКТ-подходов для сравнительного моделирования. Таким образом, для кинетики задаются температуры межфазных поверхностей и соответствующие им по линии насыщения равновесные плотности пара, а в молекулярной ди-

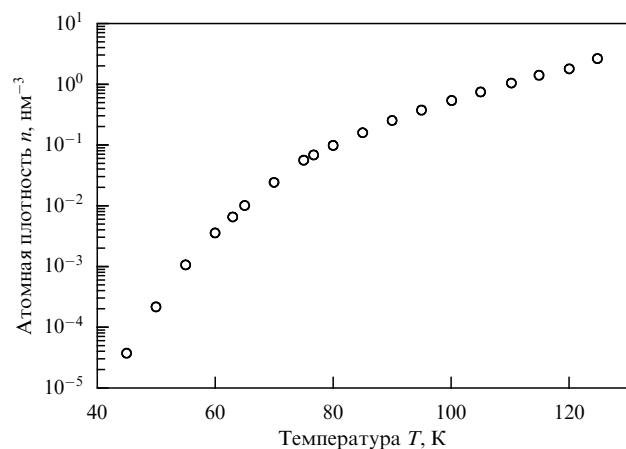


Рис. 23. Плотность числа атомов в насыщенных парах аргона в зависимости от температуры.

намике — лишь температуры конденсированных фаз ("горячей" и "холодной" жидкостей).

Пройденный путь от формулы Герца – Кнудсена до решения достаточно сложных задач, в том числе для парогазовых систем, в сильнонеравновесных условиях показал плодотворность применения методов МКТ. Однако для решения основного уравнения этой теории — кинетического уравнения Больцмана — необходимы граничные условия в виде функции распределения по скоростям молекул, движущихся от границ раздела фаз. В формировании ФР участвуют два потока молекул. Один из них обусловлен непосредственно испарившимися молекулами, другой — отражёнными. В работах [109–112] даётся более сложная классификация. Так, например, в [112] говорится ещё о молекулярном обмене, под которым понимается кратковременное пребывание прилетевшей молекулы в конденсированной фазе, после чего эта молекула вновь возвращается в пар. То есть авторы [112] считают, что отражённые молекулы — это те, которые, не задерживаясь на поверхности, сразу оказываются в паровой фазе, тогда как испытавшие молекулярный обмен поступают туда через какое-то относительно небольшое время. В чём состоит целесообразность такого деления, не очень понятно, поэтому далее мы будем полагать, что испарившиеся частицы — это молекулы, поступающие из глубины конденсата в пар, а отражённые — это те, которые, первоначально находясь в паре, возвращаются в него после пребывания в межфазном переходном слое (интерфазе). Строго говоря, такое пребывание может повлиять на формирование потока испаряющихся молекул, но пока этим влиянием пренебрежём, оставив для дальнейших исследований выявление условий, при которых такое влияние может быть значительным.

С целью определения ФР испарившихся частиц рассмотрим перемещение атомов из глубины конденсированной фазы к её поверхности через межфазный слой. Предполагая, что конденсированная фаза находится в покое, а из межфазного слоя истекает поток испарённого вещества, следует признать возникновение потока массы внутри этого переходного слоя. По мере перехода от конденсата к внешней границе межфазного слоя плотность постепенно убывает, а скорость течения возрастает. При этом тепловой поток, подводимый к конденсату, затрачивается на формирование соответствующего потока массы и тепла в межфазном слое, атомы которого приобретают ненулевую потоковую скорость и продолжают обмениваться кинетической энергией в столкновениях с ближайшими соседями. В результате таких взаимодействий часть потока энергии идёт на преодоление притяжения атомов, а другая часть — на поддержание тепловой энергии атомов (подпитку их кинетической энергии). Как показывает молекулярно-динамическое моделирование [105, 107], следует говорить не о скачкообразном преодолении отдельными атомами высокого потенциального барьера, равного энергии парообразования, а о постепенном уменьшении эффективной работы выхода, поскольку плотность атомов вблизи внешней границы переходного слоя является относительно малой и приближается к плотности насыщенного пара.

МД-моделирование показывает, что в конденсированной фазе ФР атомов по кинетической энергии $\varepsilon_l = mu_l^2/2$, где u_l — нормальная к межфазной поверхности компонента скорости атома в жидкости, является максимумом — лишь температуры конденсированных фаз ("горячей" и "холодной" жидкостей).

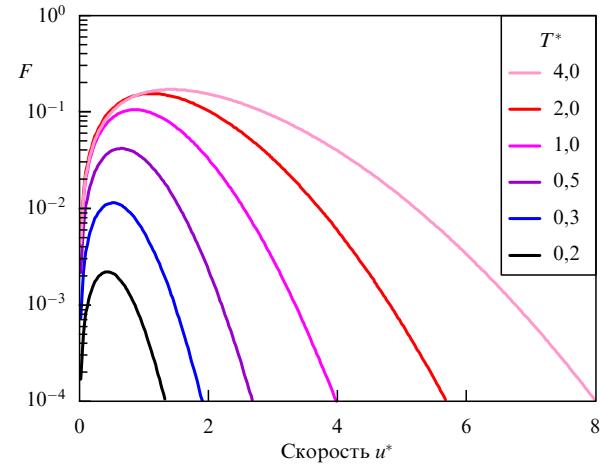


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Функция распределения F испарившихся атомов для различных температур жидкости T^* при фиксированном потенциальном барьере $\varepsilon_b^* = 1$ в наивной модели испарения.

велловской, т.е. имеет вид

$$f(u_l) du_l = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mu_l^2}{2k_B T} \right) du_l. \quad (57)$$

В наивной модели испарения можно представить, что если покинувший жидкость атом, имевший в жидкости среднюю потенциальную энергию ε_b и кинетическую энергию ε_l по компоненте скорости, направленной к пару, самостоятельно преодолел потенциальный барьер величиной ε_b , то тогда он будет иметь в паре кинетическую энергию $\varepsilon = \varepsilon_l - \varepsilon_b$. Так как $d\varepsilon = mu du$, $d\varepsilon_l = mu_l du_l$, а $d\varepsilon = d(\varepsilon_l - \varepsilon_b) \equiv d\varepsilon_l$, где u — нормальная к межфазной поверхности компонента скорости атома в паре, из соотношения (57) можно получить выражение для ФР атомов пара по этой скорости $F(u)$. Пользуясь определением $\varepsilon_b = k_B T_b$, введём безразмерные величины $T^* = T/T_b$, $\varepsilon^* = \varepsilon/(k_B T_b)$, $u^{*2}/2 = mu^2/(2k_B T_b)$. Учитывая, что $2f du_l = F du^*$, приведём выражение F к виду

$$F(u^*) = \frac{1}{\sqrt{\pi T^*}} \exp \left(-\frac{u^{*2}/2 + \varepsilon_b^*}{T^*} \right) \frac{u^*}{\sqrt{u^{*2}/2 + \varepsilon_b^*}}. \quad (58)$$

На рисунке 24 представлен вид функции распределения F для случая фиксированной величины потенциального барьера, $\varepsilon_b = 1$, и различных температур жидкости. Далее индекс * у T^* , ε_b^* , u^* опускаем. Из рисунка видно, что при более высоких температурах максимум ФР испарившихся частиц сдвигается в область более высоких скоростей. Это можно объяснить тем, что при повышении температуры жидкости энергия движения, а следовательно, и скорости частиц возрастают. Кроме того, также видно, что повышение температуры поверхности приводит к увеличению числа частиц, вылетевших с поверхности жидкости.

