



ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ



ТЕПЛОПЕРЕДАЧА  
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«МИР»



# HEAT TRANSFER AT LOW TEMPERATURES

Edited by Walter Frost  
The University of Tennessee Space Institute  
Tullahoma, Tennessee

Plenum Press · New York and London

**АВИАЦИОННАЯ  
И РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА**

---

# **ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

**Под ред. У. ФРОСТА  
Перевод с английского  
В. В. Альтова и А. А. Васильева**

**Под редакцией  
Н. А. Анфимова**



**ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»  
МОСКВА 1977**

В книге рассматриваются вопросы теплообмена при криогенных температурах — обширной и быстро развивающейся области современной теплотехники. Последовательно изложены основы и особенности различных механизмов теплообмена в широком диапазоне температур, начиная с комнатной. Приводится большое число экспериментальных данных по теплообмену при низких и сверхнизких температурах. Описываются разнообразные расчетные методы. Результаты исследований анализируются и обобщаются.

Книга представляет интерес для широкого круга инженерных и научных работников опытно-конструкторских и исследовательских организаций в ракетно-космической технике, самолетостроении, криоэнергетике.

*Редакция литературы по новой технике*

© 1975 Plenum Press, New York

© Перевод на русский язык, «Мир», 1977

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА РУССКОГО ПЕРЕВОДА

Предлагаемая вниманию советского читателя книга представляет собой один из томов международной серии монографий по криогенной технике, выпускаемой издательством «Плениум Пресс» под общей редакцией Мендельсона и Тиммерхауза. Книга содержит последовательное изложение основ теплопередачи при низких температурах, вплоть до температуры жидкого гелия, а также анализ некоторых физических явлений, сопровождающих хранение, транспортировку и применение криогенных жидкостей и оказывающих влияние на процесс теплопередачи.

Хотя сами по себе законы теплопередачи носят общий характер, тем не менее специальное рассмотрение процесса теплопередачи при низких температурах, проведенное в данной книге, вполне оправданно, так как при низких температурах наиболее отчетливо проявляются особенности теплопередачи, связанные с переменностью теплофизических свойств, двухфазностью течения, образованием слоя конденсированной фазы на поверхности теплообмена и т. п.

Книга состоит из 15 глав, в которых рассмотрены различные механизмы теплообмена — теплопроводность, свободная и вынужденная конвекция, кипение, конденсация, излучение. Особое внимание в книге уделено рассмотрению особенностей теплопередачи при низких температурах. Книга отличается обилием экспериментальных данных по теплообмену при низких и сверхнизких температурах, широким обобщением этих данных, представлением разнообразных аппроксимационных зависимостей и расчетных методов.

Помимо изложения основ теплопередачи при низких температурах, в книге рассматриваются такие прикладные вопросы, как хранение криогенных жидкостей, подача этих жидкостей из сосудов под давлением, криооткачка разреженных газов и т. д.

Все главы книги написаны известными американскими специалистами, благодаря чему обеспечивается высокий научный уро-

вень представленного в книге материала. В основу книги положена серия лекций по теплопередаче при низких температурах, прочитанная этими специалистами в Институте космических исследований при Университете шт. Теннесси.

Благодаря широте охвата проблем, обилию экспериментальных данных, многочисленным аппроксимационным формулам и соотношениям предлагаемая книга может рассматриваться как довольно полное справочное руководство по расчету теплопередачи при криогенных температурах. Книга будет полезна инженерам и научным работникам, работающим в самых различных областях науки и техники и связанным по роду своей деятельности с исследованием и применением криогенных жидкостей. Кроме того, книга может быть рекомендована в качестве учебного пособия для студентов и аспирантов, специализирующихся в области криогенной и холодильной техники, а также в смежных областях.

При переводе книги на русский язык мы старались придерживаться терминологии, предложенной Комитетом научно-технической терминологии АН СССР (Теория теплообмена. Сборник рекомендуемых терминов, «Наука», М., 1971). Определенные трудности при переводе встретило применение авторами размерностей физических величин из самых различных систем. Все формулы и шкалы на рисунках приведены к международной системе СИ и согласующимся с ней метрическим единицам.

Перевод книги выполнен В. В. Альтовым (предисловие, гл. 1, 4—8, 14, 15) и канд. техн. наук А. А. Васильевым (гл. 2, 3, 9—13).

Д-р техн. наук  
Н. А. Анфимов

## ПРЕДИСЛОВИЕ

### РЕДАКТОРА АМЕРИКАНСКОГО ИЗДАНИЯ

Цель настоящей книги заключается в том, чтобы дать общее представление о процессе теплопередачи при низких температурах и рассмотреть задачи, которые являются специфическими для этого процесса. Сказанное отнюдь не означает, что классическая теория теплопередачи неприменима при низких температурах; правильнее будет отметить, что в этом случае неприменимо большинство допущений, которые используются для получения решений при обычных температурах. Например, при низких температурах изменение физических свойств более значительно и их нельзя считать, как это обычно делается, постоянными. В условиях низких температур чаще приходится иметь дело со средами, которые представляют собой смесь двух или более фаз и теория которых существенно отличается от теории однофазных жидкостей. Эти и некоторые другие явления, которые чаще встречаются при низких температурах, чем при нормальных условиях, и обсуждаются в предлагаемой книге.

Хотя из названия книги следует, что она посвящена вопросам теплообмена, в ней также имеются обстоятельная глава, относящаяся к течению двухфазных сред, и глава, в которой рассматриваются некоторые специфические вопросы течения жидкостей, находящихся в критическом состоянии. Особое внимание уделяется тем типам течений, которые характерны для низких температур. Анализ течения жидкостей является необходимой предпосылкой для анализа теплопередачи при вынужденной конвекции, поэтому соответствующие главы естественным образом дополняют основной текст книги.

Книга предназначена главным образом для инженеров-конструкторов, однако многие рассматриваемые вопросы представляют интерес и для инженеров-физиков. Для студентов и преподавателей книга явится полезным справочным пособием; ее можно также использовать как учебник по некоторым вопросам теории теплообмена.

Идея создания этой книги принадлежит д-ру Тиммерхаузу, главному редактору международной серии монографий по криогенной технике. Д-р Тиммерхауз выразил мнение, что назрела необходимость издания руководства, посвященного вопросам теплопередачи при криогенных условиях, и что такое руководство может быть создано на основе краткого курса, прочитанного в Институте космических исследований при Университете шт. Теннесси. Он приложил много усилий, чтобы книга увидела свет, и редактор выражает ему глубокую признательность за помощь и тот опыт, который был приобретен при совместной работе над рукописью.

Следует поблагодарить всех авторов за плодотворное сотрудничество при подготовке материала для окончательного варианта книги и за участие в том кратком курсе лекций, из которого возникла эта книга. Пользуюсь случаем выразить благодарность также Бетти Спрей, которая перепечатывала большинство отредактированных глав, что потребовало от нее значительных усилий.

В заключение хочу выразить благодарность д-ру Гётерту, чья идея организации учебного заведения, каким является Институт космических исследований, позволила создать научную среду, в атмосфере которой могла быть написана эта книга.

*Уолтер Фрост*

## ВВОДНАЯ ЧАСТЬ

### У. Фрост<sup>1</sup>

#### 1.1. ВВЕДЕНИЕ

Выпуск этого тома международной серии монографий по криогенной технике имеет целью обогатить знания инженера-теплофизика, встречающегося в своей работе с задачами гидродинамики и теплообмена при низких температурах. Все главы книги написаны крупными специалистами в соответствующей области и подчинены единому плану, так что можно надеяться, что книга является содержательной, цельной и имеет центральную тему. Материал многих глав был первоначально изложен в лекциях краткого курса, прочитанного в Институте космических исследований при Университете шт. Теннесси.

Используемое здесь выражение «низкие температуры» не является точным и применяется для обозначения диапазона температур, изменяющихся от характерных для обычных жидких хладагентов, которые могут иметь комнатную температуру ( $\sim 298$  К), до температуры жидкого гелия 4 К. В работе [1] Скотт перечисляет 36 жидкостей, точка кипения которых при атмосферном давлении лежит в указанном диапазоне температур и которые автор относит к криогенным жидкостям. В работах [1—4] криогенными называются те жидкости, точка кипения которых при атмосферном давлении лежит ниже 123 К. Наиболее известными из них являются так называемые «истинные» газы, такие, как гелий, водород, неон, азот, кислород и воздух.

Физические свойства некоторых криогенных жидкостей приводятся в табл. 1.1. Более полные таблицы физических свойств имеются в работах [1—6].

В условиях транспортировки и хранения криогенных жидкостей при очень низких температурах возникают многочисленные тепловые задачи, в которых участвуют все три классических механизма

---

<sup>1</sup> W. Frost, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома.

## Термодинамические свойства наиболее распространенных криогенных жидкостей

ТАБЛИЦА 1.1

[7] при атмосферном давлении

Криогенная жидкость	Точка кипения, К	Плотность жидкости, кг/м <sup>3</sup>	Теплота парообразования		Объем газа (м <sup>3</sup> ) при нормальных температуре и давлении на 1 м <sup>3</sup> жидкости
			кДж/кг	МДж на 1м <sup>3</sup> жидкости	
Кислород	91	1143	213	243	862
Азот	78	808	199	161	696
Аргон	87	1403	163	228	846
Метан	112	425	509	216	637
Фтор	85	1512	172	260	959
Водород	21	70,5	448	31,6	844
Гелий	4	125	20,4	2,57	754

теплообмена. В гл. 2 рассматриваются вопросы переноса тепла теплопроводностью, причем особое внимание уделяется тем явлениям, которые очень важны при криогенных температурах, хотя при комнатной температуре ими обычно можно пренебречь. Одной из типичных задач является учет переменной коэффициента теплопроводности, поскольку физические свойства многих веществ обнаруживают сильную зависимость от температуры при низких ее значениях. Кривоосадки, образующиеся при низких температурах, часто обладают анизотропной теплопроводностью, что также приводит к необходимости специального подхода к решению задачи переноса тепла, который существенно отличается от обычной инженерной практики.

Кроме того, имеются значительные перепады температур между стенками емкостей для хранения криогенных жидкостей или трубопроводов и окружающей средой. В связи с этим применяются специальные виды теплоизоляции и методы конструирования опорных элементов и трубопроводов, позволяющие избежать утечек тепла; они требуют тщательного анализа переноса тепла теплопроводностью. Нестационарная теплопроводность, связанная с быстрым охлаждением массивных криогенных систем, также становится более важной, чем раньше.

В гл. 3 рассматривается конвективный теплообмен. В большинстве случаев криогенные жидкости ведут себя как «классические» жидкости (за важным исключением гелия II, о котором говорится в гл. 15) в том смысле, что они подчиняются законам механики и термодинамики, так что большинство законов подобия и

критериальных зависимостей, полученных на основе экспериментальных данных и теории размерностей для обычных жидкостей и газов, применимо и к криогенным жидкостям. Однако в криогенных системах жидкость часто находится в состоянии, близком к критической точке, в окрестности которой ее свойства сильно зависят от температуры и давления. Поэтому решения систем уравнений с постоянными свойствами, приводимые в обычных учебниках по теплопередаче, не могут быть использованы для описания конвективного теплообмена в этих случаях. В гл. 3 рассматривается теплообмен в жидкости, находящейся в околокритическом состоянии, и приводятся формулы, позволяющие рассчитывать теплообмен в условиях вынужденной и естественной конвекции при низких температурах.

При хранении криогенных жидкостей и их перекачке по трубопроводам часто наблюдается кипение жидкости и возникновение двухфазных течений. В этом случае фазовый переход от жидкого состояния к газообразному обычно приводит к потерям жидкости, хранящейся в сосуде или перекачиваемой по трубопроводам, и поэтому он является нежелательным явлением. Напротив, в других приложениях, например при охлаждении электронных устройств и электромагнитов, в которых используются сверхпроводники, или при охлаждении криопанелей вакуумных камер, фазовый переход желателен, так как он сопровождается поглощением скрытой теплоты перехода. Таким образом, необходимы методы, позволяющие определить условия возникновения двухфазного течения, а также рассчитать теплообмен в двухфазном течении.

Многофазные течения обычно возникают в трубопроводах, поскольку в них всегда имеются утечки тепла. Для двухфазного течения значительно сложнее рассчитать такие параметры, как потери давления, допустимые потери жидкости, расход, требования по захолаживанию, влияние растворения примесей и многие другие. В зависимости от распределения пара и жидкости в канале могут иметь место различные режимы течения двухфазной среды. Эти режимы характеризуются сочетанием ламинарных и турбулентных течений, подчиняющихся разным физическим закономерностям, и для их описания необходимы различные уравнения. Кроме того, режимы течения изменяются по длине канала вследствие изменения массовых концентраций пара и жидкости; они изменяются также с течением времени, например в процессе захолаживания системы. Различные режимы двухфазных течений обсуждаются в гл. 4, а методы расчета потерь давления, распространения волн сжатия, течения жидкости в критическом состоянии и влияния условий на входе в канал описываются в гл. 11. В гл. 13 рассматриваются некоторые проблемы нестационарных двухфазных течений, возникающие при захолаживании, резком сбросе давления и при быстром охлаждении сильно нагрет-

тых твердых тел. В этой главе также рассматриваются механизм пульсаций потока и явление неустойчивости течения, которые часто возникают в двухфазных потоках.

В резервуарах для хранения криогенных жидкостей и в других криогенных системах кипение начинается на стенках при температурах, незначительно превышающих температуру насыщения. С наступлением кипения теплообмен жидкости со стенками значительно интенсифицируется, приводя, в свою очередь, к увеличению скорости выкипания. Явление кипения в большом объеме жидкости и методы расчета условий закипания и теплоотдачи при кипении жидкости обсуждаются в гл. 4—8.

Кипение также может происходить в трубопроводах в условиях вынужденной конвекции. И в этом случае характер теплоотдачи определяется режимом двухфазного течения, который существует в данный момент времени или в данном месте канала. Между кипением в большом объеме (в условиях естественной конвекции) и кипением в условиях вынужденной конвекции имеются заметные различия, которые обсуждаются в гл. 12.

Обратным кипению процессом в криогенных системах является конденсация. Обычно на практике встречаются процессы конденсации пар — жидкость и пар — твердое тело. Первый процесс характерен для теплообменных устройств, в которых имеющий высокую температуру пар конденсируется на поверхности трубы; при этом происходит выделение скрытой теплоты парообразования, за счет которой происходит нагрев жидкости, протекающей с другой стороны трубы. Криогенные жидкости редко применяются для подобной цели, однако конденсация из паровой фазы в жидкую часто используется в теплообменниках ожижительных или холодильных систем и в баллонах для хранения газа на заправочных и испытательных комплексах космических летательных аппаратов или на крекинг-заводах. Процесс теплообмена при конденсации из паровой фазы в жидкую рассматривается в гл. 9.

Конденсация из паровой фазы в твердую происходит в системах криогенной откачки вакуумных камер, в которых газы, остающиеся после механической откачки, удаляются посредством вымораживания на поверхностях, охлаждаемых криогенной жидкостью. Образующаяся при этом твердая фаза называется криоосадком. Поэтому при проектировании охлаждающих панелей и определении мощности холодильных установок, необходимых для подачи хладагента, необходимо уметь рассчитывать теплообмен. Конденсация данного вида происходит также на трубопроводах, по которым подается криогенная жидкость, и на резервуарах, в которых она хранится; конденсация влияет на утечки тепла от этих элементов системы. Явление конденсации из паровой фазы в твердую обсуждается в гл. 10.

В последней, III части книги рассматриваются физические основы переноса тепла излучением при низких температурах (гл. 14) и теплопередача в гелии II (гл. 15).

Лучистый теплообмен при низких температурах отличается от лучистого теплообмена при обычных условиях [8, 9] только изменением свойств поверхности. Излучательная, отражательная и поглощательная способности поверхности изменяются при образовании конденсированных слоев (криоосадков) или инея на твердых поверхностях системы; в частности, излучательная способность диэлектрических покрытий небольшой толщины при очень низких температурах повышается [9]. Из-за этих изменений свойств поверхности лучистый теплообмен в системе может также изменяться. Эти вопросы рассматриваются в гл. 14.

Одно из интереснейших явлений — теплопередача в жидком гелии II, на которую сильно влияют особые свойства гелия II. Существует настоятельная потребность изучить перенос энергии и количества движения в этой жидкости с тем, чтобы использовать преимущества, которые могут быть получены от сверхпроводимости, течения без трения и т. д. В гл. 15 дается подробный анализ процессов теплопередачи в гелии II.

## 1.2. ПОСТРОЕНИЕ КНИГИ

В каждой главе имеются списки литературы и обозначений. Хотя в целом обозначения были стандартизованы, встречаются небольшие отличия, обусловленные индивидуальными симпатиями авторов.

Ссылки на литературу даются в порядке упоминания в тексте (заново в каждой главе). Номерам формул, таблиц и рисунков предшествует номер главы.

## 1.3. ЛИТЕРАТУРА

1. Scott R. B., *Cryogenic Engineering*, D. Van Nostrand Co., Princeton, N. J., 1959.
2. Barron R. F., *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1966.
3. McClintock M., *Cryogenics*, Reinhold Publishing Co., New York, 1964.
4. Vance R. W., ed., *Applied Cryogenic Engineering*, John Wiley and Sons, New York, 1963.
5. Johnson V. J., ed., *A Compendium of the Properties of Materials at Low Temperatures (Phase 1)*, Part I, *Properties of Fluids*, PB171 616, Air Research and Development Command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 1960.
6. Timmerhaus K. D., *A Correlation of Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids*, lecture notes for short course at University of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee, 1969.

7. Clark J. A., in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5, Academic Press, New York, 1968; русский перевод: Кларк Дж. А., в сб. *Успехи теплопередачи*, т. 5, изд-во «Мир», М., 1971.
8. Sparrow E. M., Cess R. D., *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Co., California, 1970; русский перевод: Спэрроу Э. М., Сэсс Р. Д., *Теплообмен излучением*, изд-во «Энергия», М., 1971.
9. Siegel R., Howell J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1972; русский перевод: Зигель Р., Хауэлл Дж. Р., *Теплообмен излучением*, изд-во «Мир», М., 1975.

**часть I**

**ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА  
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ  
И КОНВЕКЦИЕЙ**

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

К. Тиммерхауз<sup>1</sup>

### 2.1. ВВЕДЕНИЕ

Как отмечалось выше, применение криогенных жидкостей привело к появлению некоторых специфических проблем в теплопередаче. Обращение с такими жидкостями при низких температурах в условиях окружающей атмосферы и их транспортировка требовали разработки и усовершенствования специальных методов теплоизоляции и нового подхода к проектированию. В результате были разработаны новые теплоизоляционные системы, состоящие из большого числа тонких экранов с высокой отражательной способностью, отделенных друг от друга тонкими разделительными элементами или изоляционными прокладками. Такие виды теплоизоляции, называемые многослойной теплоизоляцией или суперизоляцией<sup>2</sup>, весьма эффективно сокращают утечки тепла в низкотемпературных системах при вакуумировании пространства между экранами (до  $\frac{2}{3} \cdot 10^{-4}$ — $\frac{1}{3} \cdot 10^{-4}$  Па). Например, пакет теплоизоляции, состоящий из 50 слоев покрытой алюминием полиэфирной пленки толщиной по 6,4 мкм, имеет при этих давлениях эффективный коэффициент теплопроводности, составляющий всего 1/2000 коэффициента теплопроводности окружающего воздуха [1]. Помимо применения новых видов теплоизоляции для сведения к минимуму тепловых потерь, особое внимание уделяется уменьшению теплопроводности через силовую конструкцию криогенных емкостей.

При низких температурах у многих веществ проявляется сильная зависимость физических свойств от температуры. Это обстоятельство делает необходимым учет влияния переменности теплофизических свойств при анализе и расчете процессов теплопередачи. В особенности это замечание относится к коэффициенту теплопроводности и теплоемкости.

<sup>1</sup>К. D. Timmerhaus, Университет шт. Колорадо, Боулдер.

<sup>2</sup> В отечественной литературе такой вид теплоизоляции называется экранно-вакуумной теплоизоляцией (ЭВТИ).— *Прим. ред.*

Хотя большинство материалов, которые представлены в книге, может быть использовано не только в криогенной технике, основной упор будет сделан на приложения, связанные с криогеникой. Там, где это возможно, данные будут снабжены соответствующими ссылками и будет подчеркнута специфика их применения при низких температурах. Дополнительные сведения по теплопроводности применительно к низким температурам имеются в литературе, указанной в конце главы.

## 2.2. СТАЦИОНАРНАЯ ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Теплопередача обычно рассматривается как динамический процесс или процесс переноса. Более конкретно, теплопередача представляет собой явление переноса энергии благодаря разности температур или температурному градиенту в системе, обладающей тепловыми связями. При расчетах теплопередачи определяют либо мгновенное значение теплового потока, либо распределение температур в системе. В случае передачи тепла теплопроводностью энергия передается от молекулы к молекуле в процессе взаимного перемещения молекул. В соответствии с кинетической теорией температура элемента системы пропорциональна средней кинетической энергии молекул, из которых состоит этот элемент. Когда молекулы в одной области обладают большей средней кинетической энергией, чем молекулы соседней области, что проявляется в наличии разности температур, молекулы, обладающие большей энергией, отдают часть ее молекулам области с пониженной температурой. Под влиянием теплопроводности происходит выравнивание температур. В случае, когда из-за подвода и отвода энергии в различных точках системы поддерживается разность температур, устанавливается непрерывный поток тепла от более нагретого участка к более холодному.

Для изотропного материала тепловой поток  $Q_x(x, y, z, \theta)$  по нормали к площадке  $A(x)$  определяется выражением

$$Q_x(x, y, z, \theta) = -k(T) A(x) [\partial T(x, y, z, \theta) / \partial x]. \quad (2-1)$$

Тепловой поток имеет определенное направление. Очевидно, что при наличии градиентов температуры в направлениях  $y$  и  $z$  возникают тепловые потоки и в этих направлениях. Знак минус означает, что тепловой поток направлен от области с большей температурой к области с меньшей, и определяет направление теплового потока при произвольном выборе системы координат. Уравнение (2-1) описывает тепловой поток в направлении  $x$  в произвольной точке  $(x, y, z)$  материала в момент времени  $\theta$ . Выражение (2-1) применимо как к стационарным, так и к нестационарным процессам, причем коэффициент теплопроводности  $k(T)$  может зависеть

от температуры, а площадь  $A(x)$  может являться переменной величиной.