Рисунок 25 показывает функции распределения $F(u)$, рассчитанные для случая фиксированной температуры поверхности $T = 1$ и различных величин потенциального барьера ε_b . Чёрная кривая соответствует функции, рассчитанной из выражения (58) при условии $\varepsilon_b = 0$. Остальные кривые получены при $\varepsilon_b > 0$.

Анализируя графики, легко увидеть, что при повышении потенциального барьера максимум ФР молекул по

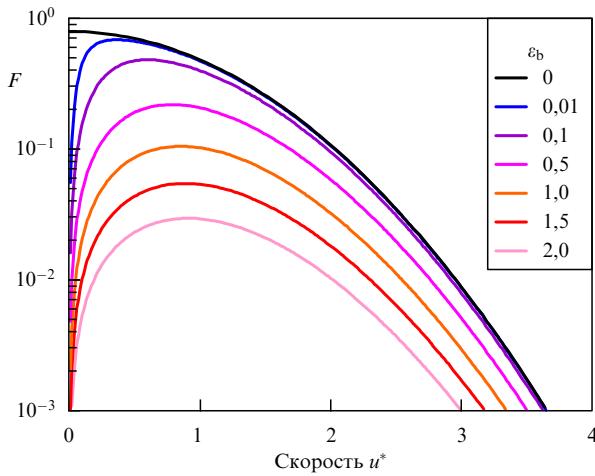


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Функции распределения F испарившихся атомов в зависимости от величины потенциального барьера ϵ_b при фиксированной $T = 1$ в наивной модели испарения.

скоростям сдвигается в область более высоких скоростей. Этот факт объясняется тем, что для преодоления более "высокого" потенциального барьера необходима большая кинетическая энергия. В то же время можно увидеть, что повышение барьера приводит к уменьшению числа испарившихся частиц.

Таким образом, основной вывод проведённого анализа наивной модели испарения состоит в том, что при стремлении барьера для испарения к нулю ФР для испарившихся молекул стремится к полумаксвелловской, а доля молекул, испарившихся в случае большого потенциального барьера, уменьшается. Далее мы покажем, что в действительности испарение не является актом индивидуального преодоления барьера молекулой, как предполагается в наивной модели, а происходит постепенно за счёт коллективных затрат энергии всеми молекулами в интерфазе на продвижение отдельных молекул из интерфазы в пар [107].

Следует отметить, что потенциальный барьер, препятствующий "выходу" молекулы с поверхности жидкости в область пара, обусловлен силами притяжения со стороны атомов, находящихся в ближайшем окружении испаряющейся молекулы. Хорошо известно, что граница жидкости не является чёткой геометрической поверх-

ностью. Имеется межфазный переходный слой (интерфаза) от жидкости к пару толщиной в несколько нанометров, в котором локальная плотность числа атомов, усреднённая по достаточно большой площадке в этом слое, плавно изменяется от плотности жидкости до плотности пара. Структура интерфазы подробно исследовалась в МД-расчётах [105, 106], где, в частности, было продемонстрировано изменение парной корреляционной функции распределения атомов при переходе от жидкости к пару и показано, что благодаря капиллярным волнам корреляционный радиус в интерфазе значительно превосходит таковой в жидкости.

МД-моделирование [107] стационарного режима испарения атомов аргона с поверхности жидкости при $T = 80,4$ К и конденсации на холодную поверхность при $T = 72,4$ К даёт зависимости плотности числа атомов аргона и средней потенциальной энергии атомов от координаты в окрестности переходного слоя между испаряющейся жидкостью и улетающим паром, представленные на рис. 26а. Пронумерованные серые полоски указывают положение параллельных интерфазе тонких слоёв (толщиной около 0,26 нм), в которых рассчитывались плоские сечения парных корреляционных функций $n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Вследствие симметрии системы жидкость – пар с плоской интерфазой эти сечения представляют собой радиальные функции распределения пар атомов $n_2(r; x)$ по межатомному расстоянию $r = (x_{12}^2 + y_{12}^2 + z_{12}^2)^{1/2}$, которые имеют близкие координаты, $|x_{12}| = |x_1 - x_2| < 0,05$ нм, по оси испарения. Радиальные функции $n_2(r; x)$, представленные на рис. 26б, стремятся к функции $n(x)$, $n_2(r; x) \rightarrow n(x)$, при $r \rightarrow \infty$, где $n(x)$ — средняя плотность числа атомов в тонком слое с координатой x . Хорошо видно, что по мере прохождения интерфазы исчезают дальние координационные пики в $n_2(r)$ и появляются длинные спадающие "хвосты" в функциях распределения. Эти хвосты определяются дальнодействующими корреляциями флуктуаций плотности в переходном слое, которые возникают благодаря термически возбуждённым капиллярным волнам [106, 113].

Важно отметить следующий факт, обнаруживаемый в МД-моделировании [107]. В переходном слое плотность изменяется значительно, в то время как температура остаётся примерно равной температуре жидкости в большей части интерфазы, как это видно из зависимостей плотности числа атомов аргона и температуры от

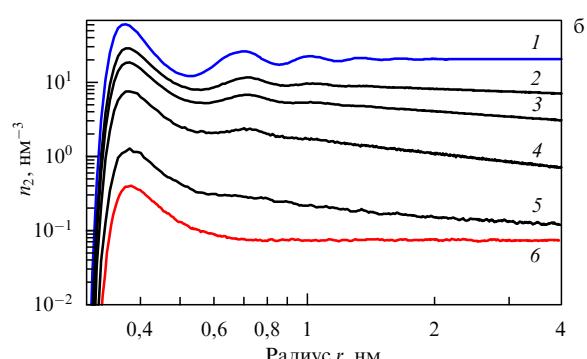
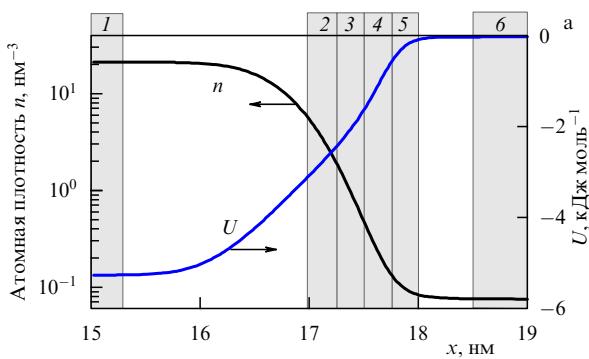


Рис. 26. (В цвете онлайн.) (а) Изменение средней плотности числа атомов $n(x)$ и средней потенциальной энергии атомов аргона $U(x)$ в плоском переходном слое жидкость – пар при испарении жидкого аргона при $T = 80,4$ К. Пронумерованные серые полоски указывают положение и толщину слоёв, в которых вычислялись радиальные функции распределения атомов $n_2(r; x)$. (б) Изменение $n_2(r; x)$ для пар атомов с близкими координатами, $|x_{12}| < 0,05$ нм, находящихся в пронумерованных слоях, параллельных интерфазе. В объёмной фазе жидкости (синяя кривая) и пара (красная кривая) $n_2(r; x)$ совпадает с обычной сферической радиальной ФР $n_2(r)$.