Для описания распределения температуры в изотропном материале вместо выражения для потока тепла (2-1) обычно используют одномерное уравнение Фурье:

$$\partial T / \partial \theta = \alpha \partial^2 T / \partial x^2, \quad (2-2)$$

где для установившихся процессов  $\partial T / \partial \theta = 0$ .

### 2.2.1. Коэффициент теплопроводности твердых тел

Коэффициент теплопроводности представляет собой наиболее важный физический параметр, влияющий на передачу тепла теплопроводностью. Его величина зависит от состава вещества, давления и температуры. Для данного вещества температура является наиболее важным параметром, влияющим на коэффициент теплопроводности. Так как теоретические методы определения коэффициента теплопроводности для материалов при низких температурах еще весьма несовершенны, обычно для получения его численной величины либо используют таблицы физических свойств, либо предпринимают его прямое экспериментальное определение для конкретных условий применения.

Экспериментальные значения коэффициентов теплопроводности для большинства материалов, используемых в технике низких температур, исследованы достаточно широко, и их легко найти в литературе. Наиболее полные данные имеются в работе Пауэлла и Бленпайда [2], в справочнике Национального бюро стандартов по свойствам материалов при низких температурах [3], в справочнике Американского института физики [4], в справочнике теплофизического центра Лафайетского университета [5], в сборнике Пауэлла, Хо и Лайли серии стандартов США [6] и в обзоре литературы, который составили Диллард и Тиммерхауз [7]. Кроме того, прекрасный обзор теоретических аспектов теплопроводности сделан Клеменсом [8], а вопросы измерения коэффициента теплопроводности твердых проводников при низких температурах рассмотрены Уайтом [9].

### 2.2.2. Одномерные задачи теплопроводности

Важным случаем одномерного теплового потока является передача тепла теплопроводностью через геометрическую систему, образованную параллельными изотермическими поверхностями, перпендикулярными направлению теплового потока. В случае стационарной одномерной теплопроводности из первого закона термодинамики следует, что тепловой поток должен быть постоянным и

независимым от системы координат. Тогда уравнение (2-1) может быть переписано в виде

$$Q \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A(x)} = - \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT. \quad (2-3)$$

Интегрирование правой части уравнения может быть выполнено, если ввести средний коэффициент теплопроводности

$$k_{cp} (T_2 - T_1) = \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT. \quad (2-4)$$

Подставляя выражение для  $k_{cp}$  и разрешая (2-3) относительно  $Q$ , получаем

$$Q = -k_{cp} (T_2 - T_1) / \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A(x)}. \quad (2-5)$$

При известной конфигурации системы и известных температурах на границах системы выражение (2-5) позволяет провести расчет стационарного теплового потока, обусловленного теплопроводностью, в конструкциях сложной формы с коэффициентом теплопроводности, зависящим от температуры.

К практически важным одномерным задачам теплопроводности при низких температурах относятся задачи для длинных полых цилиндров (труб) и полых сфер (сосудов Дьюара). Если внутренняя поверхность полого цилиндра поддерживается при постоянной температуре  $T_i$ , а внешняя равна  $T_o$ , то тепловой поток в соответствии с уравнением (2-5) равен

$$Q = -2\pi L k_{cp} (T_o - T_i) / \ln(r_o/r_i), \quad (2-6)$$

где  $L$  — длина, а  $r_i$  и  $r_o$  — внутренний и внешний радиусы полого цилиндра соответственно. Распределение температуры по искривленной стенке полого цилиндра получается интегрированием выражения (2-3) от внутреннего радиуса  $r_i$  и соответствующей температуры  $T_i$  до текущего радиуса  $r$  и температуры  $T$  после подстановки соответствующих геометрических соотношений, т. е.

$$T(r) = T_i - k'_{cp} (T_i - T_o) \ln(r/r_i) / [k'_{cp} \ln(r_o/r_i)], \quad (2-7)$$

где  $k'_{cp}$  определяется из выражения

$$k'_{cp} [T(r) - T_i] = \int_{T_i}^{T(r)} k(T) dT. \quad (2-8)$$

Так как полая сфера из всех конфигураций имеет наибольший объем на единицу поверхности, она получила значительное распространение в криогенной технике, где необходимо свести к минимуму тепловые потери. Задача о теплопроводности сферической оболочки является одномерной и стационарной, если температуры внешней и внутренней поверхностей постоянны по поверхности и не зависят от времени. Поток тепла в этом случае равен

$$Q = -4\pi r_i r_o k_{cp} (T_o - T_i) / (r_o - r_i), \quad (2-9)$$

если материал между двумя граничными поверхностями однороден.

Одной из важных задач одномерной теплопроводности при низких температурах является задача об использовании развитых поверхностей, или ребер, при проектировании теплообменников для оптимизации теплопередачи при минимальных полных тепловых потерях. Предположение об одномерной теплопроводности в этой задаче является правомерным, так как обычно поперечные температурные градиенты весьма малы, в силу чего температуру в любом поперечном сечении можно считать постоянной.

Для установления распределения температуры по ребру и тепла, переданного через такую поверхность, исследуем тепловой баланс элемента ребра. Для примера рассмотрим комбинированную теплопередачу теплопроводностью и конвекцией для ребра, выполненного в форме стержня (рис. 2.1). В случае стационарного процесса тепловой поток вследствие теплопроводности в рассматриваемый элемент ребра через сечение  $x$  должен быть равен сумме теплового потока из элемента в сечении  $x+dx$  и теплового потока через боковую поверхность между сечениями  $x$  и  $x+dx$ . Выражение теплового баланса с учетом этого условия имеет вид

$$-k_{cp} A dT/dx = [-k_{cp} A dT/dx + (d/dx) (-k_{cp} A dT/dx) dx] + h P dx (T - T_b), \quad (2-10)$$

где  $h$  — коэффициент конвективной теплоотдачи,  $P$  — периметр стержня, а  $P dx$  — площадь поверхности стержня между сечениями  $x$  и  $x+dx$ , находящейся в контакте с окружающей средой. Уравнение (2-10) можно упростить:

$$d^2 T/dx^2 = m^2 (T - T_b), \quad (2-11)$$

где  $m^2 = hP/k_{cp}A$ . Из уравнения (2-11) можно получить распределение температуры вдоль стержня

$$T - T_b = (T_s - T_b) \frac{\text{ch} [m(L-x)] + (h_L/mk_{cp}) \text{sh} [m(L-x)]}{\text{ch} mL + (h_L/mk_{cp}) \text{sh} mL} \quad (2-12)$$

и тепловой поток от стержня

$$Q = (PhAk_{cp})^{1/2} (T_s - T_b) \frac{\text{sh} mL + (h_L/mk_{cp}) \text{ch} mL}{\text{ch} mL + (h_L/mk_{cp}) \text{sh} mL}. \quad (2-13)$$

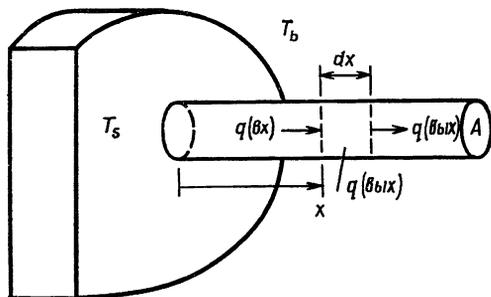


РИС. 2.1. Передача тепла теплопроводностью и конвекцией через поверхность в виде стержня.

В низкотемпературной технике используется множество видов развитых поверхностей. Некоторые из них рассмотрены Скоттом [10] и Барроном [11], а также в докладах последней конференции по криогенной технике [12].

### 2.2.3. Передача тепла теплопроводностью через многослойные системы

Из уравнения (2-5) следует, что одномерная передача тепла теплопроводностью в твердом теле определяется температурным потенциалом  $T_2 - T_1$  и сопротивлением потоку тепла  $R_k = (1/k_{cp}) \times \int_{x_1}^{x_2} dx/A(x)$ , т. е.

$$Q = -(T_2 - T_1)/R_k. \quad (2-14)$$

В установившемся состоянии тепловой поток через многослойную систему, состоящую из прилегающих друг к другу слоев различных материалов, имеющих разные толщины и величины коэффициента теплопроводности, может быть рассчитан по аналогии с расчетом электрической цепи, состоящей из нескольких последовательных сопротивлений. Тогда для  $T_{x_{n+1}} > T_{x_1}$  получаем

$$Q = - \frac{T_{x_{n+1}} - T_{x_1}}{k_{cp1}^{-1} \int_{x_1}^{x_2} [dx/A(x)] + k_{cp2}^{-1} \int_{x_2}^{x_3} [dx/A(x)] + \dots + k_{cpn}^{-1} \int_{x_n}^{x_{n+1}} [dx/A(x)]}, \quad (2-15)$$

$$Q = -(T_{x_{n+1}} - T_{x_1}) / \sum_{i=1}^{n+1} R_{ki}. \quad (2-16)$$

Для определения температуры на границе слоев различных материалов в многослойной системе приходится пользоваться методом

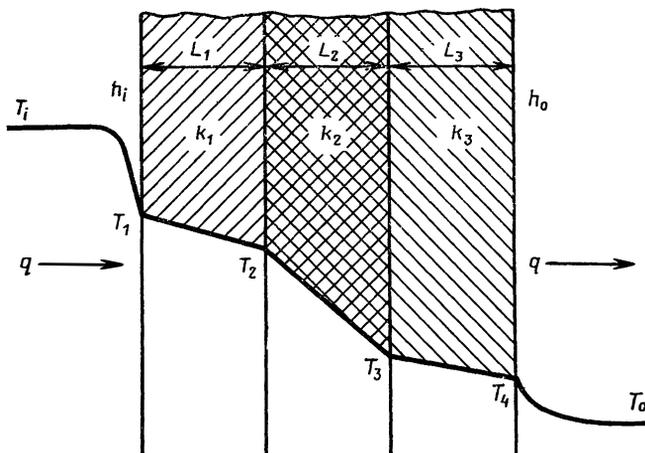


РИС. 2.2. Одномерное распределение температуры в многослойной системе, у которой обе наружные поверхности находятся в контакте с жидкостью.

последовательных приближений для соответствующих значений  $k_{cp}$  по формулам вида

$$\begin{aligned}
 Q &= - \frac{T_{x_2} - T_{x_1}}{k_{cp1}^{-1} \int_{x_1}^{x_2} [dx/A(x)]} = - \frac{T_{x_3} - T_{x_2}}{k_{cp2}^{-1} \int_{x_2}^{x_3} [dx/A(x)]} = \\
 &= \dots = - \frac{T_{x_{n+1}} - T_{x_n}}{k_{cpn}^{-1} \int_{x_n}^{x_{n+1}} [dx/A(x)]}.
 \end{aligned} \quad (2-17)$$

Обозначения, использованные в выражениях (2-15), (2-16) и (2-17), ясны из рис. 2.2.

Во многих случаях передачи тепла теплопроводностью при низких температурах поверхности многослойных систем (металлических стенок с изоляцией) находятся в контакте со средами (жидкими или газообразными), имеющими различные температуры. В этом случае будет происходить конвективный теплообмен между наружными поверхностями многослойного материала и соответствующими средами. Тепловой поток через поверхность может быть выражен через коэффициент теплоотдачи  $h$  и площадь поверхности контакта  $A$  следующим образом:

$$Q = hA(T_{ж} - T_{ст}). \quad (2-18)$$

Уравнение (2-18) указывает на то, что конвективный теплообмен между средой и твердым телом может быть выражен через тем-

пературный потенциал и термическое сопротивление  $R_h = 1/hA$ . Добавляя термические сопротивления для конвективных процессов в выражение (2-16), получаем соотношение, применимое в общем случае теплопередачи через многослойную систему, разделяющую теплую и холодную среды:

$$Q = \frac{T_{\text{тепл. ж}} - T_{\text{хол. ж}}}{\frac{n+1}{(R_h)_{\text{тепл. ж}} + \sum_{i=1} R_{k_i} + (R_h)_{\text{хол. ж}}}}. \quad (2-19)$$

Подобные же соотношения могут быть написаны для цилиндрической и сферической систем. Методы оценки численных значений коэффициента конвективной теплоотдачи представлены в следующей главе.

#### 2.2.4. Двух- и трехмерная передача тепла теплопроводностью

В задачах передачи тепла теплопроводностью, рассматривавшихся до сих пор, температура и тепловой поток являлись функцией одной переменной. Под эту категорию подпадают многие задачи, но когда границы системы имеют сложную форму или когда температура вдоль границы меняется, одномерное приближение делается неточным. В этом случае задача превращается в двух- или трехмерную.

Задачи теплопроводности в двух- и трехмерных системах решаются аналитическими, графическими, численными методами и методами моделирования. Разработаны математические методы решения задач для таких тел, как плоские слои, цилиндры, сферы, параллелепипеды и т. д., при различных граничных условиях. Однако полное изложение аналитических решений требует знания рядов Фурье, функций Бесселя, полиномов Лежандра, методов преобразования Лапласа и теории комплексного переменного. Опубликовано много работ, посвященных математическим методам решения задач передачи тепла теплопроводностью [13—20].

Уравнение передачи тепла теплопроводностью для трехмерного тела в случае, когда теплоемкость и плотность тела не зависят от температуры и имеется внутреннее тепловыделение  $\dot{q}$ , можно представить в виде

$$\begin{aligned} (\partial/\partial x)(k\partial T/\partial x) + (\partial/\partial y)(k\partial T/\partial y) + (\partial/\partial z)(k\partial T/\partial z) + \\ + \dot{q}(x, y, z) = C_p \rho \partial T/\partial \theta. \end{aligned} \quad (2-20)$$

Если коэффициент теплопроводности постоянен, уравнение (2-20) упрощается:

$$\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2 + \dot{q}/k = (1/\alpha) \partial T/\partial \theta, \quad (2-21)$$

где  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности, равный  $k/C_{\text{пр}}$ . Если рассматриваемое тело не содержит источников тепла, это уравнение сводится к уравнению Фурье

$$\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2 + \partial^2 T / \partial z^2 = (1/\alpha) \partial T / \partial \theta. \quad (2-22)$$

Многие задачи теплопроводности имеют более простое решение в цилиндрической или сферической системе координат. Уравнение Фурье для этих двух систем координат записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \\ = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (\text{цилиндрические координаты}); \end{aligned} \quad (2-23)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sin \varphi \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) + \\ + \frac{1}{r^2 \sin^2 \varphi} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (\text{сферические координаты}). \end{aligned} \quad (2-24)$$

В установившемся состоянии распределение температуры в теле без источников тепла удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (2-25)$$

Аналитическое решение задачи теплопроводности должно удовлетворять не только приведенному выше уравнению передачи тепла теплопроводностью, но и граничным условиям, соответствующим физическим условиям решаемой задачи. Классическим методом решения уравнения Фурье является метод разделения переменных.

Так как многие из двух- и трехмерных задач теплопроводности относятся к телам сложной формы, при переменном коэффициенте теплопроводности и с граничными условиями, изменяющимися вдоль границ, для их решения целесообразно использовать приближенные методы. Графические методы и методы моделирования рассматривали Крейт [17], Розенов и Чой [18], Якоб и Хокинс [19] и Шнейдер [15], численные методы детально описаны Дузингером [20].

Приближенное решение стационарной двумерной задачи теплопроводности может быть получено графически вычерчиванием температурного поля от руки. Графический метод целесообразно использовать для областей с изотермическими границами, но его можно использовать также и для случаев, когда на границах с неизвестными температурами происходит конвективный или лучистый теплообмен с тепловыми источниками или стоками, температура которых известна. Целью графического решения является по-

строение сетки из изотерм и линий постоянного теплового потока. Линии постоянного теплового потока являются аналогами линий тока в гидродинамике, т. е. они представляют собой касательную к направлению теплового потока в каждой точке. Следовательно, тепло никогда не перетекает по направлению, пересекающему линию постоянного теплового потока, и приращение потока тепла между любыми двумя такими линиями постоянно.

Тепловой поток между изотермическими границами может быть получен с помощью описанной сетки суммированием тепловых потоков, соответствующих каждой трубке или каналу теплового потока, т. е.

$$Q = (n/m) k (T_{\text{тепл}} - T_{\text{хол}}), \quad (2-26)$$

где  $n$  — количество трубок теплового потока в сетке, а  $m$  — количество криволинейных клеток в каждой трубке теплового потока от теплой границы с температурой  $T_{\text{тепл}}$  до холодной границы с температурой  $T_{\text{хол}}$ .

Для многих задач теплообмена аналитическое решение получить не удается, а экспериментальный подход оказывается либо слишком дорогостоящим, либо очень трудоемким. В то же время часто удается решить такую задачу методом моделирования с последующим преобразованием полученного результата в параметры соответствующей тепловой задачи. Применение результата, полученного экспериментальным путем для некоторой системы, к аналогичной системе другого типа лежит в основе метода моделирования.

Задачи теплообмена могут быть решены при помощи различных моделей, включая гидродинамическую модель Мура [21], мембранную модель [15], которая применима также к расчету полей с источниками тепла [22], и различные электрические аналоговые модели, такие, как электростатическая модель [23]. Подробный обзор этих методов сделан Якобом [14] и Шнейдером [15].

Из численных методов, используемых при решении задач теплопроводности, обычно используется метод конечных разностей. Такое название метода связано с тем, что в этом случае рассматриваемая непрерывная область разбивается на конечное число дискретных элементов, для которых записываются разностные уравнения, основанные на законе сохранения энергии, которые позволяют связать температуру каждого из рассматриваемых элементов с температурами соседних элементов.

Пример такой сетки из дискретных элементов для двумерного твердого тела, поверхность которого граничит с жидкостью, представлен на рис. 2.3. Внутренняя часть тела разделена на  $n$  квадратных элементов со стороной  $\Delta x$ , причем температура каждого элемента принимается равной температуре центральной точки. Размеры  $m$  элементов, расположенных на границе с поверхностью,

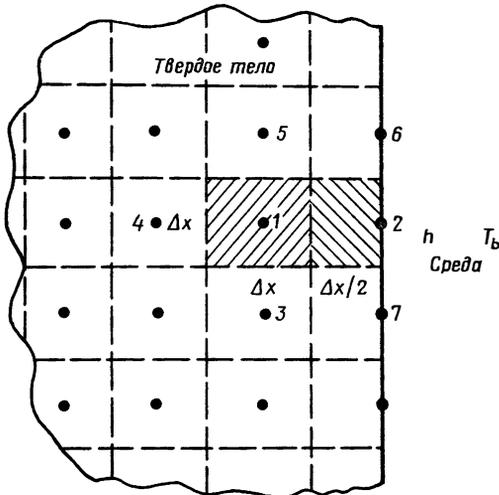


РИС. 2.3. Конечно-разностная сетка для двумерного тела, находящегося в контакте с жидкостью.

$n$  — внутренние элементы;  $m$  — элементы поверхности.

равны  $\Delta x$  и  $\Delta x/2$ , что позволяет выбрать для рассмотрения точки, равномерно распределенные на поверхности. Применение первого закона термодинамики в разностной форме к внутренней точке, например к точке 1, в предположении о стационарном режиме теплопроводности и постоянных теплофизических свойств дает

$$T_2 + T_3 + T_4 + T_5 - 4T_1 = 0. \quad (2-27)$$

Применяя ту же самую процедуру к точке поверхности, например 2, смоченной жидкостью с среднemasсовой температурой  $T_b$  и коэффициентом конвективной теплоотдачи  $h$ , получаем выражение

$$T_1 + \frac{1}{2} T_6 + \frac{1}{2} T_7 + (h\Delta x/k) T_b - (2 + h\Delta x/k) T_2 = 0. \quad (2-28)$$

Аналогичные уравнения могут быть записаны для каждой внутренней точки и точки поверхности, что приводит к системе из  $m+n$  линейных алгебраических уравнений с  $m+n$  неизвестными. Для решения подобных уравнений разработан целый ряд методов, в том числе метод исключения неизвестных, методы определителей, релаксации, последовательных приближений, а также методы численного решения задачи на быстродействующих цифровых вычислительных машинах. Последние методы представляются наиболее удовлетворительными благодаря их скорости, удобству и точности. В настоящее время для большинства вычислительных машин разработаны подпрограммы, позволяющие решать системы из большого числа уравнений. С целью сокращения затрат ма-

шинного времени, необходимого для решения таких систем, обычно не стараются добиваться того, чтобы правые части уравнений строго равнялись нулю, а ограничиваются тем, что правые части приближаются к нулю достаточно близко для того, чтобы обеспечить заданную точность решения.

Опыт Кларка [24], накопленный в процессе решения подобных разностных уравнений, указывает на серьезные ошибки, возникающие из-за постоянного накопления в процессе счета ошибок округления и из-за того, что сами исходные разностные уравнения лишь приближенно отражают реальный физический процесс. Ошибки, связанные с разбиением области на конечное число элементов, уменьшаются при уменьшении размеров элементов, однако увеличение числа элементов приводит к увеличению объема расчетов и, в свою очередь, увеличивает ошибки округления. Таким образом, при уменьшении размеров элементов появляется также необходимость и в уменьшении величины остаточных членов для сохранения соответствующей сходимости решения.

### 2.2.5. Передача тепла теплопроводностью при переменном коэффициенте теплопроводности

Коэффициент теплопроводности многих материалов при низких температурах сильно зависит от температуры. Поэтому для некоторых задач криогенной техники предположение о постоянстве свойств и соответствующие уравнения становятся непригодными. В стационарном случае дифференциальное уравнение передачи тепла теплопроводностью для изотропных материалов, свойства которых зависят от температуры, принимает вид

$$(\partial/\partial x)(k\partial T/\partial x) + (\partial/\partial y)(k\partial T/\partial y) + (\partial/\partial z)(k\partial T/\partial z) = 0. \quad (2-29)$$

В такой форме это уравнение с трудом поддается решению. Для его решения удобно воспользоваться простым преобразованием [25], с помощью которого вводится новая переменная. Эта переменная описывается выражением

$$E = \int_{T_R}^T k(T) dT, \quad (2-30)$$

где  $T_R$  — произвольная определяющая температура. Подставляя эту переменную в уравнение (2-29), получаем классическое уравнение Лапласа

$$\partial^2 E/\partial x^2 + \partial^2 E/\partial y^2 + \partial^2 E/\partial z^2 = 0. \quad (2-31)$$

Аналитическое решение этого уравнения рассмотрено в литературе [16] для широкого круга задач. Подобные решения также могут

быть найдены с использованием численных методов и методов моделирования. Главное отличие задачи переменной теплопроводности от рассмотренных ранее задач для случая постоянных свойств состоит в использовании функции  $E$  для нахождения распределения температуры. Например, вместо определения температуры в центре каждого элемента, представленного на рис. 2.3, как это было сделано в случае постоянного коэффициента теплопроводности, применение первого закона термодинамики дает распределение температуры для внутренней точки в виде

$$E_2 + E_3 + E_4 + E_5 - 4E_1 = 0, \quad (2-32)$$

и для точки, расположенной на поверхности,

$$E_1 + \frac{1}{2} E_6 + \frac{1}{2} E_7 + (h\Delta x/k_b) E_b - (2 + h\Delta x/k_2) E_2 = 0, \quad (2-33)$$

где

$$E_b = \int_{T_R}^{T_b} k(T) dT, \quad k_b = E_b / (T_b - T_R), \quad k_2 = E_2 / (T_2 - T_R).$$

К сожалению, введение переменной  $k_2$  в уравнение (2-33) усложняет решение этой системы уравнений. Это усложнение, однако, может быть сведено к минимуму в тех случаях, когда коэффициент конвективной теплоотдачи велик, поскольку  $T_2$  почти равна  $T_b$ , и в первом приближении вместо  $k_2$  можно подставить  $k_b$ . Таким образом, неизвестными величинами в этой системе из  $m+n$  уравнений являются переменные  $E$ , определяемые выражением (2-30). Очевидно, если связь между коэффициентом теплопроводности и температурой удастся описать математической функцией, в качестве зависимой переменной может выступать температура. В большинстве случаев, однако, необходимо численно интегрировать зависимость коэффициента теплопроводности от температуры для получения  $E$  в виде функции температуры.

Тепловой поток между любыми двумя внутренними точками сетки равен произведению ширины двумерной области на разность значений величин  $E$  для этих двух точек. Аналогично тепловой поток между любыми двумя точками на поверхности равен половине произведения ширины двумерной области на разность значений  $E$  для этих двух точек поверхности.

### 2.2.6. Теплопроводность анизотропных твердых тел

Твердые тела, у которых теплофизические свойства зависят от направления, называются анизотропными. При изучении процессов передачи тепла теплопроводностью в твердых телах анизотропия проявляется через зависимость коэффициента теплопроводности от

направления. Для изотропных твердых тел тепловой поток в некоторой точке пропорционален градиенту температуры в этой точке, а вектор теплового потока направлен по нормали к изотермической поверхности, проходящей через эту точку. В случае же анизотропного твердого тела вектор теплового потока необязательно параллелен вектору градиента температуры, и поэтому направление вектора теплового потока может не совпадать с нормалью к изотермической поверхности. Вектор теплового потока анизотропных твердых тел не просто пропорционален градиенту температуры: каждая из составляющих вектора градиента температуры вносит свой вклад пропорционально степени анизотропии материала [26]. Поэтому, даже когда градиент температуры перпендикулярен данной поверхности, вектор теплового потока не перпендикулярен этой поверхности и не параллелен вектору градиента температуры.

Эта зависимость коэффициента теплопроводности от направления проявляется у целого ряда материалов, применяемых в технике низких температур, включая различные кристаллические вещества, дерево (используемое как изоляционный материал) и многослойные теплоизоляции [27]. Например, коэффициент теплопроводности многослойной теплоизоляции в направлении теплового потока может на несколько порядков отличаться от величины, измеренной в перпендикулярном направлении [28].

При расчете теплопроводности необходимо учитывать такие особенности анизотропных материалов; в частности, следует использовать различные значения коэффициента теплопроводности в зависимости от направления. Это требует введения девяти коэффициентов теплопроводности в исходные уравнения. К счастью, в силу симметрии обычно их число удается уменьшить до шести. Для кристаллов их число удается сократить еще больше, так как многие кристаллы обладают той или иной формой симметрии. Рассмотрению теплопроводности анизотропных материалов посвящен ряд работ [13, 29—31], и мы не будем здесь на этом останавливаться.

### 2.3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Решение задач нестационарной теплопроводности обычно более сложно, чем стационарных задач, из-за введения дополнительной независимой переменной — времени. Температура является функцией координат в рассматриваемой области, но, кроме того, распределение температуры изменяется с временем. Если это изменение носит периодический характер, процесс называется периодическим. Если изменение не носит периодического характера, процесс называется переходным.

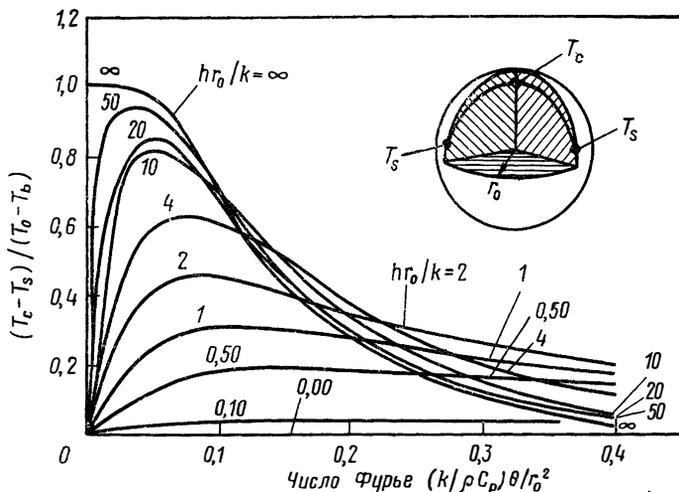


РИС. 2.4. Нестационарное распределение температуры в сфере.

Решение таких задач обычно включает определение граничных условий (которые часто зависят от времени) и выбор соответствующего дифференциального уравнения в простейшей форме. Кроме того, при рассмотрении переходных процессов должно быть задано начальное распределение температуры в рассматриваемой области. Задача сводится к нахождению изменения распределения температуры со временем.

Выбор дифференциального уравнения зависит от конкретной задачи. Если рассматриваемая область изотропна, а коэффициент теплопроводности постоянен, то применяют уравнение (2-21). Если область не содержит источников тепла, пользуются уравнением Фурье. Оно приведено раньше в виде (2-22) для декартовых, (2-23) — для цилиндрических и (2-24) — для сферических координат. Эти уравнения решены аналитически для многих нестационарных задач теплопроводности при нормальных температурах для тел различных типовых форм [32—42]. Полученные решения могут быть использованы для технических приложений не только при нормальных температурах, но и в случае низких температур. Важным примером таких приложений при низких температурах является задача о захлаживании или разогреве больших сосудов Дьюара для хранения криогенных жидкостей.

Аналитическое решение уравнения Фурье обычно отыскивается с использованием нескольких безразмерных параметров. Двумя важными безразмерными параметрами, обычно применяемыми для описания нестационарного распределения температуры, являются число Фурье  $(k/\rho C_p)\theta/L^2$  и число Био  $hL/k$ . Здесь  $L$  — некоторый

характерный размер системы,  $\theta$  — время,  $C_p$  — теплоемкость. Одно такое решение, в котором используются обе эти величины, приведено на рис. 2.4; оно может быть полезным для определения связи между температурой поверхности и температурой на оси сферы.

Однако в большинстве практических случаев необходимо решать нестационарные задачи низкотемпературной теплопроводности для тел сложной формы с учетом зависимости теплофизических свойств от температуры. В таких случаях в уравнение (2-21) вводится функция  $E$  (2-30), что дает

$$\alpha(T) (\partial^2 E / \partial x^2 + \partial^2 E / \partial y^2 + \partial^2 E / \partial z^2) + \alpha(T) Q'''(x, y, z, \theta) = \partial E / \partial \theta, \quad (2-34)$$

где  $\alpha(T)$  — переменный коэффициент температуропроводности, определяемый как  $k(T) / \rho(T) C_p(T)$  и зависящий от температуры. Уравнение (2-34) остается нелинейным из-за зависимости  $\alpha$  и  $E$  от температуры, но теперь оно более удобно для численного решения.

В ряде случаев при низких температурах  $\alpha$  гораздо слабее зависит от температуры, чем  $k$  или  $C_p$ . В этом случае  $\alpha(T)$  можно заменить постоянным коэффициентом температуропроводности  $\alpha^*$ , и, если область не содержит внутренних источников тепла, уравнение (2-34) сводится к классическому линейному уравнению диффузии

$$\alpha^* (\partial^2 E / \partial x^2 + \partial^2 E / \partial y^2 + \partial^2 E / \partial z^2) = \partial E / \partial \theta. \quad (2-35)$$

Для этого уравнения также опубликовано большое число аналитических решений, полученных при различных граничных условиях [13, 16].

Диапазон применимости уравнения (2-35) был расширен Кларком [43], показавшим, что различные графические зависимости, полученные для задач теплопроводности при постоянных свойствах, такие, как обширные номограммы Шнейдера [44], могут быть с использованием функции  $E$  применены и для решения задач с переменными свойствами. Многомерные задачи могут быть решены при помощи метода перемножения решений для областей с более простой геометрией, для которых имеются аналитические решения.

Когда зависимость  $\alpha$  от температуры достаточно сильная и использовать предположение о постоянстве коэффициента температуропроводности нельзя, приходится решать нестационарное уравнение теплопроводности численными методами. Наиболее удобны для решения на вычислительных машинах численные методы, связанные с представлением уравнений в явной разностной форме. Такое представление позволяет получить прямое решение задачи и избежать требующих большого времени итерационных процедур, неизбежных при неявной записи разностных уравнений. Здесь бу-

дет рассмотрен пример для двумерной области, представленной на рис. 2.3, но при переменных свойствах твердого тела.

В этом случае из рассмотрения первого закона термодинамики получается система алгебраических уравнений в разностной форме для каждого из элементов, расположенных как внутри области так и на ее границе [43] (рис. 2.3). Окончательные уравнения таковы, что значения функции  $E$  в каждой из узловых точек сетки в конце временного интервала  $\Delta\theta$  определяются из значений  $E$  в начале интервала. Таким образом, величина  $E$  для текущего временного интервала определяется результатом, полученным для предыдущего интервала времени. Например, величина  $E$  для внутренней точки 1 в  $(n+1)$ -й интервал времени может быть представлена через значения  $E$  соседних узлов на  $n$ -м интервале в виде

$$[E_2^n + E_3^n + E_4^n + E_5^n + (M_1 - 4)E_1^n]/M_1 = E_1^{n+1}, \quad (2-36)$$

где

$$M_1 = (\Delta x)^2 / \alpha(T_1) \Delta\theta, \quad (2-37)$$

а индексы  $n$  и  $n+1$  относятся к  $n$ -му и  $(n+1)$ -му интервалам времени соответственно. Так как  $\alpha(T_1)$  будет меняться с изменением  $T_1$ , а следовательно, и со временем, необходимо корректировать величину  $M_1$  в начале каждой новой серии расчетов. Величина  $E_2$ , соответствующая точке 2 на поверхности, в  $(n+1)$ -й интервал времени может быть представлена в аналогичной форме:

$$\left\{ E_1^n + \frac{1}{2} E_6^n + \frac{1}{2} E_7^n + N_2 E_6^n + [M_2/2 - (2 + N_2)] E_2^n \right\} / (M_2/2) = E_2^{n+1}, \quad (2-38)$$

где

$$M_2 = (\Delta x)^2 / \alpha(T_2) \Delta\theta, \quad (2-39)$$

$$N_2 = h \Delta x / k_2^*, \quad (2-40)$$

$$k_2^* = [1 / (T_b - T_2^n)] \int_{T_2^n}^{T_b} k(T) dT, \quad (2-41)$$

$$E_6^n = \int_{T_R}^{T_b} k(T) dT. \quad (2-42)$$

В этом случае  $\alpha(T_2)$  будет также меняться с изменением  $T_2$  и, следовательно, со временем. Поэтому здесь будет необходимо корректировать величину  $M_2$  в начале каждой серии расчетов. Кларк [43] показал, что для обеспечения устойчивости решения в случае сетки постоянного шага требуется, чтобы выполнялись условия  $M_2 \geq (2N_2 + 4)$  и  $M_1 \geq M_2$ . Следовательно, каждое новое значение

$M_1, M_2, M_3$  и т. д. должно удовлетворять критерию устойчивости. Если необходимо изменить эти величины, то, по утверждению Кларка, более целесообразно менять длину интервала времени, чем шаг сетки. Из-за ограничений, накладываемых на длину временного интервала, для проведения полного расчета может потребоваться значительное машинное время. Недавно Баракат и Кларк [45] предложили другой тип явной разностной схемы, подходящий для задач такого рода, устойчивый без ограничений на используемую длину интервала времени.

Противоречия между тенденцией к более мелкому разбиению рассматриваемой области и влиянием ошибок округления на устойчивость проявляются при решении нестационарных задач таким же образом, как и при решении стационарных задач. Из-за большого числа утомительных вычислений, которые необходимо выполнять, численному расчету на ЭВМ следует отдать предпочтение, особенно если программа обладает достаточной гибкостью по отношению к вводимым данным и характеру изменения переменных. Такая гибкость программы обеспечивает важную обратную связь, когда путем изменения параметров проводится ее оценка в отношении устойчивости, сходимости и ошибок округления.

Наконец, важно представлять объем вычислений в случае, когда изменяются параметры и переменные задачи. Например, в двумерной задаче теплопроводности (рис. 2.3) полное число арифметических вычислений для данного шага сетки и полное время вычислений пропорциональны  $M/(\Delta x)^4$ . Следовательно, уменьшение шага сетки вдвое приводит к увеличению числа арифметических операций в 16 раз. Это может оказаться ограничивающим фактором даже при использовании современных быстродействующих вычислительных машин.

## 2.4. ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

После краткого обзора основ теплопроводности при низких температурах посмотрим, как они используются в различных прикладных задачах криогенной техники, и выделим специфические проблемы, возникающие в связи с наличием больших перепадов температур. Наиболее очевидные, а также и наиболее важные прикладные задачи теплопроводности связаны с созданием теплоизоляции. Криогенная теплоизоляция может быть пяти различных видов: высоковакуумная, многослойная, порошковая, вспененная и специальная. К последнему виду относятся такие материалы, как пробка, бальзовое дерево и сотовая изоляция.

Хотя этот вопрос и рассматривается здесь отдельно, обеспечение механического крепления различных частей криогенного обо-

рудования, поддерживаемых при различных температурах, на самом деле является составной частью проблемы изоляции, так как тепловая эффективность любой детали оборудования должна рассматриваться с точки зрения полного притока тепла в жидкость, находящуюся в емкости. Эта проблема приводит к поиску материалов, которые сочетали бы необходимые конструкционные характеристики с низким значением коэффициента, теплопроводности. Этому требованию в случае конструкций, работающих на сжатие, часто лучше удовлетворяют слоистые, а не сплошные конструктивные элементы, поскольку теплопроводность слоистой конструкции зависит от контактного сопротивления между отдельными слоями. Наконец, добавочные притоки тепла в криогенных системах возникают из-за неправильного выбора электрических проводников для подогревателей, термомпар и т. п.; этими вопросами также нельзя пренебрегать.

Переходные процессы обычно возникают при захолаживании или разогреве криогенной системы. Часто, особенно в больших системах, необходимо знать не только время, необходимое для захолаживания до равновесной температуры, но и количество жидкости, которое необходимо затратить на захолаживание. Как важно знать изменение распределения температуры в криогенной системе по времени при захолаживании или разогреве, становится ясным, если учесть, что на нестационарных режимах в системе возникают большие термические напряжения. Поскольку стоимость таких систем обычно велика, абсолютно необходимо так организовать процессы захолаживания и разогрева системы, чтобы избежать ее повреждения и не создать опасных ситуаций для обслуживающего персонала.

#### 2.4.1. Системы теплоизоляции

Выбор типа теплоизоляции для данной криогенной системы зависит от специфики ее применения. При выборе обычно учитываются теплофизические свойства изоляционного материала, такие, как коэффициент теплопроводности, излучательная способность, влагосодержание, способность к вакуумированию, пористость и воспламеняемость. Здесь будут затронуты главным образом тепловые характеристики различных теплоизоляционных систем, причем основное внимание будет обращено на их коэффициенты теплопроводности.

Тепло может проходить сквозь изоляцию посредством совместного действия нескольких различных механизмов, а именно: 1) теплопроводности через сплошные материалы, составляющие изоляцию, и теплопередачи между отдельными составляющими изоляции через поверхность контакта; 2) теплопроводности через газ, заполняющий полости внутри теплоизоляции; 3) излучения

сквозь эти полости и сквозь компоненты изоляции. Из-за того что эти механизмы теплопередачи действуют одновременно и взаимодействуют друг с другом, получение полного коэффициента теплопередачи методом суперпозиции невозможно. Целесообразнее использовать эффективный коэффициент теплопроводности, рассчитанный по одномерному уравнению Фурье с использованием результатов измерений на стационарном режиме.

Хороший обзор систем теплоизоляции для криогенной техники, положенный в основу последующего изложения, сделан Глезером и др. [46].

**2.4.1.1 Вакуумная теплоизоляция.** Вакуумная теплоизоляция представляет собой откачанное (до вакуума  $10^{-4}$  Па и глубже) пространство между двумя хорошо отражающими поверхностями, одна из которых поддерживается при более высокой, а другая при более низкой температурах. Теплопередача через вакуумированное пространство осуществляется главным образом излучением. Так как теплопередача излучением будет подробно рассмотрена в дальнейшем, здесь эти вопросы не обсуждаются. Однако, если вакуум между двумя поверхностями будет хуже указанного выше, возможен значительный вклад в теплопередачу за счет теплопроводности газа.

В случае обычной теплопроводности газа с постоянным коэффициентом теплопроводности температура в среде между теплой и холодной поверхностями меняется линейно. Однако если средняя длина свободного пробега молекул велика по сравнению с расстоянием между поверхностями, то молекулы чаще соударяются с поверхностями, чем между собой, и возникает режим свободномолекулярной теплопроводности. При этом передача тепла вследствие теплопроводности газа в пространстве между концентрическими сферами, коаксиальными цилиндрами или параллельными пластинами определяется выражением [47]

$$Q_{gc} = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] (R/8\pi MT)^{1/2} \alpha p A_1 (T_2 - T_1), \quad (2-43)$$

где  $\alpha$  — полный коэффициент аккомодации, определяемый выражением

$$\alpha = \alpha_1 \alpha_2 / [\alpha_2 + \alpha_1 (1 - \alpha_2) (A_1/A_2)], \quad (2-44)$$

$\gamma = C_p/C_v$  — отношение теплоемкостей (предполагается постоянным),  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $M$  — молекулярный вес газа,  $T$  (без индекса) — температура газа в точке, где измеряется давление  $p$ . Снабженные индексами величины  $A_1$  и  $A_2$ ,  $T_1$  и  $T_2$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  обозначают площади, температуры и коэффициенты аккомодации холодной и теплой поверхностей соответственно.

Для установления свободномолекулярного режима необходимо, чтобы средняя длина свободного пробега молекул газа превысила расстояние между поверхностями. Для проверки выполнения это-

го условия средняя длина свободного пробега  $\lambda$  может быть определена из выражения

$$\lambda = (3\mu/\rho) (\pi RT/8M)^{1/2}, \quad (2-45)$$

где  $\mu$  — вязкость газа при температуре  $T$ . Уравнение (2-43) можно привести к виду

$$Q_{gc}/A_1 = C_{gc} \alpha \rho (T_2 - T_1), \quad (2-46)$$

где  $C_{gc}$  — постоянная:

$$C_{gc} = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] (R/8\pi MT)^{1/2}. \quad (2-47)$$

Значения этой постоянной для различных приложений в криогенной технике приведены в литературе [48].

Из-за широкого диапазона изменения коэффициентов аккомодации [49] трудно с высокой точностью оценить теплопроводность остаточного газа в вакуумной теплоизоляции. К счастью, эта проблема не настолько серьезна, поскольку, как правило, в системах теплоизоляции поддерживается такой вакуум, при котором вклад в суммарную теплопередачу передачи тепла вследствие теплопроводности остаточного газа незначителен.

**2.4.1.2. Многослойная теплоизоляция.** Многослойная теплоизоляция состоит из чередующихся слоев хорошо отражающего материала (например, алюминиевой фольги или алюминизированного майлара) и слоев материала с низким значением коэффициента теплопроводности (например, стекловолоконной ваты, стеклоткани, нейлоновой сетки), причем вся система должна быть хорошо откачана. При оптимальной плотности такой вид теплоизоляции позволяет получить эффективный коэффициент теплопроводности до  $(0,1-0,5) \cdot 10^{-6}$  Вт/(см·К) при температурах 20—300 К [46].

Очень низкое значение коэффициента теплопроводности многослойной изоляции объясняется тем, что в ней все виды теплопередачи — теплопроводность, конвекция и излучение — сведены к минимуму. Так как теплопередача излучением обратно пропорциональна числу промежуточных отражающих слоев и прямо пропорциональна степени черноты покрытий, такая теплопередача сводится к минимуму путем использования большого числа экранов, или слоев из материала с низкой степенью черноты. Конвекция исключена за счет уменьшения давления до такого уровня, при котором средняя длина свободного пробега молекул газа значительно превышает расстояние между слоями изоляции. В связи с тем что теплопроводность при свободномолекулярном режиме пропорциональна давлению остаточного газа [см. уравнение (2-46)], многослойную теплоизоляцию хорошо вакуумируют, чтобы уменьшить влияние этого механизма. Теплопередача через материал

изолирующей прослойки пропорциональна коэффициенту теплопроводности используемого материала и обратно пропорциональна термическому сопротивлению между прослойкой и экраном в местах контактов. Низкий коэффициент теплопроводности, размеры, форма и разреженная структура материалов, используемых в качестве прослойки, позволяют свести к минимуму вклад теплопроводности.