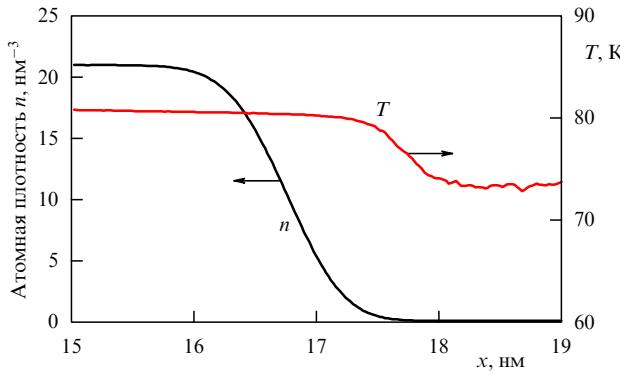


Рис. 27. Изменение средней плотности числа атомов $n(x)$ и температуры $T(x)$ в плоском переходном слое жидкость – пар при испарении с поверхности жидкого аргона при $T = 80,4$ К.

координаты в окрестности переходного слоя, представленных на рис. 27. Наблюдаемое падение температуры происходит только у самой границы интерфазы с паровой фазой, где средняя потенциальная энергия атомов, а следовательно, и их барьер для испарения уже значительно приблизились к нулю.

Из приведённых результатов расчётов видно, что переход от жидкости к пару происходит не путём резкого преобразования (мгновенной потери частицами жидкости энергии фазового перехода), в результате которого потребляется теплота испарения, а за счёт постепенных затрат энергии межфазной среды на продвижение атома из глубины конденсата наружу. Следует отметить, что вероятность испарения (т.е. перехода из области жидкости в область пара) частиц, находящихся в ближайших к пару областях переходного слоя, больше, чем у частиц, находящихся в более "глубоких" областях переходного слоя. Причём потенциальный барьер, который должны преодолевать эти частицы, приближается к нулю, а температура "области вылета" близка к температуре жидкости. Необходимо подчеркнуть, что в рассматриваемом варианте расчёта поддерживается постоянная температура жидкости, следовательно, потеря энергии фазового перехода в результате движения из глубоких слоёв жидкости к внешней границе переходного слоя компенсируется постоянным подводом тепла к испаряющимся атомам.

С приближением к внешней границе интерфазы поведение коллектива молекул всё больше становится похожим на поведение молекул пара, а значит, уменьшаются силы притяжения и средняя потенциальная энергия молекул, а их средняя кинетическая энергия почти не изменяется вследствие межмолекулярных столкновений, в ходе которых энергия может передаваться частицам в интерфазе от более "глубоких" частиц. Таким образом, по мере продвижения к внешней границе интерфазы роль сил притяжения, обусловливающих работу выхода, уменьшается, а влияние столкновений, т.е. ветви отталкивания, увеличивается. В итоге на внешней границе уже ничто не тормозит движущийся атом (молекулу) и он переходит в пар, практически не затрачивая на этот переход собственной кинетической энергии.

В работе [107] был предложен путь более тщательного получения функции распределения испарившихся молекул. Отмечается, что испарение всегда сопровождается конденсацией испарившихся атомов, получающих

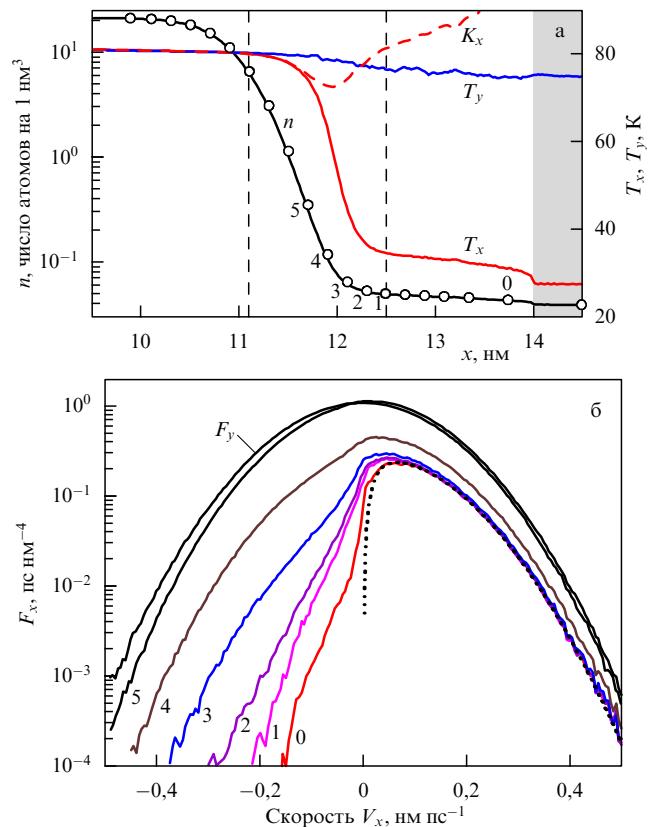


Рис. 28. (В цвете онлайн.) (а) Профили атомной плотности и температуры вблизи горячей интерфазы в паровой области толщиной 1,5 нм, ограниченной криогенным слоем при $x > 14$ нм. Кинетическая энергия K_x выражена в единицах температуры. Кружки на профиле плотности указывают положения и номера тонких слоёв, в которых определяются ФР. (б) Эволюция функции распределения F_x для продольной компоненты скорости V_x , измеренной в нескольких тонких слоях внутри неравновесной части межфазного слоя. Числа на кривых соответствуют номерам слоёв, указанным на рис. а. Последняя ФР у границы интерфазы обозначена номером 1, а ФР в паре — номером 0. Тонкая чёрная кривая обозначает ФР для поперечной компоненты скорости V_y . Пунктирная кривая соответствует ФР, полученной из наивной модели испарения при барьере, равном 0,0032 от энергии связи атомов в жидкости.

обратную скорость из-за межатомных столкновений в улетающем паре. Вероятность таких отбрасывающих к межфазной поверхности столкновений возрастает с увеличением области пара. Чтобы устранить обратный поток, создаваемый столкновениями, при моделировании вблизи межфазной поверхности была размещена абсолютно криогенная поверхность, которая поглощала (адсорбировала) налетающие на неё молекулы. Этот приём позволил получить поток испарившихся атомов и соответствующую функцию распределения, не исажённую столкновениями с атомами, движущимися из глубины паровой области к интерфазе. Полученные результаты (для задачи о переконденсации) приведены на рис. 28а.

Межфазную область (интерфазу) можно разделить на две почти равные части. Первая из них — это внутренняя часть между объёмной (глубинной) фазой и сечением, на котором профиль температуры разбивается на продольную T_x и поперечную T_y . Левая граница неравновесной части межфазного слоя (левая вертикальная штриховая линия) определяется точкой расхождения продольной,

T_x , и поперечной, T_y , температур. Эта точка используется для определения температуры поверхности T_h . Правая граница (правая штриховая линия) соответствует точке, в которой плотность и T_x начинают уменьшаться линейно. Демон Максвелла обеспечивает выполнение неравенства $V_x > 0$ для атомов, находящихся в серой зоне. Атомы проходят интерфазу почти без потери их продольной составляющей кинетической энергии K_x . Температурное равновесие во внутренней части интерфазы хорошо поддерживается, поскольку скорость дрейфа мала и атомам требуется достаточно большое время (более 200 пс) для того, чтобы пересечь эту часть.