В многослойной теплоизоляции при глубоком вакууме тепло передается главным образом за счет излучения и теплопроводности изолирующей прослойки. Эффективный коэффициент теплопроводности многослойной теплоизоляции при этих условиях определяется выражением

$$k_a = (N/\Delta x)^{-1} \{h_s + [\sigma e T_{\text{тепл}}^3 / (2 - e)] [1 + (T_{\text{хол}}/T_{\text{тепл}})^2] (1 + T_{\text{хол}}/T_{\text{тепл}})\}, \quad (2-48)$$

где  $N/\Delta x$  — количество полных слоев (отражающий экран плюс изолирующая прослойка) изоляции на единицу толщины,  $h_s$  — тепловая проводимость материала прослойки,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $e$  — эффективная степень черноты отражающего экрана, а  $T_{\text{тепл}}$  и  $T_{\text{хол}}$  — температуры теплой и холодной сторон теплоизоляции. Из уравнения (2-48) видно, что эффективный коэффициент теплопроводности может быть понижен путем увеличения плотности укладки слоев до определенного значения. Изменение эффективного коэффициента теплопроводности в зависимости от плотности укладки для типичной многослойной теплоизоляции показано на рис. 2.5 [50]. Из выражения (2-48) прямо не следует, что сжимающая нагрузка оказывает влияние на эффективный коэффициент теплопроводности и, следовательно, на качество многослойной теплоизоляции. Однако при сжатии теплопроводность через твердые слои увеличивается быстрее, чем  $N/\Delta x$ , что и приводит к увеличению  $k_a$ . Как показали испытания при сжатии с усилием  $0,14 \text{ кГ/см}^2$ , тепловой поток для многих видов многослойной теплоизоляции при этом примерно в 100 раз больше, чем в ненапряженном состоянии [51]. Зависимость теплового потока от сжимающей нагрузки в логарифмических координатах имеет вид прямых линий с наклоном между 0,5 и 0,67 [51].

Влияние газа и его давления на характеристики теплоизоляции исследовалось многими авторами. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности от давления остаточного газа для типичной многослойной теплоизоляции имеет вид S-образной кривой (рис. 2.6). Из рис. 2.6 видно, что многослойная теплоизоляция для обеспечения ее эффективной работы должна поддерживаться при давлении ниже  $10^{-2}$  Па. Газы с более высокой теплопроводностью (т. е. гелий или водород) сильнее ухудшают

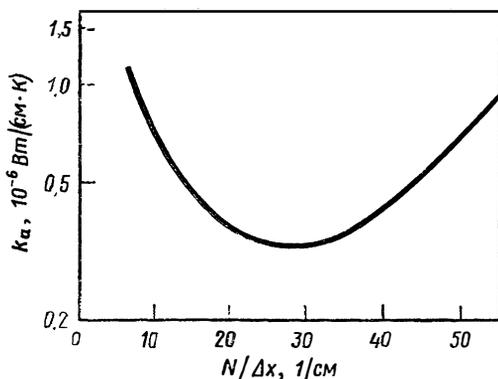


РИС. 2.5. Эффективный коэффициент теплопроводности многослойной теплоизоляции, состоящей из чередующихся слоев стекловолокна и алюминиевой фольги, между 77 и 300 К в зависимости от числа слоев на 1 см.

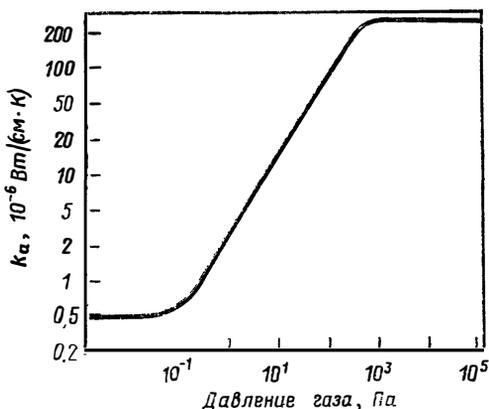


РИС. 2.6. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности от давления остаточного газа для типичной многослойной (24 слоя/см) изоляции между 90 и 300 К.

характеристики теплоизоляции, чем газы с меньшей теплопроводностью.

Наконец, из выражения (2-48) видно, что граничные температуры могут оказывать влияние на эффективный коэффициент теплопроводности. Экспериментальные данные рис. 2.7, полученные для многослойной теплоизоляции из тисненых полиэфирных алюминизированных экранов, показали, что эффективный коэффициент теплопроводности такой теплоизоляции примерно пропорционален третьей степени температуры теплой поверхности. Кроме того, при постоянной температуре теплой стороны более высокий

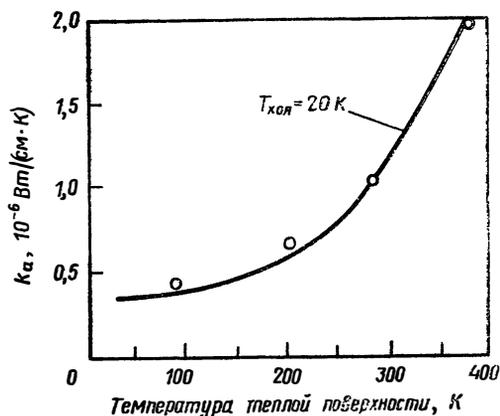


РИС. 2.7. Влияние температуры горячей поверхности на эффективный коэффициент теплопроводности многослойной теплоизоляции из тисненной алюминизированной полиэфирной пленки.

Холодная поверхность поддерживается при температуре 20 К.

эффективный коэффициент теплопроводности имеет теплоизоляция с более высокой температурой холодной поверхности.

Как отмечалось ранее, коэффициент теплопроводности многослойной теплоизоляции в направлении, параллельном отражающим экранам, много выше, чем в перпендикулярном направлении. Отношение «параллельного» к «перпендикулярному» коэффициентов теплопроводности для типичной многослойной теплоизоляции с алюминиевой фольгой толщиной 6 мкм имеет порядок  $10^5$ , тогда как для типичных систем с алюминизированной с двух сторон майларовой пленкой это отношение составляет  $10^3$  [52]. Очевидно, что использование многослойной теплоизоляции в конструкциях требует тщательного исследования возникающих эффектов многомерной теплопередачи.

Применительно к многослойной теплоизоляции для криогенных емкостей обычно не удается достичь значений одномерных коэффициентов теплопроводности, приведенных Глезером и др. [46]. Эффективные коэффициенты теплопроводности, получаемые на практике, как правило, по крайней мере на порядок или два выше соответствующих одномерных значений, полученных в лабораторных условиях с помощью совершенной методики. Это отклонение в характеристиках вызвано совместным влиянием краевых эффектов, зазоров, сшивок и отверстий в изоляционном одеяле, необходимых для силовых элементов, заправочных и вентиляционных трубопроводов, а также высокими значениями коэффициентов теплопроводности такой теплоизоляции в продольном направлении. Применение отражающих материалов, имеющих более низкие

значения «продольных» коэффициентов теплопроводности, таких, как металлизированные органические пленки, и уместное использование эффективных изотропных разделительных материалов вокруг отверстий с конструктивными элементами помогает уменьшить эти эффекты многомерной теплопередачи. В случае емкостей для жидкого водорода и гелия эффективность теплоизоляции может быть повышена путем использования большой хладопроизводительности продуктов испарения [53]. И все же влияние конструктивных элементов, нарушающих сплошность теплоизоляции, остается значительной тепловой проблемой.

**2.4.1.3. Порошковая теплоизоляция.** Реализовать некоторые преимущества использования большого числа экранов, избегая при этом трудностей, связанных со сложностью структуры, удается при помощи порошковой теплоизоляции. Однако этот вид теплоизоляции в отношении полной тепловой эффективности в 10 раз уступает многослойной теплоизоляции. В тех случаях, когда это обстоятельство не играет серьезной роли, а главным фактором является стоимость, как, например, в случае стеновых емкостей для жидкого азота, применение находит даже невакуумированная порошковая теплоизоляция.

Порошковая теплоизоляция состоит из тонко помолотых частиц таких материалов, как перлит, распыленный кварц, силикат кальция, диатомовая земля или сажа, заключенных между поверхностями, которые нужно теплоизолировать. В газовой среде (обычно среде инертного газа) при атмосферном давлении порошок уменьшает конвекцию, излучение и, если размер частиц достаточно мал, также среднюю длину свободного пробега молекул газа. В случае, когда давление газа в порошковой теплоизоляции поддерживается в пределах  $\frac{4}{3} - \frac{4}{3} \cdot 10^{-1}$  Па, теплопроводность газа делается пренебрежимо малой и теплопередача определяется главным образом излучением и теплопроводностью твердых частиц. Зависимости среднего эффективного значения коэффициента теплопроводности для некоторых порошков от давления газа приведены на рис. 2.8 [54] в виде знакомых S-образных кривых. Изменение давления газа внутри теплоизоляции от атмосферного до примерно 1300 Па незначительно влияет на коэффициент теплопроводности. При дальнейшем снижении давления достигается вторая область, в которой коэффициент теплопроводности изоляции изменяется в зависимости от давления почти линейно. В этой области имеет место свободномолекулярный режим теплопроводности изоляции, при котором эффективная теплопроводность газа прямо пропорциональна давлению. При дальнейшем уменьшении давления газа влияние теплопередачи по газу становится пренебрежимым по сравнению с влиянием излучения и теплопроводности твердых частиц. С этого момента теплопередача через изоля-

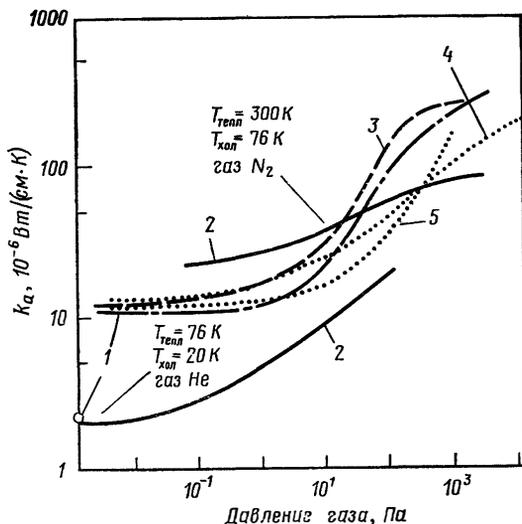


РИС. 2.8. Эффективный коэффициент теплопроводности некоторых видов порошковой теплоизоляции в зависимости от давления газа.

1 — перлит; 2 — распыленный кварц; 3 — сферические частицы фенольной смолы; 4 — диатомовая земля; 5 — ламповая сажа.

цию перестает зависеть от давления и достигает значения, определяемого только излучением и теплопроводностью твердых частиц.

Для сильно вакуумированных порошков, находящихся при комнатной температуре, вклад лучистой составляющей в полную теплопередачу превышает вклад теплопроводности. При температурах от 77 до 4 К лучистая составляющая меньше, чем передача тепла теплопроводностью. Поэтому при теплопередаче в области температур от комнатной до температуры жидкого азота вакуумированная порошковая изоляция может обеспечить лучшие характеристики, чем просто вакуумная изоляция (для толщины изоляции свыше 7,5—10 см). И наоборот, поскольку при более низких температурах начинает играть преобладающую роль теплопроводность, то при теплопередаче в области более высоких криогенных температур целесообразно использовать простую вакуумную изоляцию [55].

Как и для многослойной теплоизоляции, для вакуумированной порошковой изоляции также существует оптимальная плотность. На рис. 2.9 показано влияние плотности на эффективный коэффициент теплопроводности вакуумированного порошкового перлита при температурах стенки 300 и 76 К [56]. Для сравнения на рис. 2.10 приведен эффективный коэффициент теплопроводности образцов изоляции из невакуумированного порошка перлита при тех же самых температурах стенок [57]. Видно, что эффективный

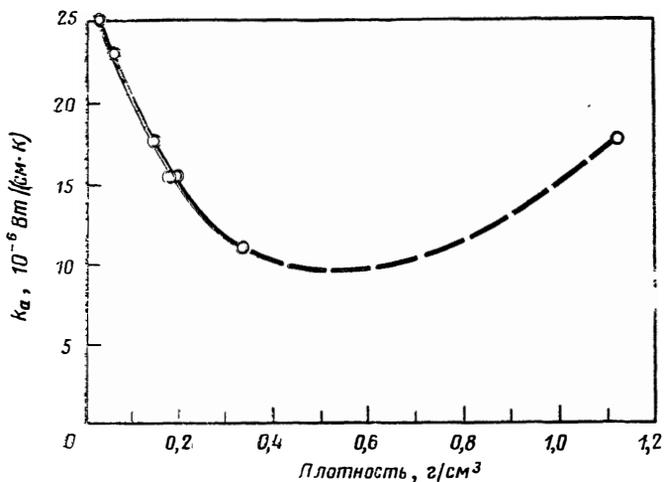


РИС. 2.9. Влияние плотности на среднее значение эффективного коэффициента теплопроводности вакуумированного перлита.

Свыше 80% частиц размером  $450 \pm 150$  мкм; граничные температуры 76 и 300 К; давление ниже  $\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}$  Па

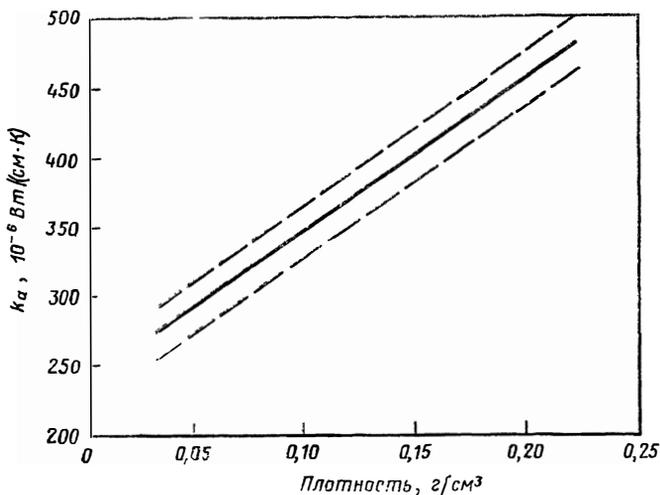


РИС. 2.10. Влияние плотности на среднее значение эффективного коэффициента теплопроводности невакуумированного перлита.

Граничные температуры 76 и 300 К штриховые линии указывают максимальный разброс для 95% образцов.

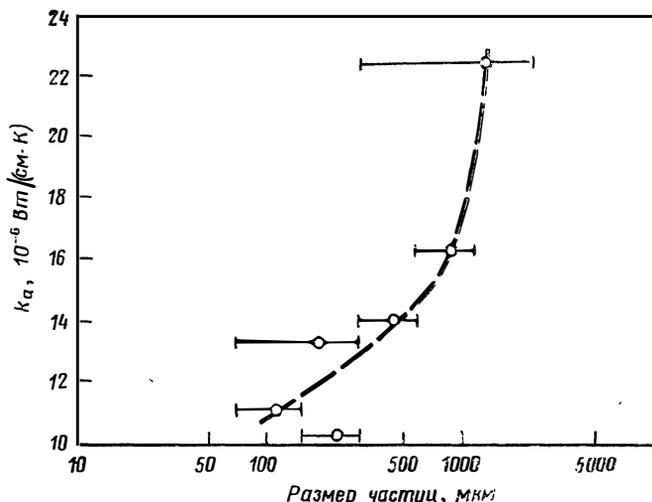


РИС. 2.11. Зависимость среднего значения эффективного коэффициента теплопроводности вакуумированного перлита от размера частиц (плотность  $192 \text{ кг/м}^3$ ).

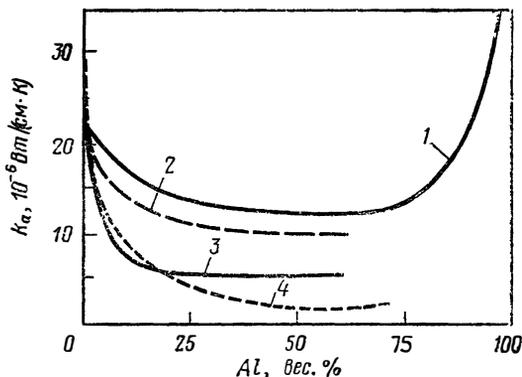


РИС. 2.12. Зависимость среднего значения эффективного коэффициента теплопроводности для некоторых видов порошковой теплоизоляции с добавками алюминия от весового содержания алюминия (граничные температуры 76 и 300 К).

1 — сантосел+чешуйки Al; 2 — перлит+порошок Al; 3 — сантосел+порошок Al; 4 — кабосил+порошок Al.

коэффициент теплопроводности невакуумированного порошка значительно больше и, кроме того, влияние изменения плотности в диапазоне от  $0,05$  до  $0,25 \text{ г/см}^3$  носит обратный характер. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности от размера частиц при тех же температурах стенок 300 и 76 К для вакуумированного порошкового перлита с размером частиц до 100 мкм приведена на рис. 2.11 [58].

Количество тепла, переданное через порошковую изоляцию излучением, может быть уменьшено добавлением металлических порошков. На рис. 2.12 [59] приведены эффективные коэффициенты теплопроводности для трех порошковых составов изоляции в зависимости от весовой доли металлического порошка. Оптимальные характеристики имеют смеси, содержащие примерно 50% металлических добавлений. Для кабосила (борокремниевой керамики) этот эффект выражен более явно, чем для перлита. С точки зрения пожаробезопасности добавление медного порошка предпочтительнее, чем добавление порошка алюминия, из-за большой теплоты сгорания последнего в кислороде.

Вакуум, необходимый для порошковой теплоизоляции, на несколько порядков ниже вакуума, необходимого для многослойной теплоизоляции. Однако порошки нуждаются в тщательной сушке перед вакуумированием, поскольку большинство из них легко адсорбирует влагу. Необходимо внимательно относиться к выбору размера частиц для получения нужного значения плотности и для предотвращения сжатия частиц под нагрузкой, в частности когда вакуумированная порошковая теплоизоляция подвергается воздействию атмосферного давления. В емкостях с двойными стенками порошки должны иметь значительно более высокую плотность, чтобы предотвратить образование пустот в изоляции в процессе работы. Для защиты вакуумных насосов от абразивного воздействия твердых частиц нужны фильтры с мелкой сеткой.

**2.4.1.4. Вспененная теплоизоляция.** Вспененная теплоизоляция имеет ячеистую структуру, образованную выделяющимся при вспенивании газом. Так как пена является неоднородным материалом, эффективная теплопроводность вспененной теплоизоляции зависит от ее объемной плотности, используемого для пенообразования газа и средней рабочей температуры. Теплопередача через вспененную изоляцию определяется конвекцией и излучением внутри ячеек и теплопроводностью твердого материала. Вакуумирование теплоизоляции является эффективным средством уменьшения ее теплопроводности, что указывает на наличие открытых ячеек в ее структуре, однако результирующие значения коэффициента теплопроводности вспененной изоляции все же значительно выше, чем у многослойной или у вакуумированной порошковой теплоизоляции. С другой стороны, диффузия атмосферных газов в ячейки может вызвать существенное повышение эффективного коэффициента теплопроводности. Повышение теплопроводности особенно значительно при диффузии в ячейки водорода и гелия. Данные по коэффициенту теплопроводности для различных вспененных материалов, используемых при криогенных температурах, представлены Кропшотом [60]. Из всех видов вспененной теплоизоляции,

применяемых при низких температурах, наибольшее распространение получили полиуретан и полистирол.

Главным недостатком вспененной теплоизоляции является, однако, не относительно высокое по сравнению с другими видами теплоизоляции значение коэффициента теплопроводности, а поведение такого материала при изменении температуры. При использовании в криогенной технике вспененная теплоизоляция проявляет тенденцию к растрескиванию при циклических тепловых нагрузках и теряет свои теплоизолирующие свойства.

**2.4.1.5 Специальная теплоизоляция.** Оптимальная теплоизоляция должна не только обладать максимальной теплоизолирующей способностью, но и иметь минимальный вес, быть простой в изготовлении, удобной в обращении, долговечной и иметь приемлемую стоимость. Так как ни одна изоляция в отдельности не обладает всеми тепловыми и прочностными характеристиками, необходимыми для решения многих прикладных задач, разработаны различные типы составной теплоизоляции. Составная теплоизоляция, предназначенная для применения в криогенной технике, состоит из пенополиуретана, арматуры, способной выдержать соответствующие сжимающие нагрузки, клеящего вещества для герметичного вклеивания вспененного материала, облицовки, защищающей вспененный материал от внешних воздействий, и герметизирующих барьеров, защищающих материал от проникновения атмосферных газов.

В некоторых типах внешней теплоизоляции для космической техники применяются сотовые конструкции. Наиболее часто используются стеклопластиковые соты на фенольной смоле. Дополнительное повышение эффективности теплоизоляции достигается путем заполнения ячеек пенополиуретаном низкой плотности. Схематическое изображение заполненной гелием и загерметизированной снаружи сотовой конструкции теплоизоляции, разработанной для ступени S-II ракеты-носителя «Сатурн V», приведено на рис. 2.13. Другой пример облегченной составной наружной теплоизоляции, разработанной для водородного бака ракеты «Сатурн V», представлен на рис. 2.14. Это дважды загерметизированная теплоизоляция, состоящая из внутреннего сотового слоя, каждая ячейка которого загерметизирована майларовой пленкой, и внешнего слоя стеклопластиковых сот, заполненных гелием. Наружный слой отделен от внутреннего слабопроницаемой алюминиевой фольгой. В случае одновременного повреждения наружного и внутреннего герметизирующих слоев сжатый гелий потечет через отверстие во внешнем слое, предотвращая проникновение воздуха в теплоизоляцию и повышение ее теплопроводности.

В качестве низкотемпературной изоляции используются также бальзовое дерево и пробка. Так, бальзовое дерево используется

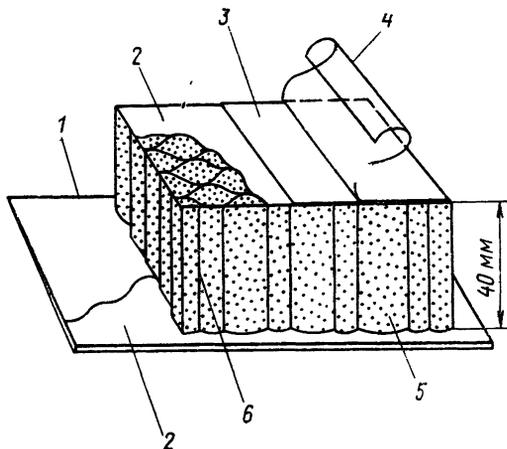


РИС. 2.13. Заполненная вспененным материалом сотовая теплоизоляция бака ступени S-II ракеты «Сатурн V».

1 — оболочка бака; 2 — клей; 3 — слой нейлона, пропитанного фенольной смолой; 4 — герметизирующий слой (тедларовая пленка); 5 — вспененный материал; 6 — соты.