С уменьшением плотности в 3,5 раза в конце внутренней равновесной части температура T_x начинает уменьшаться, а скорость дрейфа увеличивается, достигая величины более 5 м с^{-1} . Этую координату можно считать началом второй неравновесной части интерфазы, в пределах которой скорость потока увеличивается до 100 м с^{-1} на координате, показанной правой прямой штриховой линией на рис. 28а. Время дрейфа при этом сокращается до 20 пс, что сопоставимо со временем столкновений. Это приводит к существенным изменениям формы ФР, имеющим место между примерно серединой интерфазы и её правой границей, а именно между точками 5 и 1, показанными на рис. 28а.

Рисунок 28б иллюстрирует изменения ФР, полученной МД-моделированием, в течение 1,2 нс после достижения стационарного режима испарения. Видно, что основные изменения ФР происходят в межфазном слое, а также то, что часть ФР с отрицательными скоростями уменьшается и сильно сокращается по ширине при приближении к правому краю интерфазы, тогда как ширина ФР для положительно направленных частиц остаётся почти неизменной. В результате такой эволюции температура T_x резко уменьшается, но усреднённая кинетическая энергия испарённых атомов K_x мало изменяется, что видно из рис. 28а. Таким образом, формирование ФР пара сразу за интерфазой выглядит как испарение индивидуальных атомов без затраты их кинетической энергии на преодоление потенциального барьера в наивной модели испарения, так как барьер должен полагаться близким к нулю (см. пунктирную ФР на рис. 28б).

В итоге из результатов, приведённых на рис. 28, следует, что ФР испарённых атомов на внешней границе интерфазы (кривая 1 на рис. 28б) и в паре сразу за этой границей (кривая 0 на рис. 28б) близки к полумаксвеллиану для положительных нормальных компонент скоростей V_x . С учётом этой информации в работе [107] была исследована задача о переконденсации для аргона двумя методами: МД-моделированием и с помощью решения КУБ. Паровой слой ограничивался с одной стороны "горячим" конденсатом при температуре T_h , а с другой — "холодным" при температуре T_c . Рассматривалось две постановки: в одной из них $T_h = 80,4 \text{ K}$, $T_c = 72,4 \text{ K}$, в другой $T_h = 79,4 \text{ K}$, $T_c = 60,5 \text{ K}$. Толщина слоя пара в обоих случаях была такова, что число Кнудсена равнялось 0,021. Средняя длина свободного пробега определялась по T_h . КУБ для представленных постановок решалось методом, описанным в [82]. Функции распределения для атомов, вылетающих из горячего и холодного конденсатов, принимались в виде полумаксвеллианов с нулевой скоростью переноса, основанием чего служили рассмотренные выше результаты МД. Эти ФР использовались в качестве необходимых граничных

условий для КУБ. Решения КУБ, полученные для различных значений коэффициентов испарения и конденсации, сравнивались с данными МД-моделирования. Такое сопоставление показало, что наилучшее согласие результатов МД и решений КУБ достигается при коэффициентах испарения и конденсации, близких к единице.

Таким образом, можно считать достаточно обоснованным утверждение о том, что испарение осуществляется по диффузной схеме с коэффициентом испарения, равным единице, а соответствующая ФР имеет вид, близкий к полумаксвеллиану с нулевой скоростью переноса.

На прошедшем в 2018 г. 31 Международном симпозиуме по динамике разрежённых газов было представлено несколько работ, посвящённых определению ФР испарившихся молекул. Так, в докладе [114] были приведены результаты теоретического изучения испарения однокомпонентных жидкостей в вакуум. Вывод своего исследования авторы формулируют следующим образом: "Предварительные результаты, основанные на численном решении уравнения Энскога – Власова, показывают, что независимо от того, насколько мала температура, функция распределения испарённых атомов аппроксимируется анизотропным максвеллианом с различными температурами для нормальной межфазной поверхности и параллельной ей компонент скорости. Эта анизотропия уменьшается с понижением температуры". Затем отмечается, что средняя температура этого максвеллиана близка к той температуре, при которой происходит разделение продольной и поперечной температур жидкости. В докладе [115] было сообщено о намерении измерить ФР молекул воды, испарившихся с поверхности капли воды диаметром 5–10 мкм, закреплённой на торцевом срезе стеклянной капиллярной трубы. Авторы обосновывают своё стремление тем, что, по их мнению, ФР молекул по скоростям вблизи межфазной поверхности не может быть представлена результатами измерения датчиком, расположенным на некотором расстоянии от поверхности испарения, как это делалось в предшествующих экспериментах различных исследователей. Такое заключение основано на том, что в процессе столкновения молекул на пути от поверхности испарения до датчика могут происходить существенные изменения ФР.

В недавней работе [116] методами МКТ и МД исследуются процессы переноса вблизи межфазной поверхности. Авторы решают моментным методом модельное кинетическое уравнение, взяв в качестве аппроксимации ФР молекул пара четырёхмоментное эллипсоидальное распределение, и в результате приходят к заключению о наличии отмеченной выше анизотропии температуры пара в области, занятой испарившимися частицами. МД-моделирование с 500000 атомов аргона осуществляется с помощью алгоритма Верле. Для проведения кинетических расчётов задаются коэффициенты испарения и конденсации. При этом считается, что они равны между собой. Следует отметить, что решение КУБ моментным методом для максвелловских молекул на основе той же аппроксимации в задаче об интенсивном испарении, полученное одним из авторов настоящего обзора (А.П. Крюковым), представлено в статье [54].

В статьях [117, 118] приведены результаты изучения испарения в нанопористых мембранных. В первой из этих работ говорится о том, что авторы успешно применили в 2015 г. подход [54] для описания испарения из

наноструктур. Во второй статье на этапе тестирования используемого авторами метода прямого статистического моделирования для расчёта испарения проведено сравнение полученных ими данных с соответствующими результатами вычисления по формуле (5), приведённой в разделе 2.2. Констатировано хорошее согласие между результатами, полученными этими двумя методами.

Сложнее в общем случае определить ФР для отражённых атомов.

Предлагается следующая трёхступенчатая иерархия.

1. Лучше всего было бы решать задачи переноса на межфазной границе методами МД во всей макроскопической области. Это, однако, невозможно и технически, и, по-видимому, концептуально. И скорее всего, ввиду соответствующих временных и материальных затрат не нужно, поскольку "шум" полученной обширной информации может стать настолько большим, что окажется сопоставимым по порядку величины с определяемыми в макроскопической области величинами.

2. МД определяет ФР частиц (молекул или атомов), движущихся от межфазной поверхности, т.е. испарившихся и отражённых. Эта ФР используется в качестве граничного условия при решении КУБ, которое сводится к уравнениям МСС. Работа [107] показывает, что ФР испаряющихся атомов — полумаксвеллиан как на "горячей", так и на "холодной" поверхностях, а коэффициенты конденсации на обеих этих поверхностях близки к единице. Таким образом, граничные условия для решения КУБ сформулированы. Если для другой конкретной задачи поставить искусственную (вспомогательную) переконденсационную задачу с расположением "холодной" поверхности, например, на расстоянии 20 длин свободного пробега (или на таком же или меньшем расстоянии поместить демона Максвелла), то её решение методами МД определит ФР как вблизи межфазной поверхности, так и на расстоянии 10 длин свободного пробега. Если ФР вблизи границы раздела фаз известна, то тогда предоставляется возможность решить КУБ. Если в результате получится функция распределения, совпадающая с ФР, найденной МД-методом на расстоянии 10 длин свободного пробега (получится функция распределения, совпадающие с ФР, найденными МД-методом на расстоянии от 0 до 10 длин свободного пробега), то решение общей задачи найдено. Если такого совпадения нет, то ставится новая переконденсационная задача с новыми параметрами искусственной "холодной" поверхности. Опять находится ФР вблизи "испаряющей" границы и на расстоянии 10 длин свободного пробега от неё. Далее вновь решается КУБ с граничным условием в виде ФР, определённой МД-методом вблизи "испаряющей" границы. В результате решения КУБ находится ФР на расстоянии 10 длин свободного пробега от "испаряющей" границы и сравнивается с ФР, определённой методами МД на этом расстоянии. При достижении совпадения МД-ФР с КУБ-ФР итерационный процесс заканчивается. Такого согласия необходимо добиваться на каждом шаге решения КУБ.

Перспективным с прикладной точки зрения представляется приближённый сквозной метод либо в модификации [103], либо с определением коэффициента конденсации МД-методом в версии [119, 120].

Возможно приближение, в рамках которого предполагается независимость положительно направлен-

ного потока (сумма отражённого и испарительного) от отрицательно направленного (поступающего на поверхность). Тогда до первого "кинетического" шага методом полной МД находится функция распределения положительно направленных молекул (прямая ФР). Затем она используется в качестве граничного условия на каждом кинетическом шаге, как на первом, так и на последующих. Обоснованность такого упрощения тем выше, чем менее интенсивен исследуемый процесс, поскольку тогда появляются основания считать, что ФР отрицательно направленных молекул (обратная ФР) при эволюции течения на всём интервале решения изменяется незначительно. Даже в случае высокointенсивного испарения описываемое упрощение можно считать оправданным, поскольку несколькими исследователями показано, что для режимов сильного испарения вид обратной ФР слабо влияет на результаты решений, так как сама эта функция меньше, а в предельной ситуации даже намного меньше ФР атомов, движущихся в положительном направлении (от межфазной поверхности). Поскольку в настоящее время можно считать доказанным, что ФР испарившихся атомов представляет собой полумаксвеллиан с температурой границы раздела фаз и соответствующей плотностью по линии насыщения [107], основная часть ФР для положительно направленных частиц известна. Следовательно, относительно небольшое добавление в ФР положительно направленных частиц от возможно отражённых атомов, найденное методами МД, вряд ли будет существенно изменяться в течение всего времени реализации исследуемого процесса испарения. Таким образом, становится достаточным определить ФР положительно направленных молекул лишь один раз для первого "кинетического" шага.

Сложнее обстоит дело в случае сильной конденсации, когда обратная и прямая функции распределения сопоставимы, а для сверхзвуковых течений одна из них может быть много больше другой. Однако если необходимо исследовать стационарное в масштабе МСС течение при сильной конденсации, то предлагается сначала получить решение КУБ с полумаксвеллианом для испарившихся атомов, заданным (относительно произвольно) коэффициентом конденсации и диффузным характером испарения в качестве граничных условий. Далее полученные результаты используются для МД-моделирования и определяются ФР и, соответственно, коэффициент конденсации. Если последний совпал с заданным значением на кинетической стадии, то решение получено. Если нет, то задаётся новое значение коэффициента конденсации, с которым повторяется процедура решения КУБ и МД-моделирования. И так до получения совпадения. Вероятно, изложенное пригодно также для нестационарных в масштабе МСС задач, поскольку шаги в МСС-масштабе представляют собой чередование стационарных в кинетическом масштабе результатов.

Трудности возникнут при решении задач о сильной конденсации в кинетическом масштабе времени.

3. Если пункт 2 выполнить невозможно ввиду сложности и слишком большого объёма вычислений (в частности, в случае упомянутых в пункте 2 задач о сильной конденсации), то предлагается следующий приближённый подход. Проводится расчёт предельного значения коэффициента конденсации β_{lim} , а затем КУБ решается для диффузного характера отражения при $\beta = 1$ и при β_{lim} . Таким образом получаются принципиально воз-

можные решения и определяется степень влияния коэффициента конденсации на результаты решения конкретной задачи.

7. Заключение

Описание задач испарения–конденсации в принципе можно осуществлять на трёх уровнях: в рамках механики сплошных сред, методами молекулярно-кинетической теории и молекулярно-динамическим моделированием. Каждый из этих подходов обладает своими достоинствами, недостатками и ограничениями.

Достоинство МСС — глубокое и многостороннее развитие как аналитических, так и численных методов решения соответствующих уравнений (как правило, Навье–Стокса), адаптированных для научной и инженерной практики. Недостатки — ограниченность по степени неравновесности процессов переноса вследствие допущений, лежащих в основе вывода уравнений МСС, принципиальная невозможность корректного формулирования граничных условий для задач с проникаемыми межфазными поверхностями.

Достоинство МКТ — отсутствие ограничений на степень неравновесности изучаемых процессов, значительно меньшая, чем в МСС, потребность в использовании эмпирических данных (лишь на уровне потенциалов взаимодействия атомов и молекул), возможность формулирования граничных условий для задач с проникаемыми межфазными поверхностями, обусловленная адаптированием постановки задач для кинетического уравнения Больцмана на языке функции распределения молекул по скоростям. Недостатки — сложность КУБ, приводящая к необходимости обеспечения высокого быстродействия и большой компьютерной памяти, отмеченная выше возможность формулирования граничных условий, требующая, чтобы была известна ФР для молекул, вылетающих из конденсированных сред. Эта ФР, как правило, задаётся различными моделями (диффузная или зеркальная схема отражения и т.п.), реже находится экспериментально и заданием коэффициента конденсации.

Коэффициент конденсации, введённый ещё в начале XX в., видимо, исчерпал свои плодотворные возможности, поскольку он зависит от большого числа факторов и обстоятельств, т.е. является не коэффициентом, а сложной функцией многих аргументов, что не упрощает, а, наоборот, усложняет решение соответствующих задач. Несколько интересных работ о коэффициентах испарения и конденсации было представлено на прошедшем в 2018 г. 31 Международном симпозиуме по динамике разрежённых газов. В докладе [121] экспериментально в результате применения техники звукового резонанса (sound resonance phenomenon) было показано, что коэффициент испарения воды близок к единице в диапазоне температур от 295 К до 313 К. Анализ работы [122], приведённый в докладе [123], показывает, что согласия с экспериментом удается достичь лишь при значении коэффициента конденсации, равном 0,05. Необходимо заметить, что именно прямое экспериментальное определение коэффициента конденсации весьма важно, так как оно позволяет подтвердить или опровергнуть предлагающиеся расчётные модели. Под прямым экспериментом понимается непосредственное определение потока приходящих (налетающих) на межфазную поверхность час-

тиц в максимально возможной близости к этой поверхности и такое же непосредственное нахождение потока отражённых атомов или молекул.