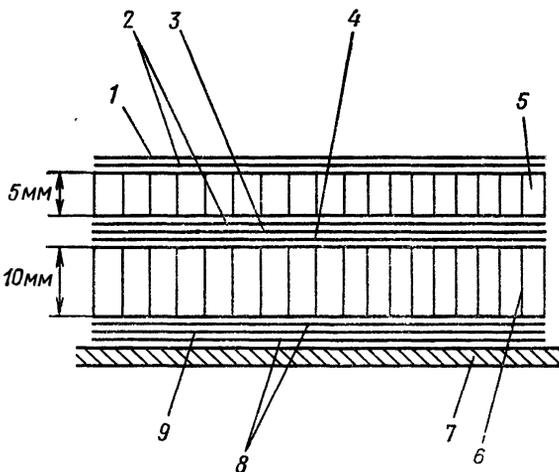


РИС. 2.14. Дважды загерметизированная и заполненная вспененным материалом сотовая теплоизоляция водородного бака ракеты «Сатурн V».

1 — алюминиевая пленка, 76 мкм; 2 — эпоксидный клей; 3 — алюминиевая пленка, 38 мкм; 4 — модифицированный эпоксидный клей; 5 — перфорированная сотовая конструкция из стеклопластика (ячейка 9,5 мм); 6 — сотовая конструкция из майлара (ячейка 9,5 мм); 7 — оболочка бака; 8 — полиуретановый клей; 9 — пленка майлара, 51 мкм.

для изоляции баков с жидким метаном на океанских танкерах. Теплопроводность этих материалов довольно велика по сравнению с теплоизоляцией вакуумного типа. Поэтому их целесообразно использовать только тогда, когда достоинства этих материалов компенсируют относительно высокое значение коэффициента теплопро-

водности. Решение использовать бальзовое дерево в качестве теплоизоляции больших хранилищ метана и транспортных емкостей было принято на основании анализа стоимости и надежности, а не из стремления уменьшить утечки тепла, так как испарившийся газ в этих случаях может быть снова сконденсирован или использован как топливо. В новейших танкерах для перевозки метана используется вспененная (пенопластовая) теплоизоляция, способная выдержать соответствующие термические и механические нагрузки.

#### 2.4.2. Притоки тепла

Минимизация притоков тепла в конструкцию является одной из важнейших задач, возникающих при проектировании большинства криогенных емкостей и криостатов. Поэтому были затрачены значительные усилия для создания теплоизоляции с малым коэффициентом теплопроводности. Однако, как уже отмечалось ранее, высокие характеристики такой изоляции часто снижались из-за притоков тепла, обусловленных различными причинами. Одной из наиболее серьезных причин являются различные нарушения целостности изоляции, связанные с прохождением через нее различных конструктивных элементов, заправочных и дренажных трубопроводов, электрических проводов для нагревателей, датчиков температуры и уровня жидкости. Определение величины притоков тепла по этим элементам и осуществление соответствующих конструктивных мероприятий для минимизации этих притоков тепла опять-таки опирается на основные принципы теории теплопроводности.

**2.4.2.1. Притоки тепла по конструктивным элементам.** Требования, предъявляемые к опорным конструктивным элементам теплоизолированных криогенных систем, определяются их назначением. Лабораторное оборудование эксплуатируется в менее жестких условиях, чем транспортное или стендовое оборудование, подвергаемое воздействиям перегрузок и вибраций по всем трем осям. Конструкция такого оборудования должна обладать большей прочностью, чем конструкция лабораторного оборудования. Обычно чем массивнее конструкция, тем значительнее притоки тепла в нее. Поэтому при проектировании опорных элементов следует искать оптимальное соотношение между низким уровнем притоков тепла и соответствующей прочностью.

Опорные элементы конструкции должны быть изготовлены из материалов с малым коэффициентом теплопроводности и иметь максимально возможную длину. Это следует из рассмотрения интегральной формы выражения (2-5):

$$Q = -k_{cp} A_s (T_{\text{тепл}} - T_{\text{хол}}) / L, \quad (2-49)$$

где  $k_{ср}$  — среднее значение коэффициента теплопроводности материала конструктивного элемента [в соответствии с выражением (2-4)] в диапазоне от температуры теплого  $T_{тепл}$  до температуры холодного  $T_{хол}$  конца элемента,  $A_s$  — площадь поперечного сечения элемента. Так как опорный элемент должен выдерживать вес криогенной системы и динамические нагрузки, требуемое значение площади поперечного сечения элемента определяется выражением

$$A_s = Ff_s/S_y, \quad (2-50)$$

где  $F$  — расчетная нагрузка на элемент,  $f_s$  — выбранный запас прочности и  $S_y$  — предел текучести материала опорного элемента конструкции. Подставляя (2-50) в (2-49), получаем

$$Q = -Ff_s(T_{тепл} - T_{хол})/L(S_y/k_{ср}). \quad (2-51)$$

Единственным фактором в выражении (2-51), влияющим на выбор материала элемента, является отношение предела текучести к коэффициенту теплопроводности  $S_y/k_{ср}$ . Для уменьшения тепловых притоков по опорному элементу конструкции это отношение следует подбирать как можно большим, учитывая, однако, и другие факторы, такие, как простота изготовления и стоимость. Величины отношения  $S_y/k_{ср}$  для некоторых материалов, используемых для изготовления опорных элементов конструкции, работающих при температурах от 300 до 90 К, приведены в табл. 2.1. Из металлов оптимальными для изготовления опорных элементов являются аустенитные нержавеющие стали. Для изготовления элементов опор

ТАБЛИЦА 2.1

Сравнение по параметру  $S_y/k_{ср}$  материалов для опорных элементов конструкций [61]<sup>1</sup>

Материал	$(S_y/k_{ср})$	Материал	$(S_y/k_{ср})$
Тефлон	134	Нержавеющая сталь 347 (холодная вытяжка)	698
Нейлон	476	Алюминий 1100-Н16	5,58
Майлар	2818	Алюминий 2024-0	8,37
Дакроновое волокно	6178	Алюминий 5056-0	12,00
Стекловолокно	1806	К-монель (холодная вытяжка 45%)	339
Нержавеющая сталь 304 (холодная вытяжка)	498	Хастеллой С (отожженный)	299
Нержавеющая сталь 316 (холодная вытяжка)	650	Инконель (холодная вытяжка)	227

<sup>1</sup>  $S_y$  в кг/см<sup>2</sup>,  $k_{ср}$  в Вт/(м·К);  $k_{ср}$  — среднее значение коэффициента теплопроводности между 300 и 90 К.

небольших криогенных емкостей также можно использовать некоторые неметаллические материалы ввиду довольно большой величины отношения  $S_y/k_{ср}$  у этих материалов, обусловленной их отличными теплоизолирующими свойствами.

В тех случаях, когда из-за нехватки места не удается использовать длинные опорные элементы конструкции, тепловые притоки могут быть сведены к минимуму путем использования слоистых элементов, состоящих из большого числа слоев материала, обладающего низкой теплопроводностью. Такие элементы конструкции можно использовать лишь в случае сжимающих нагрузок, при этом их прочность близка к прочности сплошного материала, тогда как притоки тепла через них составляют лишь незначительную часть от притоков по сплошному материалу. Например, колонна, составленная из дисков толщиной 0,02 мм (нержавеющая сталь) и сжатая усилием  $70 \text{ кг/см}^2$ , будет проводить в условиях вакуума примерно такое же количество тепла, как сплошной стержень, имеющий в 50 раз большую длину [62]. Дополнительное увеличение термического сопротивления таких многослойных опорных элементов может быть достигнуто при помощи легкого запыления поверхностей двуокисью марганца.

**2.4.2.2. Тепловые потери в трубопроводах.** Тепловые потери в заправочных магистралях зависят от площади поперечного сечения трубопроводов. Потери, связанные с испарением в соединительных трубопроводах, обычно считаются пренебрежимо малыми [63], если только трубопроводы спроектированы не настолько неудачно, чтобы допустить просачивание жидкости. Теплопередача к криогенной емкости за счет теплопроводности по заправочной магистрали может быть оценена из соотношения (2-49), где в данном случае  $A_s$  — площадь поперечного сечения трубопровода.

Вклад в тепловые потери от отдельных дренажных магистралей определяется не так просто, как для заправочных трубопроводов, поскольку холодный пар может задержать большое количество тепла, которое в противном случае могло бы быть перенесено к криогенной емкости. Нижний уровень тепловых потерь определяется в этом случае в предположении о равенстве температур выкипевшего газа и дренажной магистрали в каждом сечении трубопровода. Тем самым предполагается, что теплообмен между холодным газом и трубопроводом является идеальным. Подобные расчеты были проведены Скоттом [10]; результаты их представлены в виде ряда кривых, позволяющих определить минимальные тепловые потери в зависимости от расхода газа в дренажных магистралях для криогенных емкостей с гелием, водородом и азотом.

Из вышеизложенного видно, что для получения минимального уровня тепловых потерь все трубопроводы должны иметь минимально допустимую при данном давлении в емкости толщину сте-

нок и что количество трубопроводов должно быть сведено к минимуму. Кроме того, длину трубопроводов обычно целесообразно увеличивать за счет использования петель или витков в теплоизолированном пространстве.

**2.4.2.3. Притоки тепла по проводникам.** Тепло, поступающее в криогенную систему по проводникам от датчиков температуры, датчиков уровня жидкости или нагревателей, также может быть рассчитано по формуле (2-49) после подстановки в нее соответствующих параметров проводников. В общем случае тепловые притоки от таких источников могут быть сведены к минимуму посредством тщательного подбора материала проводников, использования проводов минимального возможного диаметра и соответствующей термической обработки проводника. Последнее обстоятельство наиболее важно для датчиков температуры, устанавливаемых в криогенных системах, так как наиболее часто встречающаяся в таких системах ошибка связана с невозможностью поддержания у чувствительного элемента такой же температуры, какую имеет объект измерения, из-за перетечек тепла по проводникам. Одновременно с ростом размеров сверхпроводящих магнитов и кабелей ужесточаются требования к токоподводам гелиевых термостатов. Простое соотношение (2-49) становится неприменимым, так как при оптимизации проводников необходимо принимать во внимание джоулево тепло. В этом случае проводник должен иметь достаточно большое поперечное сечение, чтобы уменьшить омический нагрев, и в то же время достаточно малое, чтобы ограничить теплопроводность. Общее решение этой задачи о проводнике с током при наличии интенсивного теплообмена с испаряющейся криогенной жидкостью получено недавно Люком [64]. Ему удалось показать, что выбор материала проводника играет менее значительную роль, чем оптимизация его размеров. Теоретические результаты оптимизации показывают, что сток тепла от медных проводников в ванну с жидким гелием в широком диапазоне остаточных значений удельного электросопротивления меди составляет около 1,2 мВт/А при оптимальной силе тока, когда теплый конец проводника поддерживается при комнатной температуре.

### 2.4.3. Потери на захолаживание

Когда изолированная емкость, находящаяся при температуре окружающей среды, заполняется криогенной жидкостью, то прежде, чем тепловой поток к жидкости достигнет установившегося значения, проходит значительное время. Для оценки количества криогенной жидкости, необходимой для захолаживания криогенной емкости до рабочей температуры, нужно рассчитать охлаждение внутренней оболочки, опорных элементов конструкции, связу-

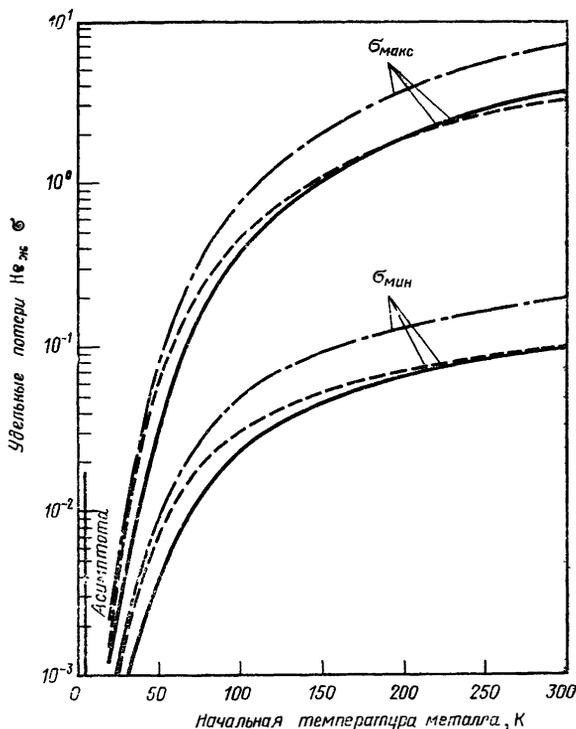


РИС. 2.15. Удельные потери жидкого гелия при захлаживании трех конструкционных металлов в зависимости от начальной температуры металла.

— нержавеющая сталь; — алюминий; — — — медь.

ющих трубопроводов и теплоизоляции до равновесных температур. Кроме этих потерь жидкости, происходят также дополнительные потери, связанные с увеличением притока тепла из атмосферы сквозь изоляцию в процессе захлаживания.

Практическую помощь при решении подобных нестационарных задач теплопроводности могут оказать проведенные Джекобсом [65] расчеты максимальных и минимальных потерь жидкости при захлаживании единицы массы меди, алюминия и нержавеющей стали, помещенных в вакуумно-плотную криогенную систему, в зависимости от начальной температуры. Результаты этих расчетов для четырех криогенных жидкостей — гелия, водорода, азота и кислорода — представлены в удобной для использования графической форме.

На рис. 2.15 приведены зависимости удельных потерь жидкого гелия на охлаждение указанных трех металлов от начальной температуры  $\leq 300$  К до температуры 4,2 К. Кривые, соответствующие

щие максимальным потерям, получены в предположении, что на захлаживание идет только скрытая теплота испарения криогенной жидкости. Минимальные потери жидкости определены в предположении, что для охлаждения металла используется полный тепловой потенциал хладагента (состоящий из скрытой теплоты испарения и тепла, идущего на нагрев пара). В этом случае делается предположение, что температура пара криогенной жидкости равна температуре наиболее теплого участка охлаждаемого металла (т. е. рассматривается другой предельный случай эффективного теплообмена). Минимальные удельные потери жидкости выражаются через начальное и конечное значения температуры металла следующим образом:

$$\sigma_{\text{мин}} = - \int_{T_0}^{T_{\text{к}}} \left\{ C_{p,m} \left[ h_{fg} + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_m} C_p dT \right]^{-1} \right\} dT_m \quad (2-52)$$

где  $\sigma_{\text{мин}}$  — минимальные удельные потери жидкости,  $T_0$  — начальная температура металла,  $T_{\text{к}}$  — конечная температура металла,  $T_{\text{нас}}$  — температура насыщения криогенной жидкости,  $T_m$  — температура металла,  $h_{fg}$  — скрытая теплота испарения жидкости,  $C_{p,m}$  — теплоемкость металла,  $C_p$  — теплоемкость жидкости. Для выполнения двойного интегрирования в выражении (2-52) необходимо знать зависимость теплоемкости металла и жидкости от температуры. В связи с тем что теплоемкости меняются с температурой, а аналитическое представление этих функций отсутствует, приходится интегрировать численно или графически.

Минимальные потери жидкости могут быть обеспечены при тщательном проектировании и соблюдении правильной технологии захлаживания. Тщательное проектирование подразумевает использование тонкостенной конструкции и материалов с низкой теплоемкостью для узлов, находящихся в контакте с криогенной жидкостью. Правильная технология захлаживания предполагает предварительное охлаждение конструкции менее дорогостоящей криогенной жидкостью и использование паров криогенной жидкости для более медленного захлаживания.

Расчет потерь на захлаживание для криогенных емкостей, в которых применяется вакуумированная многослойная или порошковая теплоизоляция, представляет дополнительные трудности по сравнению с вакуумной теплоизоляцией. Вследствие этого известные в настоящее время аналитические решения основаны на различных упрощающих допущениях. Например, решение для вакуумированной порошковой перлитовой теплоизоляции сферической емкости получено в предположении о линейном изменении температуры по толщине изоляции и о постоянстве удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности [66—68]. В работе [68]

получено решение задачи об охлаждении теплоизоляции, рассматриваемой как кольцевой слой, имеющий первоначально постоянную температуру и подвергнутый внезапному охлаждению криогенной жидкостью с одной стороны. Для бесконечно протяженного сосуда Дьюара упрощенное исходное уравнение записывается в виде

$$\partial T / \partial \theta = (k_{\text{ср}} / C_{p, \text{ср}} \rho) (\partial^2 T / \partial r^2). \quad (2-53)$$

Если внутренняя и внешняя поверхности теплоизоляции поддерживаются при постоянной температуре и предполагается, что температура по всей внутренней поверхности кольцевого слоя одинакова, то решение уравнения (2-53) имеет вид

$$q(\theta) / q_{\text{уст}} = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-k_{\text{ср}} n^2 \pi^2 \theta / C_{p, \text{ср}} \rho L^2), \quad (2-54)$$

где  $q(\theta)$  — текущее значение теплового потока,  $q_{\text{уст}}$  — тепловой поток на установившемся режиме,  $r_i$  и  $r_o$  — внутренний и наружный радиусы кольцевого слоя изоляции,  $n$  — целое число,  $L$  — толщина слоя изоляции. Постоянная времени, в неявной форме присутствующая в выражении (2-54), определяется выражением  $\theta = C_{p, \text{ср}} \rho L^2 / k_{\text{ср}} \pi^2$ . Интегральный тепловой поток в криогенную емкость в дополнение к расходам на захолаживание внутренней оболочки, опорных элементов и связующих трубопроводов дает следующие суммарные потери жидкости:

$$\sigma_a = (1/h_{fg}) \left[ \int_{T_o}^{T_k} \omega C_{p, \text{м, ср}} dT + \int_0^{\theta_k} Q(\theta) d\theta \right], \quad (2-55)$$

где  $\sigma_a$  — масса криогенной жидкости, затраченной на захолаживание за время  $\theta_k$ ,  $h_{fg}$  — скрытая теплота испарения жидкости,  $\omega$  — масса металла, охлаждаемого от начальной температуры  $T_o$  до конечной температуры  $T_k$ , и  $C_{p, \text{м, ср}}$  — средняя удельная теплоемкость металла.

Сравнение расчетного значения потерь на захолаживание, определенных из выражения (2-54), и экспериментальной величины, полученной для емкости на 189 250 л жидкого водорода, снабженной вакуумированной перлитовой изоляцией, проведено Либенбергом и др. [69]. Они показали, что выражение (2-54) сильно занижает время захолаживания. Это не явилось неожиданностью, так как из экспериментов [70] известно, что коэффициент теплопроводности вакуумированного перлитового порошка зависит от температуры нелинейно. Следовательно, использование постоянных средних значений коэффициента теплопроводности и теплоемкости может привести к значительным ошибкам в определении по-

терь на захлаживание. Найт и др. [71] недавно решили нелинейную задачу теплопроводности с учетом произвольной зависимости теплофизических свойств от температуры, аппроксимировав первую и вторую пространственные производные температуры центральными разностными выражениями. Полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений была решена методом Рунге — Кутты. Конечный результат отражает полную картину изменения температуры изоляции емкости по времени. Сравнение теоретических расчетов Найта с экспериментальными данными, приведенными Либенбергом и др., показывает хорошее совпадение в пределах экспериментальной ошибки в определении зависимости величины коэффициента температуропроводности от температуры. Для дополнительного уточнения расчетов захлаживания необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

## 2.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По-видимому, наиболее важный вывод, который может быть сделан на основании представленных материалов, заключается в том, что задачи низкотемпературной теплопроводности могут быть решены на основе тех же основных принципов, которые используются при решении задач теплопроводности при нормальных температурах. Ситуации, в которых возникают новые проблемы, совершенно необычны. Обычно отклонения, которые встречаются при криогенных температурах, вызваны только изменениями вклада тех или иных механизмов. Большинство трудностей, встречающихся при разработке, вызвано не новыми явлениями, а недостаточным знанием свойств материалов и влияния температуры на эти свойства.

Очевидно также, что представленный здесь материал может служить лишь обзором, а приведенные в нем ссылки на дополнительные данные и сведения, относящиеся к передаче тепла теплопроводностью, носят выборочный характер. Например, можно привести по крайней мере несколько сот ссылок только на работы, относящиеся к применению различных видов высокoeffективной многослойной теплоизоляции в космической технике. Обзор этих работ мог бы дать материал не на главу, а на целый том. По тем же причинам здесь не приведены таблицы теплофизических свойств и теплоизоляционных характеристик, имеющих важное значение для решения задач низкотемпературной теплопроводности, которые в изобилии имеются в литературе.