Достоинства МД — отсутствие ограничений по степени неравновесности изучаемых процессов, как и в МКТ, потребность в используемых эмпирических данных только на уровне потенциалов взаимодействия атомов и молекул, отсутствие необходимости формулирования граничных условий на межфазных поверхностях. Недостатки — очень большие затраты компьютерного времени, получение результатов решения лишь для времён не более нескольких наносекунд. Прогресс в развитии вычислительной техники позволяет надеяться на то, что это время будет постепенно увеличиваться, но принципиальная возможность проведения классического МД-моделирования системы приемлемого размера в течение нескольких микросекунд представляется сомнительной в перспективе следующего десятилетия.

Одна из важнейших и актуальных задач — объединить эти три подхода для решения реальных задач или хотя бы предложить пути к такому объединению.

Опыт "сшивания" состоит в том, что оно возможно при сращивании решений уравнений МСС и основного уравнения МКТ — кинетического уравнения Больцмана. Однако "сшить" МД с МКТ не удается, и в настоящее время представляется, что это невозможно.

Перспективы просматриваются по крайней мере в двух направлениях, которые в своём развитии смогут взаимно обогащать друг друга. Первое из них — формирование банка решений задач переноса, полученных методами МД для разных веществ, температур, условий энергетического воздействия и геометрических размеров. Второе — развитие приближённых подходов для инженерной практики, в том числе с опорой на результаты МД [120, 124]. Заслуживает внимания и применение уравнения Власова–Энскога для исследования межфазного энерго- и массопереноса в различных парожидкостных системах.

Исследование задач переконденсации показывает, что при известных температурах "горячего" и "холодного" конденсатов величина плотности потока массы может быть определена с неплохой точностью по формуле Герца–Кнудсена даже для предела сплошной среды. Однако это стало ясно только сейчас, более чем через 75 лет после выхода в свет работы М. Плессета [2], которые были затрачены на получение решений этой задачи различными методами решения КУБ и его моделей в широком диапазоне чисел Кнудсена. Ценность такого вывода снижается ввиду того, что задача переконденсации все-таки больше модельная, а не реальная, поскольку большинство реализуемых на практике процессов испарения и конденсации происходит в полубесконечном масштабе средней длины свободного пробега молекул пара пространстве.

Смесевые задачи даже при наличии всего двух компонентов (пара и газа) становятся значительно сложнее однокомпонентных. Прежде всего, приходится решать уже не одно, а два кинетических уравнения, и в итоге появляется не один, а четыре интеграла столкновений. Представляется, что в этой ситуации полезными будут определения предельных значений исходных параметров в духе [87].

Интересные особенности поведения температуры испаряющихся капель воды были обнаружены при исследо-

довании их испарения в воздух [125]. Экспериментально установлено, что на заключительном этапе существования капель их температура увеличивается. Однако расчёт на основе традиционного подхода, в котором интенсивность массопереноса рассчитывается исключительно по уравнению диффузии, в связи с чем плотность водяного пара вблизи поверхности капли находится как равновесная плотность пара, соответствующая по линии насыщения температуре этой поверхности, такого поведения не предсказывает. В то же время учёт кинетики, т.е. слоя Кнудсена, позволяет получить качественное согласие с экспериментом даже для относительно грубых кинетических моделей. Влияние кинетических особенностей при исследовании испарения капель в парогазовую среду отмечалось уже как на относительно ранней стадии изучения, так и в недавнем прошлом, но на столь нетривиальное поведение температуры обратили внимание совсем недавно. Применение методов МКТ к изучению процессов на межфазных поверхностях гелия II позволило сделать ряд интересных выводов, часть из которых успешно подтверждена экспериментами.

Благодарности. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-08-00342). Интерпретация экспериментальных данных о процессах переноса на межфазных поверхностях гелия II осуществлялась А.П. Крюковым за счёт средств Российского научного фонда (проект № 19-19-00321).

Список литературы

1. Hertz H *Ann. Physik* **253** 177 (1882)
2. Plesset M S *J. Chem. Phys.* **20** 790 (1952)
3. Knudsen M *Ann. Physik* **352** 697 (1915)
4. Marek R, Straub J *Int. J. Heat Mass Transfer* **44** 39 (2001)
5. Risch R *Helv. Phys. Acta* **6** 128 (1933)
6. Crout D P J. *Math. Phys.* **15** 1 (1936)
7. Schrage R W *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer* (New York: Columbia Univ. Press, 1953)
8. Кучеров Р Я, Рикенглаз Л Э *ЖЭТФ* **37** 125 (1959); Kucharov R Ya, Rikenglaz L E *Sov. Phys. JETP* **10** 88 (1960)
9. Кучеров Р Я, Рикенглаз Л Э *ДАН СССР* **133** 1130 (1960)
10. Муратова Т М, Лабунцов Д А *TBT* **7** 959 (1969)
11. Лабунцов Д А *TBT* **5** 579 (1967)
12. Коган М Н *Динамика разреженного газа: кинетическая теория* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Kogan M N *Rarefied Gas Dynamics* (New York: Plenum Press, 1969)
13. Pao Y *Phys. Fluids* **14** 306 (1971)
14. Pao Y *Phys. Fluids* **14** 2285 (1971)
15. Shankar P N, Marble F E *Phys. Fluids* **14** 510 (1971)
16. Cipolla J W (Jr.), Lang H, Loyalka S K *J. Chem. Phys.* **61** 69 (1974)
17. Sone Y, Onishi Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **35** 1773 (1973)
18. Sone Y, Onishi Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **44** 1981 (1978)
19. Thomas J R (Jr.), Chang T S, Siewert C E *Phys. Rev. Lett.* **33** 680 (1974)
20. Koffman L D, Plesset M S, Lees L *Phys. Fluids* **27** 876 (1984)
21. Ytrehus T, Aukrust T, in *Proc. of the 15th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics*, June 16–20, 1986, Grado, Italy Vol. 2 (Ed. V Boffi, C Cercignani) (Stuttgart: B.G. Teubner, 1986) p. 271
22. Chernyak V J. *Aerosol Sci.* **26** 873 (1995)
23. Анисимов С И *ЖЭТФ* **54** 339 (1968); Anisimov S I *Sov. Phys. JETP* **27** 182 (1968)
24. Anisimov S I et al. "Action of high-power radiation of metals", NJPRS 53241 (Alexandria, VA: National Technical Informations Service, 1971)
25. Kogan M N, Makashev N K *Fluid Dyn.* **6** 913 (1971)
26. Cherenisin F G *Fluid Dyn.* **7** 351 (1972)
27. Makashev M K *Fluid Dyn.* **7** 815 (1972)
28. Анисимов С И, Рахматуллина А Х *ЖЭТФ* **64** 869 (1973); Anisimov S I, Rakhamatullina A Kh *Sov. Phys. JETP* **37** 441 (1973)
29. Yen S M *Comput. Fluids* **1** 367 (1973)
30. Анисимов С И, Лукьянчук Б С *УФН* **172** 301 (2002); Anisimov S I, Luk'yanchuk B S *Phys. Usp.* **45** 293 (2002)
31. Murakami M, Oshima K, in *Proc. of the 9th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics*, Gottingen, 1974 (Eds M Becker, M Fiebig) (Porz-Wahu: DFVLR-Press, 1974) p. F6
32. Fischer J *Phys. Fluids* **19** 1305 (1976)
33. Ytrehus T, in *Proc. of the 10th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Ed. J Potter) (New York: AIAA, 1977) p. 1197
34. Лабунцов Д А, Крюков А П *Теплоэнергетика* (4) 8 (1977)
35. Бишаев А М, Рыков В А *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **18** 709 (1978); Bishaev A M, Rykov V A *USSR Comput. Math. Math. Phys.* **18** (3) 182 (1978)
36. Knight C J *AIAA J.* **17** 519 (1979)
37. Cercignani C, in *Proc. of the 12th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Ed. S Fisher) (New York: AIAA, 1981) p. 305
38. Abramov A A, Kogan M N, Makashev N K *Fluid Dyn.* **16** 381 (1981)
39. Aoki K, Cercignani C *Phys. Fluids* **26** 1163 (1983)
40. Kryukov A P *Fluid Dyn.* **20** 487 (1985)
41. Cercignani C, Fiszdon W, Frezzotti A *Phys. Fluids* **28** 3237 (1985)
42. Hermans L J F, Beenakker J J M *Phys. Fluids* **29** 4231 (1986)
43. Frezzotti A, in *Proc. of the 15th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Ed. V Boffi, C Cercignani) (Stuttgart: B.G. Teubner, 1986) p. 313
44. Kryukov A P *Fluid Dyn.* **23** 320 (1988)
45. Абрамов А А, Коган М Н *ДАН СССР* **310** 43 (1990); Abramov A A, Kogan M N *Dokl. Math.* **35** (1) 1 (1990)
46. Aoki K, Sone Y, Yamada T *Phys. Fluids A* **2** 1867 (1990)
47. Kryukov A, in *Proc. of the 17th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics*, July 8–14, 1990, Aachen, Germany (Ed. A E Beylich) (New York: Wiley VCH, 1991) p. 1278
48. Sibold D, Urbassek H M *Phys. Fluids A* **3** 870 (1991)
49. Sugimoto H, Sone Y *Phys. Fluids A* **4** 419 (1992)
50. Sone Y, Sugimoto H *Phys. Fluids A* **5** 1491 (1993)
51. Ytrehus T, Østmo S *Int. J. Multiphase Flow* **22** 133 (1996)
52. Takata S, Aoki K *Phys. Fluids* **11** 2743 (1999)
53. Sone Y, Sugimoto H, Aoki K *Phys. Fluids* **11** 476 (1999)
54. Labuntsov D A, Kryukov A P *Int. J. Heat Mass Transfer* **22** 989 (1979)
55. Крюков А П *Процессы переноса в существенно неравновесных системах* (М.: Изд-во МЭИ, 2013)
56. Niknejad J, Rose J W *Proc. R. Soc. Lond. A* **378** 305 (1981)
57. Ishiguro R, Sugiyama K, Terayama Y, in *Proc. Intern. Symp. on Heat Transfer* (China: Tsinghua Univ. Press, 1985) p. 463
58. Kosasie A K, Rose J W, in *Proc. of the 7th ASME National Heat Transfer Conference, San Diego, California, August 9–12, 1992* (New York: American Society of Mechanical Engineers, 1992)
59. Kryukov A, Sachkova T, in *Condensation and Condenser Design: Proc. of the Engineering Foundation Conf. on Condensation and Condenser Design*, St. Augustine, Florida, March 7–12, 1993 (Eds J Taborek, J Rose, I Tanasawa) (New York: ASME, 1993) p. 581
60. Mayer R, Adomeit G, Wortberg G, in *Proc. of the 15th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Eds V Boffi, C Cercignani) (Stuttgart: B.G. Teubner, 1986) p. 262
61. Schilder R, Adomeit G, Wortberg G, in *Proc. of the 13th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Eds O M Belotserkovskii et al.) (New York: Plenum Press, 1985) p. 577
62. Млынский А В, Крюков А П, в сб. *Труды X Всесоюзной конф. по динамике разреженных газов*, 27–30 июня 1989 г. Т. 3 (М.: МЭИ, 1991) с. 144
63. Чепель С Л, Млынский А В, Крюков А П, в сб. *Труды IX Всесоюзной конф. по динамике разреженных газов*, Свердловск, июнь 1987 г. Т. 2 (Свердловск: Изд-во Урал. ун-та, 1988) с. 154
64. Аристов В В, Крюков А П, Черемисин Ф Г, Шишкова И Н *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **31** 1093 (1991); Aristov V V, Kryukov A P, Cheremisin F G, Shishkova I N *USSR Comput. Math. Phys.* **31** 111 (1991)
65. Mayer E et al., in *Proc. of the 4th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* (Toronto: Academic Press, 1966) p. 239
66. Furukawa T, Murakami M, in *Proc. of the 21st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics*, 26–31 July, 1998, Marseille, France Vol. 1 (Eds R Brun et al.) (Toulouse: Cépadues-Ed., 1999) p. 519
67. Maki M, Furukawa T, Murakami M, in *Book of Abstracts of the 22nd Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics*, Sydney, Australia, 9–14 July 2000 (Eds T J Bartel, M A Gallis) (New York: AIP, 2000)
68. Kryukov A P, Levashov V Yu *Int. J. Heat Mass Transfer* **54** 3042 (2011)
69. Wiechert H, Buchholz F, in *Liquid and Solid Helium, Proc. EPS Topical Conf. Haifa* (Eds C G Kuper, S G Lipson, M Revzen) (New York: Wiley, 1975) p. 293
70. Крюков А П *Элементы физической кинетики* (М.: Изд-во МЭИ, 1995)