## 2.6. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь;
- $A(r)$  — площадь как функция  $r$ ;

- $A_s$  — площадь поперечного сечения опорного элемента конструкции;  
 $A(x)$  — площадь как функция  $x$ ;  
 $C_{gc}$  — постоянная, определяемая выражением (2-47);  
 $C_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  
 $C_{p,m}$  — теплоемкость металла;  
 $C_v$  — теплоемкость при постоянном объеме;  
 $E$  — переменная, определяемая выражением (2-30);  
 $E_b^n$  — функция, определяемая выражением (2-42);  
 $e$  — степень черноты отражающего экрана;  
 $F$  — расчетная нагрузка;  
 $f_s$  — коэффициент запаса прочности;  
 $h$  — коэффициент конвективной теплоотдачи;  
 $h_{fg}$  — скрытая теплота испарения жидкости;  
 $h_L$  — коэффициент конвективной теплоотдачи при  $x=L$ ;  
 $h_s$  — тепловая проводимость материала прослойки;  
 $k$  — коэффициент теплопроводности;  
 $k_b$  — коэффициент теплопроводности при температуре окружающей среды;  
 $k_{cp}$  — средний коэффициент теплопроводности, определяемый выражением (2-4);  
 $k'_{cp}$  — коэффициент, определяемый выражением (2-8);  
 $k_2^*$  — коэффициент, определяемый выражением (2-41);  
 $k(T)$  — коэффициент теплопроводности, зависящий от температуры;  
 $L$  — длина;  
 $M$  — молекулярный вес;  
 $M_1$  — величина, определяемая выражением (2-37);  
 $M_2$  — величина, определяемая выражением (2-39);  
 $m$  — количество криволинейных ячеек;  
 $N_2$  — величина, определяемая выражением (2-40);  
 $n$  — количество трубок теплового потока;  
 $N/\Delta x$  — количество слоев теплоизоляции;  
 $p$  — давление;  
 $Q$  — тепловой поток в единицу времени;  
 $Q'''$  — тепловыделение в единицу времени;  
 $q(\theta)$  — мгновенное значение теплового потока;  
 $q_{уст}$  — тепловой поток на установившемся режиме;  
 $Q_{gc}$  — поток тепла, передаваемый теплопроводностью через газ;  
 $Q(x)$  — тепловой поток в единицу времени в зависимости от  $x$ ;  
 $R$  — универсальная газовая постоянная;  
 $R_h$  — термическое сопротивление при конвекции;  
 $R_k$  — термическое сопротивление при теплопроводности;  
 $r$  — радиус;  
 $r_i$  — внутренний радиус;

- $r_o$  — наружный радиус;  
 $S_y$  — предел текучести материала;  
 $T$  — температура;  
 $T_b$  — температура окружающей среды;  
 $T_{хол}$  — температура холодной поверхности;  
 $T_{тепл}$  — температура теплой поверхности;  
 $T_o$  — начальная температура;  
 $T_k$  — конечная температура;  
 $T_R$  — определяющая температура;  
 $T(r)$  — температура в зависимости от  $r$ ;  
 $T_m$  — температура металла;  
 $T_{нас}$  — температура насыщения криогенной жидкости;  
 $T(x, y)$  — температура в зависимости от  $x$  и  $y$ ;  
 $x$  — координата;  
 $y$  — координата;  
 $z$  — координата;  
 $\alpha$  — коэффициент температуропроводности, а также коэффициент accommodations;  
 $\alpha^*$  — постоянный коэффициент температуропроводности;  
 $\alpha(T)$  — коэффициент температуропроводности в зависимости от температуры;  
 $\gamma$  — отношение теплоемкостей;  
 $\lambda$  — средняя длина свободного пробега, определяемая выражением (2-45);  
 $\mu$  — вязкость;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\theta$  — время;  
 $\theta_D$  — дебаевская температура;  
 $\theta_k$  — конечное время;  
 $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  
 $\sigma_a$  — масса криогенной жидкости, расходуемой на захлаживание;  
 $\sigma_{мин}$  — минимальная масса криогенной жидкости, расходуемой на захлаживание;  
 $\varphi$  — координата, определяемая выражением (2-24);  
 $\psi$  — координата, определяемая выражением (2-24).

## 2.7. ЛИТЕРАТУРА

1. Hinckley R. B., Advanced Studies on Multilayer Systems, Final Rept., NASA CR-54929, 1966.
2. Powell R. L., Blanpied W. A., Thermal Conductivity of Metals and Alloys at Low Temperatures, NBS Circular 556 (September 1954) (now out of print, but available from depository libraries).
3. Johnson V. J., ed., A Compendium of the Properties of Materials at Low Temperatures (Phase 1), Part II, Properties of Solids, WADD Tech. Rept. 60-56, 1960.

4. Powell R. L., in American Institute of Physics Handbook, 2nd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1963, p. 4.
5. Touloukian Y. S., ed., Thermophysical Properties Research Center Data Book, Vol. 1, Metallic Elements and Their Alloys, Purdue University, Lafayette, Ind., 1964, Chap. 1.
6. Powell R. W., Ho C. Y., Liley P. E., Thermal Conductivity of Selected Materials, NSRDS-NBS 8 (November 25, 1966), Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C.
7. Dillard D. S., Timmerhaus K. D., Thermal Transport Properties of Selected Solids at Low Temperatures, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **64** (87), 1 (1968).
8. Klemens P. G., in Thermal Conductivity, Vol. 1 (Tye R. P., ed.), Academic Press, New York, 1969, p. 1.
9. White G. K., in Thermal Conductivity, Vol. 1 (Tye R. P., ed.), Academic Press, New York, 1969, p. 69.
10. Scott R. B., Cryogenic Engineering, D. Van Nostrand Company, Princeton, N. J., 1959.
11. Barron R. F., Cryogenic Systems, McGraw-Hill Book Company, New York, 1966.
12. Timmerhaus K. D., ed., Advances in Cryogenic Engineering, Vols. 1—19, Plenum Press, New York, 1960—1974.
13. Carslaw H. S., Jaeger J. C., Conduction of Heat in Solids, 2nd ed., Oxford University Press, London, 1959; русский перевод: Карслоу Г., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, изд-во «Наука», М., 1964.
14. Jakob M., Heat Transfer, Vol. 1, John Wiley and Sons, New York, 1949; русский перевод: Якоб М., Вопросы теплопередачи, ИЛ, М., 1960.
15. Schneider P. J., Conduction Heat Transfer, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass., 1955; русский перевод: Шнейдер П., Инженерные проблемы теплопроводности, ИЛ, М., 1960.
16. Arpaci V. S., Conduction Heat Transfer, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass., 1966.
17. Kreith F., Principles of Heat Transfer, International Textbook Co., Scranton, Pa., 1958.
18. Rohsenow W. M., Choi H. Y., Heat, Mass and Momentum Transfer, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1961.
19. Jakob M., Hawkins G. A., Elements of Heat Transfer, 3rd ed., John Wiley and Sons, New York, 1957.
20. Dusenberre G. M., Heat Transfer Calculations by Finite Differences, International Textbook Company, Scranton, Pa., 1961.
21. Moore A. D., Fields from Fluid Flow Mappers, *J. Appl. Phys.*, **20**, 790 (1949).
22. Schneider P. J., The Prandtl Membrane Analogy for Temperature Fields with Permanent Heat Sources of Sinks, *J. Aeronautical Sci.*, **19**, 644 (1952).
23. Instructions for Analog Field Plotter, Catalogues 112L152G1 and G2, General Electric Company, Schenectady, New York.
24. Clark J. A., in Gryogenic Technology (Vance R. W., ed.), John Wiley and Sons, New York, 1963, p. 121.
25. McMordie R. K., Steady-State Conduction with Variable Thermal Conductivity, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **84C** 92 (1962); русский перевод: Труды Америк. об-ва инж.-мех., серия С, Теплопередача, № 1, стр. 113 (1962).
26. Ozisik M. N., Boundary Value Problems of Heat Conduction, International Textbook Co., Scranton, Pa., 1968.
27. Dillard D. S., Timmerhaus K. D., in Proceedings 8th Conference on Thermal Conductivity (Ho C. Y., Taylor R. E., eds.), Plenum Press, New York, 1969, p. 949.
28. Androulakis J. G., Kosson R. L., Effective Thermal Conductivity Parallel to the Laminations and Total Conductance for Combined Parallel Heat Flow in Multi-layer Insulation, Paper № AIAA 68-765, presented at AIAA 3rd Thermophysics Conference, Los Angeles, Calif., June 24—26, 1968.

29. Nye J. F., *Physical Properties of Crystals*, Clarendon Press, Oxford, England, 1957, p. 195.
30. Wooster W. A., *A Textbook on Crystal Physics*, University Press, Cambridge, England, 1938, p. 63.
31. DeGroot S. R., Mazur P., *Non-Equilibrium Thermodynamics*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam; Interscience Publishers, New York, 1963, p. 235.
32. McAdams W. H., *Heat Transmission*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1954, p. 33; русский перевод: Макадамс В. Х., *Теплопередача*, *Металлургиздат*, М., 1961.
33. Carslaw H. S., *Mathematical Theory of Heat*, Macmillan Book Co., New York, 1921.
34. Carslaw H. S., *Fourier's Series and Integrals*, Macmillan Book Co., New York, 1930.
35. Ingersoll L. R., Zobel O. J., Ingersoll A. C., *Heat Conduction with Engineering and Geological Applications*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1948.
36. Newman A. B., *Trans. AICHE*, **24**, 44 (1930).
37. Gurney H. P., Lurie J., *Ind. Eng. Chem.*, **15**, 1170 (1923).
38. Fishenden M., Saunders O. A., *An Introduction to Heat Transfer*, Clarendon Press, Oxford, England, 1950.
39. Heisler M. P., *Temperature Charts for Induction and Constant Temperature Heating*, *Trans. ASME*, **69**, 227 (1947).
40. Gröber H., Erk S., Grigull V., *Fundamentals of Heat Transfer*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1961; русский перевод 1-го изд.: Гребер Г., Эрк С., Григуль У., *Основы учения о теплообмене*, ИЛ, М., 1958.
41. Boelter L. M. K., Cherry V. H., Johnson H. A., *Heat Transfer*, 3rd ed., University of California Press, Berkeley, Calif., 1942.
42. Fowler C. M., *Analysis of Numerical Solutions of Transient Heat Flow Problems*, *Quart. Appl. Math.*, **3** (4), 361 (1945).
43. Clark J. A., in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5 (Irvine T. F., Jr., Hartnett J. P., ed.), Academic Press, New York, 1968, p. 325; русский перевод: Кларк Дж. А., *Криогенная теплопередача*, в сб. *Успехи теплопередачи*, т. 5, изд-во «Мир», М., 1971.
44. Schneider P. J., *Temperature Response Charts*, John Wiley and Sons, New York, 1963.
45. Barakat H. Z., Clark J. A., *On the Solutions of the Diffusion Equation by Numerical Methods*, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **88C** 421 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 4, стр. 97 (1966).
46. Glaser P. E., Black I. A., Lindstrom R. S., Ruccia R. E., Wechsler A. E., *Thermal Insulation Systems*, NASA SP-5027, 1967.
47. Kennard E. H., *Kinetic Theory of Gases*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1938.
48. Corruccini R. J., *Gaseous Heat Conduction at Low Pressures and Temperatures*, *Vacuum*, **7** (8), 19 (1957—1958).
49. Corruccini R. J., *Properties of Materials at Low Temperatures*, *Chem. Eng. Progr.*, **53** (8), 397 (1957).
50. Wang D. I.-J., *Multiple-layer Insulations*, paper presented at 1961 Conference on Aerodynamically Heated Structures, Air Force Office of Scientific Research.
51. Black I. A., Glaser P. E., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 26.
52. Caren R. P., Cunningham G. R., *Heat Transfer in Multi-layer Insulations Systems*, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **64** (87), 67 (1968).
53. Paivanos J. A., Roberts O. P., Wang D. I.-J., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 197.
54. Fulk M. M., in *Progress in Cryogenics*, Vol. 1 (Mendelssohn K., ed.), Academic Press, New York, 1959, p. 63.
55. Barron R. F., *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1966.

56. Cline D., Kropschot R. H., in *Radiative Transfer from Solid Materials* (Blair H. H., ed.), Macmillan Book Co., New York, 1962, p. 61.
57. Kropschot R. H., in *Cryogenic Technology* (Vance R. W., ed.), John Wiley and Sons, New York, 1963, p. 239.
58. Kropschot R. H., Burgess R. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 425.
59. Hunter B. J., Kropschot R. H., Schrodt J. E., Fulk M. M., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York, 1960, p. 146.
60. Kropschot R. H., in *Applied Cryogenic Engineering* (Vance R. W., Duke W. M., eds.), John Wiley and Sons, New York, 1962, p. 152.
61. Arnett R. W., Warren K. A., Mullen L. O., *Optimum Design of Liquid Oxygen Containers*, WADC Tech. Rept. 59—62, 1961.
62. McClintock M., *Cryogenics*, Reinhold Publishing Co., New York, 1964.
63. Fuller P. D., McLagan J. N., in *Applied Cryogenic Engineering* (Vance R. W., Duke W. M., eds.), John Wiley and Sons, New York, 1962, p. 215.
64. Lock J. M., *Optimization of Current Leads Into a Cryostat*, *Cryogenics*, 9 (6), 438 (1969).
65. Jacobs R. B., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 529.
66. WADC Technical Report, 59-386, 1959.
67. Stoy S., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York, 1960, p. 216.
68. Kreith F., Dean J. W., Brooks L., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 536.
69. Liebenberg D. H., Stokes R. W., Edeskuty F. J., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 554.
70. Kropschot R. H., Knight B. L., Timmerhaus K. D., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York, 1969, p. 224.
71. Knight B. L., Timmerhaus K. D., Kropschot R. H., *Modeling Transient Behavior in Cryogenic Storage Vessels*, presented at 3rd Joint AIChE-IMI Meeting, Denver, Colorado, August 31 — September 2, 1970.

## КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПЕРЕДАЧА К КРИОГЕННЫМ ЖИДКОСТЯМ

Р. Грэхем, Р. Гендрикс, Р. Симоно<sup>1</sup>

### 3.1. ВВЕДЕНИЕ

В данной главе представлен обзор данных по процессам вынужденной и естественной конвекции в криогенных (низкотемпературных) жидкостях. При этом основной упор сделан на вынужденную конвекцию из-за того, что она находит более широкое применение при охлаждении. В большинстве случаев рассматривается турбулентная вынужденная конвекция. Криогенные жидкости могут существовать в различных состояниях как газы, двухфазные смеси, низкотемпературные жидкости и жидкости в околокритическом состоянии. Эти состояния представлены на рис. 3.1 в координатах температура — энтропия. Все эти состояния будут обсуждены в настоящей главе; при этом рассмотрение будет начато с области IV.

Все известные исследования по теплопередаче к жидкости вблизи критического состояния могут быть разделены на две группы: исследования вынужденной и естественной конвекции в нагреваемых трубах и исследования свободной или естественной конвекции от нагретых проволоочек и плоских пластин. Работы первой группы дают экспериментальные результаты по турбулентному теплообмену, которые могут быть использованы в проектных разработках и при определении точности корреляционных соотношений и результатов теоретического анализа. Исследования второй группы направлены на детальное изучение механизмов процесса. Данные обеих групп исследований находятся в существенном противоречии. Тогда как одни исследователи сообщают, что коэффициенты теплоотдачи в околокритической области повышаются, другие придерживаются точки зрения, что в данной области теплоотдача стремится к минимуму. Эти противоречия до сих пор полностью не разрешены, но существует все более расту-

---

<sup>1</sup> R. W. Graham, R. C. Hendricks, R. J. Simoneau, Научно-исследовательский центр им. Льюиса NASA, Кливленд, шт. Огайо.

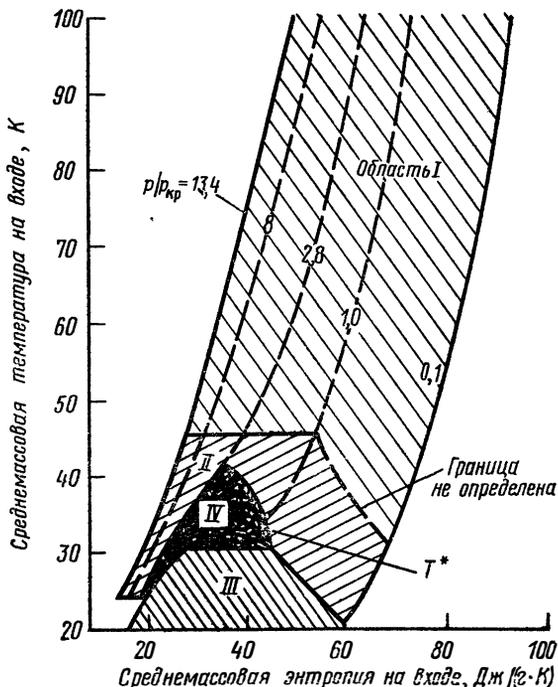


РИС. 3.1. Области теплопередачи в зависимости от параметров рабочего тела на входе.

*I* — газ; *II* — жидкость; *III* — двухфазная смесь; *IV* — околоскритическая жидкость.

щее понимание условий достижения в этой области очень высоких или очень низких коэффициентов теплоотдачи.

Теоретические исследования теплопередачи в околоскритической области, представляющиеся наиболее перспективными для разрешения существующих указанных противоречий, основаны на детальном исследовании течения в пограничном слое. Однако пока не существует единой удовлетворительной теории, пригодной для всей области или объясняющей все известные к настоящему времени данные.

В дополнение к трудностям, связанным с противоречивыми данными, указывающими то на увеличение, то на уменьшение теплопередачи, в этой области наблюдаются еще и пульсации потока. Эти пульсации исследовались аналитически, и было найдено, что их частоты достаточно хорошо определяются на основе обычных гидромеханических моделей. В то же время амплитуды колебаний определить более трудно. Конечно, в этой области существует взаимосвязь между характером пульсаций и теплопередачей.

Прежде чем снова перейти к обсуждению теплопередачи в околокритической области, следует сделать несколько замечаний об определении границ этой области.

Определить границы, отделяющие околокритическую область IV от прилегающих к ней областей, довольно трудно. Причин этого несколько: 1) для большинства жидкостей имеющихся данных недостаточно; 2) переход происходит не резко и его четкие границы определить трудно; 3) влияние околокритической области распространяется на прилегающие к ней участки в зависимости от пути (процесса), по которому жидкость пришла в рассматриваемое состояние. Эта последняя причина особенно трудно поддается описанию. Газ может быть заранее охлажден при критическом давлении до транспонированной критической температуры  $T^*$  и даже ниже, а затем в ходе эксперимента в нагретой трубе он будет вести себя как предварительно охлажденный газ (т. е. соответственно области I) до тех же параметров состояния в нагретой трубе, причем результаты будут совершенно различными. Часть проблем теплопередачи в околокритической области связана с вопросом о том, каким образом путь, по которому жидкость достигла данного состояния (т. е. предыстория жидкости), приводит к различию в конечном результате.

Несмотря на эти трудности, классификация областей теплопередачи в зависимости от термодинамического состояния удобна, полезна и разумна. Для водорода на  $T-S$ -диаграмме (рис. 3.1) границы околокритической области по давлению лежат в пределах  $0,8 < p/p_{кр} < 3$ . Самая низкая температура,  $T_{нас}$ , соответствует  $p/p_{кр} = 0,8$ , а верхняя близка к критической температуре  $T^*$ . Исследования других жидкостей не проводились достаточно подробно, что не позволяет установить их границы или утверждать об универсальности границ для водорода. Из-за отсутствия таких сведений данные для границ водорода могут быть использованы как разумное приближение для других жидкостей.

Относительно границ нужно сделать следующее замечание. Основная задача, решаемая при определении границ, заключается в установлении области, в которой можно пренебречь влиянием критической точки и пользоваться обычными соотношениями для сред с переменными свойствами. Это не означает полной неприменимости обычных методов в области IV. В этой области некоторые комбинации параметров допускают указанный подход, однако в целом здесь необходимы исследования теплопередачи, учитывающие специфику явлений в околокритической области.

Прежде чем перейти к обсуждению процессов теплопередачи вблизи критической точки, рассмотрим свойства жидкости в этом состоянии. Очевидно, что связь между свойствами жидкости и теплопередачей проявляется во всех корреляционных соотношениях.

### 3.2. СВОЙСТВА ЖИДКОСТИ В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

#### 3.2.1. Термодинамика критической точки

Необычный характер теплопередачи жидкости, находящейся в околоскритическом состоянии, в конечном итоге определяется особенностями изменения свойств жидкости вблизи критической точки, как это видно, например, из рис. 3.2. Такие особенности проявляются в непосредственном изменении переносных свойств и в вызванном этим изменении структуры течения. Следовательно, для успешного анализа теплопередачи необходимо хорошее знание теплофизических свойств жидкости.

Классический подход к термодинамике критического состояния изложен в книгах Гиршфельдера и др. [1] и Роулинсона [2]. Обзор более поздних результатов сделан Уидомом [3].

Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

$$p = [\rho RT / (1 - b\rho)] - a\rho^2 \quad (3-1)$$

(где  $a$  — постоянная сил притяжения, а  $b$  — постоянная сил отталкивания) отражает классический подход к проблеме. В критической точке уравнение Ван-дер-Ваальса дает бесконечные значе-

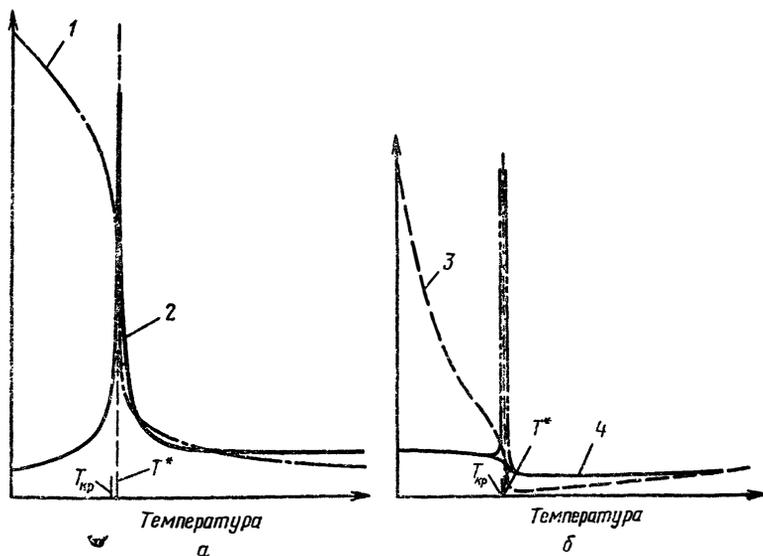


РИС. 3.2. Типичные термодинамические (а) и переносные (б) свойства околоскритического параводорода,  $\rho/\rho_{кр} = 1,05$  [6].

1 — плотность; 2 — удельная теплоемкость при постоянном давлении; 3 — вязкость; 4 — коэффициент теплопроводности.

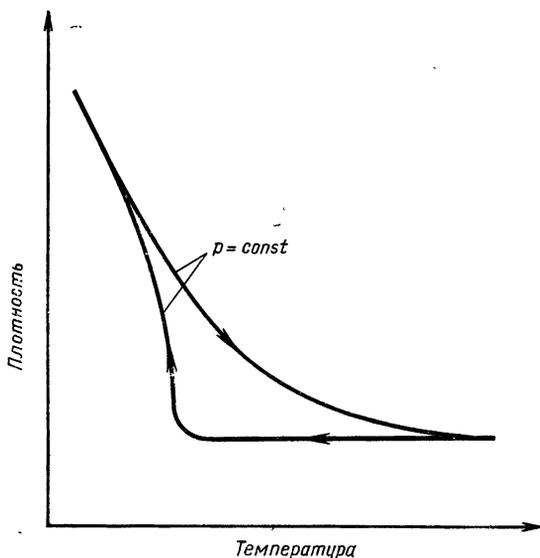


РИС. 3.3. Типичная околкритическая изобара с петлей гистерезиса в соответствии с экспериментом Мааса [4].