71. Лабунцов Д А, Крюков А П *TBT* **25** 536 (1987); Labuntsov D A, Kryukov A P *High Temp.* **25** 404 (1987)
72. Kryukov A P, Van Sciver S W *Cryogenics* **21** 525 (1981)
73. Gorter C J, Mellink J H *Physica* **15** 285 (1949)
74. Крюков А П, Медников А Ф *Прикладная механика и техническая физика* **47** (6) 78 (2006); Kryukov A P, Mednikov A F *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **47** 836 (2006)
75. Haefer R A *Kryo-Vakuumtechnik. Grundlagen und Anwendungen* (Berlin: Springer-Verlag, 1981); Пер. на англ. яз.: *Cryopumping. Theory and Practice* (Oxford: Clarendon Press, 1989); Пер. на русск. яз.: Хэфер Р *Криовакуумная техника. Основы и применение* (М.: Энергоатомиздат, 1983)
76. Лабунцов Д А, Ягов В В *Механика двухфазных систем* (М.: Изд-во МЭИ, 2000)
77. Rose J, in *Proc. of the 11th Intern. Heat Transfer Conf., 23–28 August 1998, Kyonggi, Korea* Vol. 1 (Seoul: Korean Society of Mechanical Engineers, 1998) p. 89
78. Rose J W *Proc. R. Soc. Lond. A* **411** 305 (1987)
79. Mills A F, Seban R A *Int. J. Heat Mass Transfer* **10** 1815 (1967)
80. Kryukov A P et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **24** 1592 (2006)
81. Крюков А П, Левашов В Ю, Шишкова И Н *Инженерно-физический журнал*, **78** (4) 15 (2005); Kryukov A P, Levashov V Yu, Shishkova I N *J. Eng. Phys. Thermophys.* **78** 639 (2005)
82. Аристов В В, Черемисин Ф Г *Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана* (М.: Вычислительный центр РАН, 1992)
83. Aoki K, Takata S, Kosuge S *Phys. Fluids* **10** 1519 (1998)
84. Крюков А П, Левашов В Ю, Шишкова И Н *Прикладная механика и техническая физика* **45** (3) 119 (2004); Kryukov A P, Levashov V Yu, Shishkova I N *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **45** 407 (2004)
85. Levashov V Yu, Kryukov A P, Shishkova I N *Int. J. Heat Mass Transfer* **127** 115 (2018)
86. Sone Y, Aoki K, Yamashita I, in *Proc. of the 15th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics* Vol. II (Eds V Boffi, C Cercignani) (Stuttgart: B.G. Teubner, 1986) p. 323
87. Крюков А П, Левашов В Ю *TBT* **46** 765 (2008); Kryukov A P, Levashov V Yu *High Temp.* **46** 700 (2008)
88. Исаченко В *Теплообмен при конденсации* (М.: Энергия, 1977)
89. Taguchi S, Aoki K, Takata S *Phys. Fluids* **15** 689 (2003)
90. Pong L, Moses G A *Phys. Fluids* **29** 1796 (1986)
91. Panzarella C, Kassemi M *Int. J. Heat Mass Transfer* **52** 3767 (2009)
92. Mouratova T M *Int. J. Heat Mass Transfer* **16** 1407 (1973)
93. Муратова Т М *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт* (6) 140 (1980)
94. Toei R et al. *J. Chem. Eng. Jpn.* **1** 125 (1968)
95. Shankar P N, Deshpande M D *Phys. Fluids A* **2** 1030 (1990)
96. Persad A H, Ward C A *Chem. Rev.* **116** 7727 (2016) PMID: 27314250
97. Ward C A, Fang G *Phys. Rev. E* **59** 429 (1999)
98. Крюков А П, Левашов В Ю, в сб. *Труды XIV Минского междунар. форума по тепло- и массообмену, 10–13 сентября 2012 г.* Т. 2 (Минск: Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 2012) с. 42
99. Frezzotti A *Phys. Fluids* **23** 030609 (2011)
100. Frezzotti A, Barbante P *Mech. Eng. Rev.* **4** (2) 16 (2017)
101. Kon M, Kobayashi K, Watanabe M *Phys. Fluids* **26** 072003 (2014)
102. Kon M, Kobayashi K, Watanabe M *Eur. J. Mech. B* **64** 81 (2017) Special Issue on Non-Equilibrium Gas Flows
103. Shishkova I N, Kryukov A P, Levashov V Yu *Int. J. Heat Mass Transfer* **112** 926 (2017)
104. Struchtrup H, Frezzotti A, in *Book of Abstracts of the 31st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Glasgow, UK, July 23–27, 2018* (Eds Y Zhang et al.) (New York: AIP, 2018) p. 274
105. Жаховский В В, Анисимов С И *ЖЭТФ* **111** 1328 (1997); Zhakhovskii V V, Anisimov S I *J. Exp. Theor. Phys.* **84** 746 (1997)
106. Anisimov S I, Dunikov D O, Zhakhovskii V V, Malysheenko S P *J. Chem. Phys.* **110** 8722 (1999)
107. Zhakhovsky V V et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **116** 18209 (2019)
108. Zhakhovskii V V, Zybin S V, Nishihara K, Anisimov S I *Phys. Rev. Lett.* **83** 1175 (1999)
109. Matsumoto M, Yasuoka K, Kataoka Y *Fluid Phase Equilib.* **104** 431 (1995)
110. Tsuruta T, Tanaka H, Masuoka T *Int. J. Heat Mass Transfer* **42** 4107 (1999)
111. Matsumoto M *Fluid Phase Equilib.* **125** 195 (1996) Asian Thermo-physical Properties Conf.
112. Matsumoto M *Fluid Phase Equilib.* **144** 307 (1998)
113. Анисимов С И, Жаховский В В *Письма в ЖЭТФ* **57** 91 (1993); Anisimov S I, Zhakhovskii V V *JETP Lett.* **57** 99 (1993)
114. Gibelli L, Lockerby D, Sprittles J, in *Book of Abstracts of the 31st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Glasgow, UK, July 23–27, 2018* (Eds Y Zhang et al.) (New York: AIP, 2018) p. 82
115. Watanabe C et al., in *Book of Abstracts of the 31st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Glasgow, UK, July 23–27, 2018* (Eds Y Zhang et al.) (New York: AIP, 2018) p. 301
116. Bird E, Liang Z *Phys. Rev. E* **100** 043108 (2019)
117. Lu Z et al. *IEEE Trans. Compon. Packag. Manufact. Technol.* **6** 1056 (2016)
118. John B et al. *Phys. Rev. Fluids* **4** 113401 (2019)
119. Крюков А П, Левашов В Ю, Павлюкевич Н В *Инженерно-физический журнал*, **87** (1) 229 (2014); Kryukov A P, Levashov V Yu, Pavlyukevich N V *J. Eng. Phys. Thermophys.* **87** 237 (2014)
120. Kryukov A P, Levashov V Yu *Heat Mass Transfer* **52** 1393 (2016)
121. Nakamura S, Yano T, in *Book of Abstracts of the 31st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Glasgow, UK, July 23–27, 2018* (Eds Y Zhang et al.) (New York: AIP, 2018) p. 206
122. Fang G, Ward C A *Phys. Rev. E* **59** 417 (1999)
123. Frezzotti A, in *Book of Abstracts of the 31st Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Glasgow, UK, July 23–27, 2018* (Eds Y Zhang et al.) (New York: AIP, 2018) p. 75
124. Shishkova I N, Kryukov A P, Levashov V Yu *Int. J. Heat Mass Transfer* **141** 9 (2019)
125. Borodulin V Yu et al. *Int. J. Heat Mass Transfer* **109** 609 (2017)

Heat and mass transfer at condensate–vapor interfaces

A.P. Kryukov^(1,a), V.Yu. Levashov^(2,b), V.V. Zhakhovskii^(3,c), S.I. Anisimov⁽⁴⁾

⁽¹⁾ National Research University Moscow Power Engineering Institute, ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Institute of Mechanics, Michurinskii prospekt 1, 119192 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Dukhov Research Institute of Automatics, ul. Sushchevskaya 22, 127055 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Semenova 1A, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(a) Kryukovap@mail.ru, ^(b) vyl69@mail.ru, ^(c) 6asiz@gmail.com

Evaporation and condensation processes are intensely used in various fields of technology. Efforts to understand the features of film boiling of various liquids, primarily superfluid helium, inevitably lead to studying the strongly nonequilibrium processes of heat transfer from the heating surface through the vapor to the condensed phase. Theoretical studies of evaporation and condensation of single-component substances are briefly reviewed. Corresponding experimental data are analyzed and compared with calculations. We explore the important, yet unresolved and actively studied problems of condensation from vapor–gas media, the formulation of boundary conditions, and the application of molecular dynamics and kinetic theory methods to the study of heat and mass transfer at phase interfaces.

Keywords: evaporation, condensation, interphase transition layer, determination of phase interface, strongly nonequilibrium processes, gas–vapor mixture, liquid–vapor saturation curve, experiments on high-rate evaporation–condensation, superfluid helium, evolution of distribution functions in interphase, molecular-kinetic theory, molecular dynamics simulation

PACS numbers: 02.70.Jn, 64.70.fm, 68.03.Fg

Bibliography — 125 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (2) 113–146 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.04.038749>

Received 29 December 2019, revised 2 April 2020

Physics – Uspekhi **64** (2) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.04.038749>