ния удельной теплоемкости при постоянном давлении и коэффициента теплового расширения  $[-\partial(\ln\rho)/\partial T]_p$ . Это отражает тот факт, что жидкость в околкритическом состоянии является хорошим охладителем. Модель Ван-дер-Ваальса имеет серьезные недостатки в критической области. Для преодоления этих недостатков в обзоре Уидома [3] предложена трехмерная модель решетчатого газа.

Важные вопросы теплопередачи связаны с неравновесными явлениями в критической точке. Маас [4] показал, что вблизи критической точки при нагревании и последующем охлаждении по изобаре, как это показано на рис. 3.3, получается гистерезис плотности. Этот гистерезис обладает высокой стабильностью и хорошей воспроизводимостью даже при перемешивании жидкости. Другой пример гистерезиса наблюдается при рассеянии света. Рассеяние света, вызванное резкими флуктуациями плотности жидкости вблизи критической точки, приводит к тому, что в критическом состоянии жидкость становится непрозрачной. Развитие непрозрачности, известной под названием «критическая опалесценция», совершенно различно в зависимости от того, проходит ли жидкость через критическую точку в процессе охлаждения или нагрева. (Прекрасной иллюстрацией явления критической опалесценции может служить кинолента «Кипение и испарение воды» производства акционерного общества «Сименс», ФРГ.) Эксперименты пока-

зывают, что вблизи критической точки для возвращения термически неравновесной системы в равновесное состояние требуются значительные времена релаксации. Поэтому при теплообмене вблизи критической точки состояние жидкости может быть в некоторой степени термодинамически неравновесным, что, в свою очередь, приводит к некоторым сомнениям в применимости уравнения состояния.

Кроме того, в силу существования гистерезиса теплопередача при охлаждении околокритической жидкости может сильно отличаться от теплопередачи при нагреве той же самой жидкости.

Наиболее полно такие особенности, как бесконечные значения  $C_p$ ,  $C_v$ ,  $k$  и  $\beta$ , проявляются точно в критической точке. На практике не удается точно поддерживать критическое состояние, что приводит к ослаблению проявления этих особенностей. В то же время достаточно большие изменения свойств, являющиеся эффектами первого порядка, продолжают существовать в значительной области вблизи критической точки.

### 3.2.2. Данные по $p$ — $\rho$ — $T$ и уравнение состояния

Количество имеющихся данных по  $p$ — $\rho$ — $T$  вблизи критической точки различно для разных жидкостей. По-видимому, наиболее полно исследованы околокритические состояния двуокиси углерода (Микелс и др. [5]) и водорода (Гудвин и др. [6]). Для других жидкостей, представляющих интерес, например для азота, данные либо вообще отсутствуют, либо их крайне мало. Поэтому в большинстве случаев при анализе теплопередачи придется пользоваться свойствами, рассчитанными по уравнению состояния.

Уравнение состояния может быть записано в различных формах. Подробные их обзоры сделаны Обертом [7], а также Гиршфельдером и др. [1]. Наиболее часто используется форма записи с вириальными коэффициентами:

$$p = A(T)\rho + B(T)\rho^2 + C(T)\rho^3 + D(T)\rho^4 + \dots \quad (3-2)$$

Оберт [7] и Гиршфельдер и др. [1] в своих работах привели вириальные коэффициенты для различных уравнений и жидкостей; однако при определении этих коэффициентов не принимались во внимание особенности критического состояния. Для криогенных жидкостей наиболее часто используется уравнение состояния Бенедикта—Вебба—Рубина [8], модифицированное Стробриджем [9], а также Родером и Гудвином [10]:

$$p = RT\rho \left[ Rn_1T + n_2 + n_3/T + n_4/T^2 + n_5/T^4 \right] \rho^2 + \\ + [Rn_6T + n_7 + (n_9/T^2 + n_{10}/T^3 + n_{11}/T^4) e^{-n_{10}\rho^2}] \rho^3 + \\ + n_8T\rho^4 + [(n_{12}/T^2 + n_{13}/T^3 + n_{14}/T^4) e^{-n_{10}\rho^2}] \rho^5 + n_{15}\rho^6. \quad (3-3)$$

Главная трудность в использовании этого, как и любого другого, *аппроксимационного* уравнения проявляется при определении других свойств, таких, как удельная теплоемкость  $C_p$ , поскольку это требует вычисления производных, что вблизи критической точки не всегда может быть проделано с удовлетворительной точностью при использовании аппроксимационного уравнения.

В последнее время для описания решетчатого газа вблизи критической точки [11, 12] делаются попытки использовать модель Айзинга для ферромагнетиков. По аналогии с моделью Айзинга химический потенциал представляется более фундаментальной переменной, чем давление. Грин и его сотрудники [13—15] предложили уравнение, в котором химический потенциал зависит от плотности и температуры. Это уравнение представляется чрезвычайно перспективным.

### 3.2.3. Переносные свойства

Большинство замечаний, сделанных относительно данных по  $p$ — $\rho$ — $T$ , справедливо и для данных по переносным свойствам. В этом отношении наиболее часто используемые жидкости также исследованы лучше. Особый интерес представляют околочритические значения коэффициента теплопроводности, полученные для углекислого газа Зенгерсом [16] и Гилднером [17] и для водорода Диллером и Родером [18].

До работы Зенгера считалось, что изменение коэффициентов вязкости и теплопроводности по сравнению с их значениями при нормальных условиях определяется только плотностью:

$$k(p, T) - k_0(\rho \rightarrow 0, T) = f_1(\rho), \quad (3-4)$$

$$\nu(p, T) - \nu_0(\rho \rightarrow 0, T) = f_2(\rho). \quad (3-5)$$

Безусловно, это требовало знания точной зависимости  $\rho$  от  $T$  и  $p$  и в то же время допускало очень простое представление коэффициентов вязкости и теплопроводности. Более того, такое представление могло быть сведено к общей форме с помощью уравнения соответственных состояний. Это справедливо для жидкостей вдали от критической точки, исключая, может быть, квантовые жидкости, такие, как водород и гелий. Функциональные соотношения вида (3-4) и (3-5) для большинства представляющих интерес жидкостей получены Тодосом и его сотрудниками и обобщены в работе Стила и Тодоса [19]. Выражения (3-4) и (3-5) сохраняют и сейчас свое основополагающее значение.

Данные работ [16—18] по коэффициентам теплопроводности указывают на «аномальный пик» при достижении критической плотности на околочритической изотерме, как это видно из рис. 3.4, построенного по данным Зенгера [20].

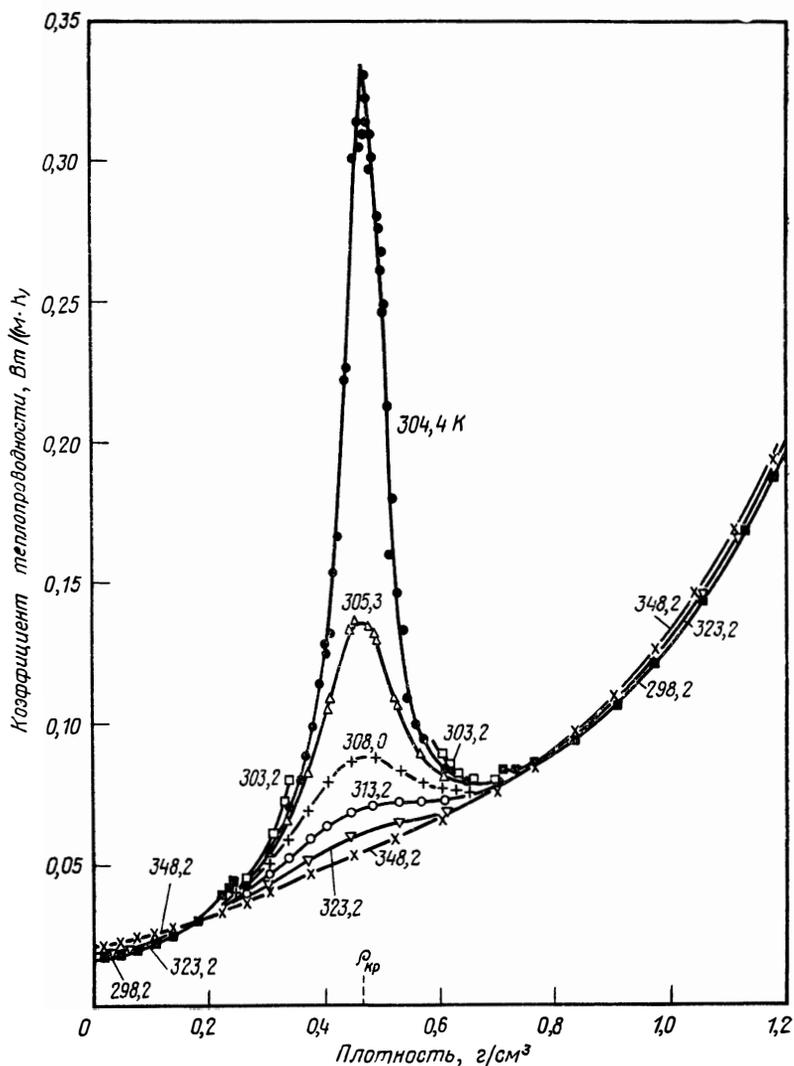


РИС. 3.4. Аномальный пик коэффициента теплопроводности двуоксида углерода [20].

■ 298,2 К; □ 303,2 К; ● 304,4 К; △ 305,3 К; + 308,0 К; ○ 313,2 К; ▽ 323,2 К; × 348,2 К.

В отношении коэффициента вязкости наиболее достоверные результаты указывают на наличие довольно слабой аномалии, которой можно пренебречь.

Методика расчета аномалий находится пока в стадии развития. Брокау [21] предлагает представлять околокритическую жидкость

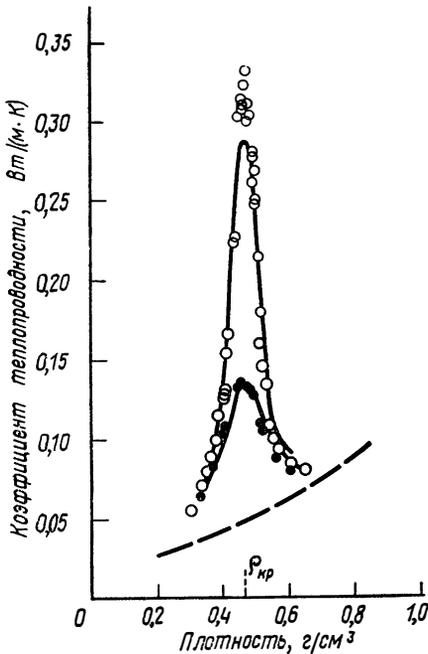


РИС. 35. Расчетные и экспериментальные значения коэффициента теплопроводности двуокиси углерода [21].

Расчет —  $\lambda_i$ ; — — —  $\lambda_f$ . Эксперимент: ○ 304,4 К; ● 305,3 К [20].

как диссоциирующий полимер. В этом случае эффективный коэффициент теплопроводности может быть представлен как сумма двух составляющих

$$k = k_f + k_r \quad (3-6)$$

Здесь  $k_r$  отражает вклад диффузии диссоциирующих кластеров, а  $k_f$  обозначает обычную теплопроводность, определяемую в соответствии с вы-

ражением (3-4). Для  $k_r$  Брокау получил выражение

$$k_r = \rho D (D_{in}/D) C_{pr}, \quad (3-7)$$

где  $D$  — коэффициент самодиффузии,  $D_{in}$  — коэффициент бинарной диффузии гипотетического полимера и  $C_{pr}$  — приращение удельной теплоемкости относительно значения при низком давлении. На рис. 3.5 приведено сравнение расчетов Брокау с данными Зенгерса. К сожалению, теория Брокау требует знания точного уравнения состояния для расчета  $C_{pr}$  и  $D_{in}/D$ . Для других жидкостей эта теория пока не проверена.

### 3.2.4. Квантовые состояния

При упоминании уравнения соответственных состояний были указаны как исключения квантовые жидкости — водород и гелий. Квантовые характеристики водорода в отличие от гелия возрастают при приближении к критической точке и играют очень важную роль при его использовании для ядерных и химических ракетных двигателей.

Еще в начале 20-х годов было замечено, что водород, по-видимому, не имеет однозначной величины удельной теплоемкости. Ключ к пониманию этой кажущейся аномалии дало изучение мо-

лекулярных спектров. Было замечено, что различные квантовые состояния молекулы водорода связаны со спином ядер атомов, входящих в состав молекулы. Возможны два случая. В первом спины атомов направлены в противоположные стороны (антипараллельны) и результирующий спин молекулы равен нулю. Это — параводород. Во втором случае спины направлены в одну сторону (параллельны), что характерно для ортоформы водорода.

При низких температурах (от 20 до 250 К) процентное соотношение пара- и ортоводорода в равновесной смеси меняется довольно заметно. Процентное содержание параводорода в зависимости от температуры приведено на рис. 3.6.

При температуре выше 260 К количество молекул параводорода в смеси стабилизируется на уровне 25%. Эта равновесная смесь (25% пара и 75% орто) называется нормальным водородом

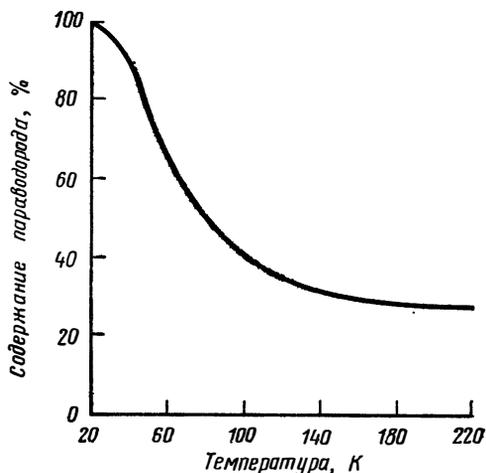


РИС. 3.6. Равновесное содержание параводорода.

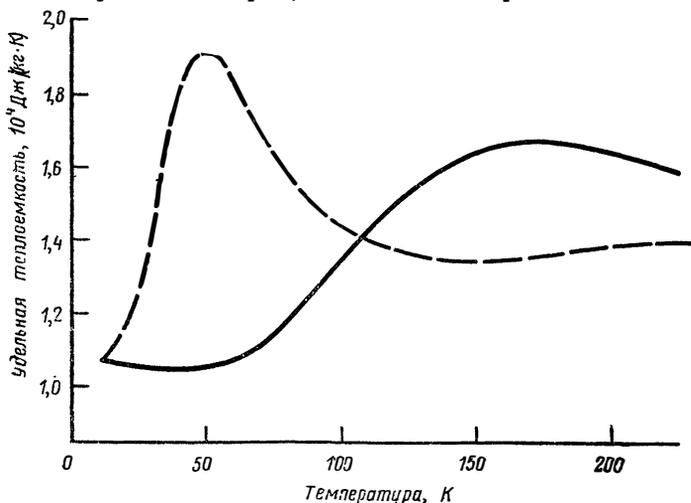


РИС. 3.7. Сравнение удельных теплоемкостей параводорода и равновесного водорода ( $p=0,07$  бар).

— параводород; - - - равновесный водород.

и в таком виде существует при комнатной и более высоких температурах в газообразном состоянии.

Важное для технических приложений различие квантовых состояний водорода проявляется в значениях удельных теплоемкостей.

На рис. 3.7 представлено сравнение удельных теплоемкостей параводорода и равновесного водорода при давлении 0,07 бар. Различие совершенно очевидно. Ясно, что в расчетах необходимо учитывать квантовое состояние смеси. Обычно криогенный жидкий водород для увеличения продолжительности хранения без изменения температуры преобразуют в форму параводорода (орто—пара-переход происходит экзотермически). Однако при некоторых условиях может происходить эндотермический переход параводорода в ортоформу. Быстрому пара—орто-переходу могут способствовать ядерное облучение, катализ парамагнитными окислами и хемосорбция на металлах (вольфраме, никеле и др.). При нормальных условиях скорость такого перехода в низкотемпературной жидкости чрезвычайно мала.

### 3.2.5. Псевдосвойства

Необычное поведение свойств жидкости в околукритической области, показанное на рис. 3.2, можно рассматривать в связи со свойствами на линии насыщения.

В работах, посвященных околукритической области, часто делаются ссылки на транспонированную критическую температуру  $T^*$ . Обычно она определяется как температура, при которой удельная теплоемкость  $C_p$  имеет максимальное значение для данного

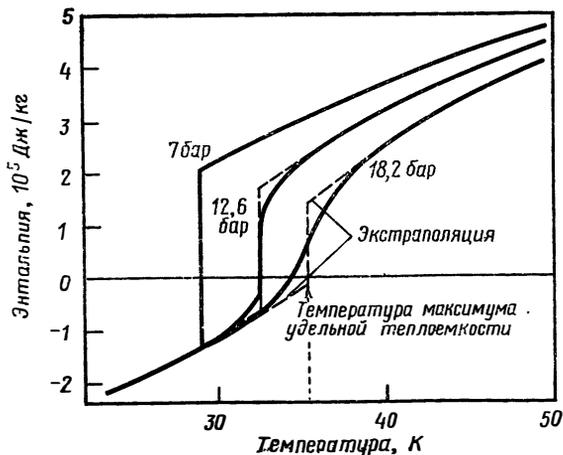


РИС. 3.8. Псевдодвухфазные свойства.

Эквивалент скрытой теплоты испарения определяется экстраполяцией [22].

сверхкритического давления (рис. 3.2). Ее можно трактовать как обобщенную температуру насыщения.

Для использования моделей псевдокипения необходимо ввести в дополнение к давлению пара некоторые двухфазные характеристики. Наиболее показательной из них является скрытая теплота испарения. На рис. 3.8 показан способ определения псевдотеплоты испарения из энтальпийной зависимости, как это предложено Тёрстоном [22]. Подобным же образом могут быть получены приближенные значения других псевдодвухфазных характеристик, таких, как плотности жидкости и пара на линии насыщения [23].

### 3.3. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

#### 3.3.1. Особенности околокритической области

В области IV рис. 3.1 не действуют общепринятые методы обобщения экспериментальных данных: уравнение Диттуса—Бёлтера при описании процесса вынужденной конвекции в околокритической области не выполняется; соотношения Рэлея неприменимы для данных по свободной конвекции в объеме; стандартные уравнения для кипения терпят разрыв; обычным явлением становится неустойчивость решений. Общепринятые теоретические методы также дают неудовлетворительные результаты. Упрощая дело, можно сказать, что главная трудность заключается в сильной и сложной по характеру зависимости коэффициента теплоотдачи от

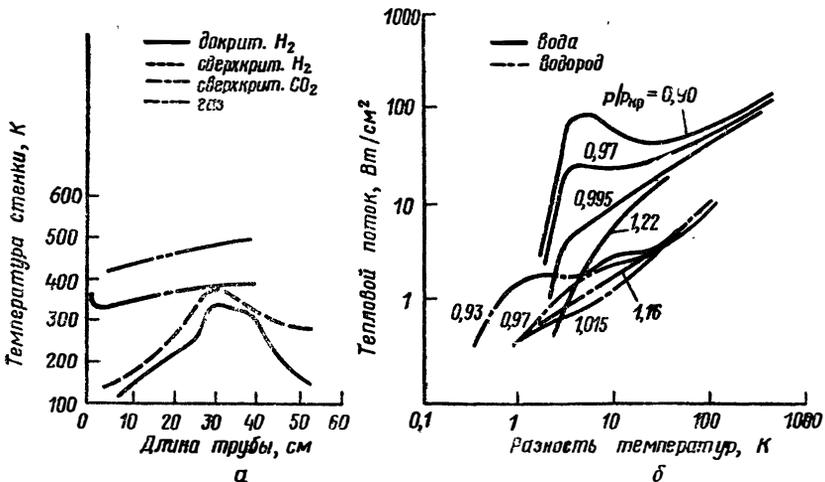


РИС. 3.9. Сравнение докритической и сверхкритической теплопередачи при вынужденной (а) и свободной (б) конвекции.

температуры, не похожей на аналогичные зависимости для обычных газов (рис. 3.9).

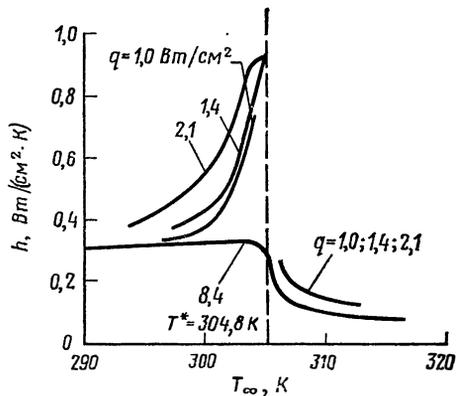
Ранние экспериментальные исследования Шмидта и др. [24] по свободной и естественной конвекции в окрестности критической точки показали резкое увеличение коэффициента теплоотдачи. С другой стороны, Пауэлл [25] отметил четко выраженный минимум коэффициента теплоотдачи около  $T^*$  при вынужденной конвекции в потоке жидких кислорода и азота. После этого многие другие исследователи обнаруживали подобные «провалы» в продольных распределениях температуры стенок [26—29]. И наоборот, в ряде работ [30—33] сообщалось о максимуме коэффициента теплоотдачи.

Два взаимосвязанных результата могут пролить некоторый свет и содействовать успеху дальнейших исследований. Во-первых, Шитсман [28] и Ямагата и др. [29] показали, что зависимость коэффициента теплоотдачи от среднemasсового теплосодержания имеет минимум около критического значения энтальпии, и отметили колебания давления в этой же области. Во-вторых, все сообщения о максимальных значениях коэффициента теплоотдачи получены на основании экспериментов, в которых разность температур между стенкой и средней температурой жидкости была значительно меньше, чем в работах, в которых отмечался минимум коэффициента теплоотдачи.

Сю [34] сделал два предположения, основанные на аналогии с процессом кипения. Когда разность температур мала, процесс, как считает Сю, аналогичен пузырьковому кипению, при котором происходит интенсивная теплопередача, и в этом случае наблюдается максимум коэффициента теплоотдачи. При большой разности температур процесс можно сравнить с пленочным кипением, т. е. с областью слабой теплопередачи, что соответствует минимуму коэффициента теплоотдачи. В поддержку этой точки зрения на рис. 3.10 приведены результаты Гауптмана [35]. Данные, соответствующие малой разности температур (т. е. малым тепловым потокам), имеют четкий максимум, тогда как данные для большой разности температур ( $q=8,4$  Вт/см<sup>2</sup>) указывают скорее на минимум. Аналогичная тенденция была отмечена Стыриковичем и др. [36, 37]. Вуд [38] и Кан [39] показали, что  $h$  имеет максимум в районе критической точки при изменяющейся температуре стенки. Ширалкар и Гриффитс [40] нашли, что коэффициент теплоотдачи сильно зависит от теплового потока, когда температура стенки выше  $T^*$ , а среднemasсовая температура жидкости ниже  $T^*$ .

Колебания давления в этом режиме являются вполне естественным явлением; временами они могут иметь довольно большую амплитуду. Так, Маккарти и др. [41] сообщили о колебаниях давления в потоке  $N_2O_4$ , достигавших  $0,3 p_{ном}$ , или 27,6 бар, а Хайнс и Вольф [42] отметили колебания, амплитуда которых была на-

РИС. 3.10. Влияние температуры дву-  
окси углерода и теплового потока к  
стенке на коэффициент теплоотдачи  
при околокритических условиях [35].  
 $p/p_{кр} = 1,025$ ,  $U_{\infty} = 0,45$  м/с,  $T^* = 304,8$  К.



столько велика, что они привели к разрушению нагреваемых трубок.

Потери давления при этом обычно велики и в основном возникают из-за изменения количества движения [43]. Роль потерь на трение возрастает по мере удаления от околокритической области.

Представляет интерес подобие в теплопередаче, потерях давления, профилях температуры стенки и колебаниях давления между докритическими и околокритическими режимами. На ранних стадиях исследований водорода авторами производились записи акустических колебаний в двухфазных и сверхкритических течениях. Акустические колебания были подобны, но в случае сверхкритического процесса они содержали меньше «шума». То же явление было отмечено Голдманом [44]. Исследователи часто называют такую жидкость псевдодвухфазной. Некоторые из наиболее сильных доводов в поддержку представления о псевдодвухфазной модели вытекают из анализа графиков термодинамического состояния, визуальных наблюдений [45—49] и из рассмотрения графиков зависимостей теплового потока от температуры стенки. Гриффитс и Саберский [46], а также Кнэпп и Саберский [47] обнаружили, что нагреваемые капли (глобулы) легко можно принять за пузырьки. Кинокадры в работе Грэхема и др. [45] создают впечатление, что это подобие имеет статистическую природу, в противоположность мгноvenным фотоснимкам, опубликованным в работе [47]. Кумо и др. [49] зафиксировали изменения в структуре жидкого фреона по мере перехода от нормальных условий к околокритической области. Нишикава и Миябе [48] опубликовали кинограмму перехода от пузырькового режима кипения к пленочному и для сравнения с ней фотоснимки, полученные при сверхкритическом отношении давлений  $p/p_{кр} = 1,065$ . Особый интерес вызывает подобие тепловых потоков при пленочном режиме кипения. Графики зависимости теплового потока от разности температур, о которых шла речь выше, в частности получен-

ные Хольтом и Грошем [50], указывают на зависимость коэффициента теплоотдачи от теплового потока — эффект, не возникающий в обычном газе и являющийся отличительной чертой кипения. Одним из возможных объяснений рассмотренного ранее профиля температур является модель «кипения».

Наиболее сильное возражение против представления о псевдодвухфазной жидкости исходит со стороны термодинамики, поскольку сверхкритическая жидкость в равновесном состоянии является однофазной жидкостью. Сторонники псевдодвухфазной жидкости, зная это, утверждают, что в данном случае имеет место неравновесное состояние. Представляет интерес то обстоятельство, что защитники однофазной модели ссылаются на те же самые визуальные наблюдения, что и сторонники двухфазной модели. Гауптман [35], используя собственные кинокадры и проанализированные им результаты визуальных наблюдений других авторов, пришел к заключению, что все необычные результаты могут быть объяснены в рамках однофазной модели. Внимательное изучение всех имеющихся фотоснимков [35, 45—47] указывает на многочисленные случаи как отличия от кипения, так и сходства с ним. Окончательный выбор модели затруднен из-за достаточно серьезных доводов в пользу каждой из рассматриваемых моделей. Любая из моделей (псевдодвухфазная или однофазная) применима в области IV (рис. 3.1) и при правильной формулировке объясняет плавный переход от жидкости к газу.

Наконец, следует обратить внимание на то, что геометрические аспекты (размер и форма канала) приводят к дополнительным неопределенностям, усложняющим рассмотрение теплопередачи. Некоторые расхождения в данных по теплопередаче в околокритической области, несомненно, являются следствием влияния геометрических факторов.

### 3.3.2. Теплопередача при свободной и естественной конвекции

**3.3.2.1. Свободная конвекция в объеме.** Разделим явления свободной и естественной конвекции в околокритической области. При рассмотрении здесь свободной конвекции в большом объеме речь будет идти главным образом о теплоотдаче от тел малых размеров, таких, как проволочки и нити. Далее будет рассмотрена теплопередача за счет естественной конвекции в петлевых контурах.

Эффекты, связанные с широким диапазоном изменения свойств жидкости, по-видимому, играют в случае теплопередачи в большом объеме более важную роль. Вероятно, это предположение оправдано, так как в этих условиях разность температур обычно мала. Результаты, полученные в больших объемах, почти всегда

указывают на увеличение теплоотдачи вблизи критической точки. Некоторые типичные экспериментальные данные такого рода приведены Скриповым и Поташевым [51].

В отличие от систем, в которых происходит вынужденная конвекция, для систем со свободной конвекцией характерно отсутствие ограничивающих поверхностей. Это обстоятельство способствует увеличению теплоотдачи под влиянием изменения свойств.

Ряд интересных экспериментов по свободной конвекции в околокритической области на тонких горизонтальных проволоках описан в работах [47, 52, 53]. Кнэпш и Саберский [47] впервые сфотографировали пульсационную область между ламинарным и турбулентным режимами течения при нагреве околокритического  $\text{CO}_2$ . Их данные указывают на резкое увеличение теплоотдачи по мере перехода от ламинарного режима течения к турбулентному; однако переход через область с пульсационным режимом происходит плавно. Авторы указывают на то, что, по-видимому, это обстоятельство связано с усреднением данных и что, по их мнению, ламинарно-турбулентный пульсационный режим сопровождается колебаниями температуры проволоки. Голдстейн и Онг [52] сообщили о подобных колебаниях, но без резкого увеличения теплоотдачи. До настоящего времени это явление остается необъясненным.

Большинство приведенных в литературе результатов по теплообмену при свободной конвекции представлено в критериальной форме. В некоторых случаях они модифицируются, главным образом, чтобы учесть изменение свойств в пограничной области [54—56]. Общеизвестно, что вдали от критической точки обычные критериальные соотношения выполняются для всех жидкостей и систем. Так, для области вдали от критической точки может быть использовано основное уравнение Макадамса

$$\text{Nu}_f = C \text{Ra}^n. \quad (3-8)$$

Ближе к критической точке могут быть использованы модификации следующего выражения:

$$\text{Nu}_x = C \text{Gr}_x^a \text{Pr}_x^b [T\alpha / (T_w - T_\infty)]^c. \quad (3-9)$$

Например, Ларсон и Шёнхалс [57] провели экспериментальные исследования теплопередачи на вертикальной полосе в воде при околокритических условиях. Ими получены следующие значения постоянных:

$$a = 1/3, \quad b = 0,247, \quad c = 0,137, \quad x = 0,5.$$

В непосредственной близости от критической точки Симон и Эккерт [58] рекомендуют соотношение

$$\frac{q_{ж} [(T - T_{кр})/T_{кр}]^{1/2}}{\rho_{кр} k_w (\partial T / \partial r)_p} = 3,25 \times 10^{-9} \frac{\text{Ra}_w}{\text{Pr}_w^{1/2}}. \quad (3-10)$$

**3.3.2.2. Естественная конвекция в петлевых контурах.** Интерес к использованию петлевых контуров или колонн с естественной конвекцией диктовался потребностями практики. В этих условиях жидкость в сверхкритической области может воспринимать высокие тепловые нагрузки.

Экспериментальные и аналитические исследования петлевых контуров с естественной конвекцией начались с ранней работы Шмидта в Германии. Как и при свободной конвекции в больших объемах, результаты исследований на контурах показывают увеличение теплоотдачи в критической точке по сравнению с не критическими жидкостями при аналогичных условиях теплопередачи.

Обрабатывая результаты, полученные в околокритической области, Холман и Боггс [59] преобразовали основные уравнения Шмидта для петлевых контуров следующим образом:

$$Nu = 16Re^2 Pr Gr^{-1} (l_T/L) (d/y) \text{ (ламинарный режим)}, \quad (3-11)$$

$$Nu = 0,079Re^{11/4} Pr Gr^{-1} (l_T/L) (d/y) \text{ (турбулентный режим)}. \quad (3-12)$$

Исследуя влияние геометрических факторов, Тенджер и др. [60] сравнили результаты, полученные на двух различных контурах, заполненных гексафторидом серы. При фиксированных значениях  $l_T$  и  $d$  геометрические размеры, входящие в состав выражений (3-11) и (3-12), у первого контура были примерно в 1,8 раза больше, чем у второго. Авторам работы [60] не удалось обнаружить влияния изменения геометрии. Для околокритической области они рекомендуют следующее выражение:

$$Nu Gr_i / Pr = 0,00982Re^{11/4}. \quad (3-13)$$

### 3.3.3. Теплопередача при вынужденной конвекции

Экспериментальные исследования вынужденной конвекции в околокритической области могут быть разделены на две основные группы. К первой относятся обычные эксперименты в нагреваемых трубах, которые были так успешно использованы для получения эмпирических зависимостей по теплообмену в газах. Ко второй группе относятся эксперименты, предназначенные для исследования отдельных аспектов процесса теплопередачи с целью объяснения механизма этого процесса в околокритической области.

В последние 20 лет было проведено свыше 30 экспериментальных работ по теплопередаче вынужденной конвекцией к жидкостям, находящимся в сверхкритическом состоянии, которые подпадают под широкое понятие экспериментов в нагреваемых трубах. Все эти эксперименты очень сходны между собой по целям, методикам, измерениям и до некоторой степени результатам. Их можно рассматривать как единую группу экспериментов, отмечая там, где это необходимо, их особенности. Диапазон условий этих экс-

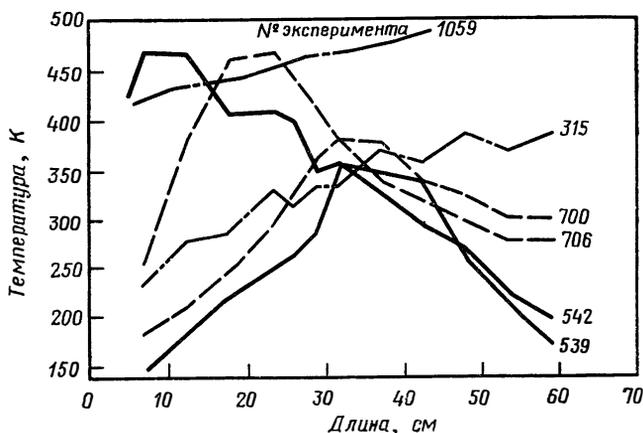


РИС. 3.11. Распределение температуры стенки по длине трубы для двухфазного, околокритического и газообразного водорода (внутренний диаметр трубы 8,5 мм).

Обозначение	Состояние жидкости	Номер эксперимента	Расход $\dot{w}$ , кг/с	Тепловыделение $Q$ , кВт	Давление $p$ , бар	Температура на входе $T_{вх}$ , К
---	Сверхкритическое	706	0,0750	35,6	50,5	26,7
—	Докритическое	542	0,0695	24,1	5,6	22,6
—	Сверхкритическое	700	0,0758	37,2	19,6	25,9
—	Докритическое	539	0,0505	14,4	9,8	23,0
- - -	Газ	315	0,0130	14,6	14,4	64,0
»		1059	0,0135	14,5	43,5	291

периментов весьма обширен. Наиболее часто они проводились на воде, водороде и двуокиси углерода.

**3.3.3.1. Общие характеристики теплопередачи вынужденной конвекцией в околокритической области.** Проведенные авторами исследования теплопередачи к околокритическому водороду, протекающему по нагреваемым электрическим током трубам, можно подытожить следующим образом.

Рабочие секции в опытах располагались вертикально, а направленный снизу вверх поток был турбулентным. Секции нагревались равномерно (постоянный тепловой поток). Распределение температуры стенки вдоль трубы имело форму горба, подобного наблюдаемому в случае двухфазного водорода. На рис. 3.11 приведено сравнение распределений температур стенки для двухфазного, околокритического и газообразного водорода. Следует отметить сходство результатов экспериментов № 539 на докритическом и № 700 на сверхкритическом водороде. В противоположность им в

эксперименте № 1059 на газообразном водороде наблюдается монотонный рост температуры стенки, характерный для всех результатов по теплопередаче при турбулентном течении газа в случае постоянного теплового потока. График на рис. 3.11 может быть перестроен с использованием в качестве ординаты коэффициента теплоотдачи. Кривые  $h$  в этом случае будут иметь вид зеркального отображения температуры стенки. Положение максимума температуры стенки (минимума  $h$ ) будет зависеть от величины теплового потока, массового расхода и энтальпии на входе. Однако максимум, по-видимому, наблюдается там, где среднемаховая температура достигает транспонированной критической температуры.

Было отмечено, что измеренные значения коэффициента теплоотдачи в трубе выше значений, рассчитанных по соотношениям для вынужденной конвекции, основанным на характеристиках пограничной пленки. (Некоторые исследователи сравнивали экспериментальные данные в околокритической области с расчетами по соотношениям, использующим среднемаховые характеристики, и получали заниженные по сравнению с расчетом значения.) Более подробно об эмпирических соотношениях будет сказано в следующем разделе.

Нужно отметить, что в этих экспериментах на нагреваемых трубах наблюдались пульсации потока. Иногда они мешали установлению рабочего режима. Было обнаружено, что избежать нестабильных режимов, изменяя величину теплового потока, легче, чем меняя расход. Частота пульсаций лежала в широком диапазоне — от 0,5 Гц до нескольких килогерц. Методику предварительного определения условий, при которых возникают нестабильные режимы, в диапазоне частот нестабильности разработать не удалось. Высокие частоты, по-видимому, соответствуют радиальной модели.

Предпринимались различные попытки получить эмпирические соотношения общепринятого вида. В ранних работах основное внимание обращалось на определение характерной температуры, которая позволяла бы использовать основное уравнение Диттуса — Бёльтера

$$Nu_x = C Re_x^a Pr_x^b (T_w/T_b)^p, \quad (3-14)$$

где  $x$  означает, что свойства жидкости вычисляются при характерной температуре  $T_x = T_b + x(T_w - T_b)$ . Эккерт [61] высказал предположение, что  $x$  является функцией безразмерной температуры (теперь часто называемой параметром Эккерта)

$$x = f[(T^* - T_b)/(T_w - T_b)]. \quad (3-15)$$

Бринджер и Смит [62] и Шнурр [63] представили эту функцию в виде графиков, приведенных на рис. 3.12. Указанные графики были построены по небольшому количеству данных; такой обработке никогда не подвергались другие результаты и не пред-

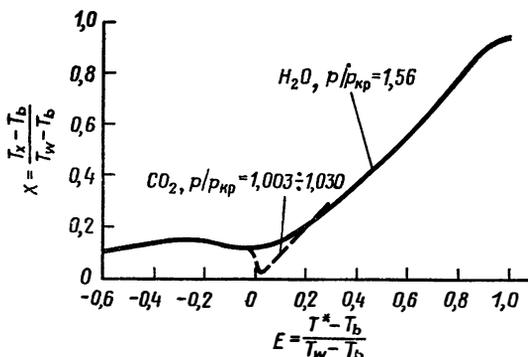


РИС. 3.12. Влияние относительного удаления от критической точки на температурный параметр Эжкерта.

принималось никаких попыток предсказать вид функций теоретически.

Также к числу первых относится выражение, полученное Шицманом и др. [64] для теплоотдачи в окрестности критической точки. На основании обработки экспериментальных данных, полученных для воды, эти авторы предложили зависимость

$$Nu_b = 0,023 Re_b^{0,8} Pr_{мин}^{0,4}, \tag{3-16}$$

где  $Pr_{мин}$  — минимальное значение числа Прандтля, определяемое как

$$Pr_{мин} = \begin{cases} Pr_b; & Pr_b < Pr_w, \\ Pr_w; & Pr_w < Pr_b. \end{cases}$$

С помощью этой чрезвычайно простой модификации уравнения Диттуса—Бёльтера были получены некоторые важные результаты.

Шицман успешно применил это соотношение к данным, полученным на воде Дикинсоном и Уэлчем [65], на кислороде Пауэллом [25] и на двуокиси углерода Бринджером и Смитом [62]. Представляет, в частности, интерес тот факт, что это соотношение объясняет как наличие максимума в коэффициенте теплопередачи, о котором сообщали Дикинсон и Уэлч, так и минимум, обнаруженный Пауэллом. Позднее, проводя эксперименты на воде, Шицман обнаружил те же самые «провалы» температур, о которых сообщал Пауэлл на основании экспериментов с кислородом. Шицман назвал эту область областью «ухудшения» теплопередачи и сравнил это явление с кризисом при кипении. Он предостерег читателей о том, что его соотношение не описывает указанной области, несмотря на то что ранее оно было использовано для обработки данных Пауэлла, полученных при сходных условиях.

Один из авторов главы сделал безуспешную попытку применить это выражение для обработки данных Гендрикса и др. [26].

Другое соотношение, предназначенное для использования в непосредственной близости от критической точки, имеет вид

$$\text{Nu} = \text{Nu}_b \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^a \left( \frac{k_w}{k_b} \right)^b \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^c \left( \frac{\bar{C}_p}{C_{p,r}} \right)^d, \quad (3-17)$$

где  $\text{Nu}_b$  — величина, полученная из уравнения Диттуса — Бельтера, а  $\bar{C}_p = (H_w - T_b)/(T_w - T_b)$ . Различные варианты уравнения (3-17) использовались для двуокиси углерода [32], воды [33] и пропана [66]. Важнейшей характеристикой при этом является, по-видимому, среднеинтегральная удельная теплоемкость  $\bar{C}_p$ .

Попытка использовать, помимо среднеинтегральной удельной теплоемкости, также среднеинтегральные в некотором диапазоне температур значения других теплофизических свойств жидкости была предпринята Брокау [67] для реагирующей четырехокиси азота  $\text{N}_2\text{O}_4$ . Теплофизические свойства представлялись в виде

$$\varphi = [1/(T_w - T_b)] \int_{T_b}^{T_w} \varphi(t) dt, \quad (3-18)$$

где  $\varphi(t)$  — то или иное свойство жидкости. Такое представление отражает желание сгладить резкие изменения теплофизических свойств в околоскритической области.

Гесс и Кунц [68] предприняли попытку уточнить результаты исследований теплопередачи для околоскритического водорода на основе анализа дифференциальных уравнений пограничного слоя. Выражение для коэффициента турбулентной диффузии, входящее в состав дифференциальных уравнений, было получено на основании представления о пути перемешивания. Ван Драйст высказал предположение о том, что путь перемешивания зависит от параметра вязкостного демпфирования  $A^+$ . Гесс и Кунц не провели анализа этого вопроса. Однако они установили связь  $A^+$  с отношением коэффициентов кинематической вязкости  $\nu_w/\nu_b$  и предложили общее соотношение вида

$$\text{Nu}_f = 0,0208 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4} [1 + 0,0146 (\nu_w/\nu_b)]. \quad (3-19)$$

Это соотношение для вынужденной конвекции хорошо описывает поведение околоскритического водорода при условии, что среднemasсовая температура выше критической.

Ранее отмечалось некоторое сходство результатов исследования теплопередачи в двухфазном и околоскритическом состояниях. Указанное сходство привело к развитию модели псевдокипения для околоскритической области. В этой области были использованы

ны соотношения для теплообмена при кипении. В качестве примера можно привести работы Гендрикса и др. [26, 43], использовавших параметр двухфазного течения Маргинелли для псевдодвухфазной жидкости в околоскритической области. Вместо пара и жидкости для представления околоскритической жидкости была предложена модель смеси легкой и тяжелой компонент. При этом принималось, что тяжелая компонента имеет плотность жидкости, а легкая — плотность идеального газа. Модель смеси тяжелой и легкой компонент объясняет изменение среднemasсовой плотности в районе критической точки. Псевдопаросодержание представляет собой массовую концентрацию легкой компоненты, присутствующей в смеси, т. е.

$$\frac{1}{\rho_b} = \frac{x_2}{\rho_{ид,b}} + \frac{1-x_2}{\rho_{пл}} \quad (3-20)$$

Соотношение для теплоотдачи в околоскритической области имеет вид

$$Nu_f = Nu_{f,сп} f(\chi'_{tt}), \quad (3-21)$$

где

$$Nu_{f,сп} = 0,023 (\rho'_{f,сп} \mu_d / \mu_f)^{0,8} Pr_f^{0,4},$$

а  $\rho'_{f,сп}$  определяется выражением

$$1/\rho'_{f,сп} = x_2/\rho_{ид,f} + (1-x_2)/\rho_{пл}.$$

### 3.3.3.2. Модель проникания для околоскритических жидкостей.

Грэхем [69] высказал предположение, что увеличение (по сравнению с соответствующим значением для пленочной модели) коэффициента теплоотдачи может быть объяснено на основе модели проникания. При этом увеличение коэффициента теплоотдачи было представлено в виде дополнительного члена в выражении для коэффициента теплоотдачи из пленочной модели

$$h_{сп} = C_1 h_f + C_2 h_{пр}. \quad (3-22)$$

Величина  $h_{пр}$  определяется механизмом проникания. Очевидно, что этот механизм включает в себя разрушение подслоя периодическим переносом сгустков жидкости от внешней границы пограничного слоя к стенке, что приводит к переносу тепловой энергии некоторым нестационарным образом. На рис. 3.13 приведено схематичное изображение этого процесса. После кратковременного соприкосновения со стенкой сгустки жидкости возвращаются к границе пограничного слоя и рассеивают свою энергию. Этот периодический отвод тепла в некотором смысле аналогичен процессам в псевдооживленном слое, для описания тепло- и массопереноса в котором и была первоначально разработана модель проникания.

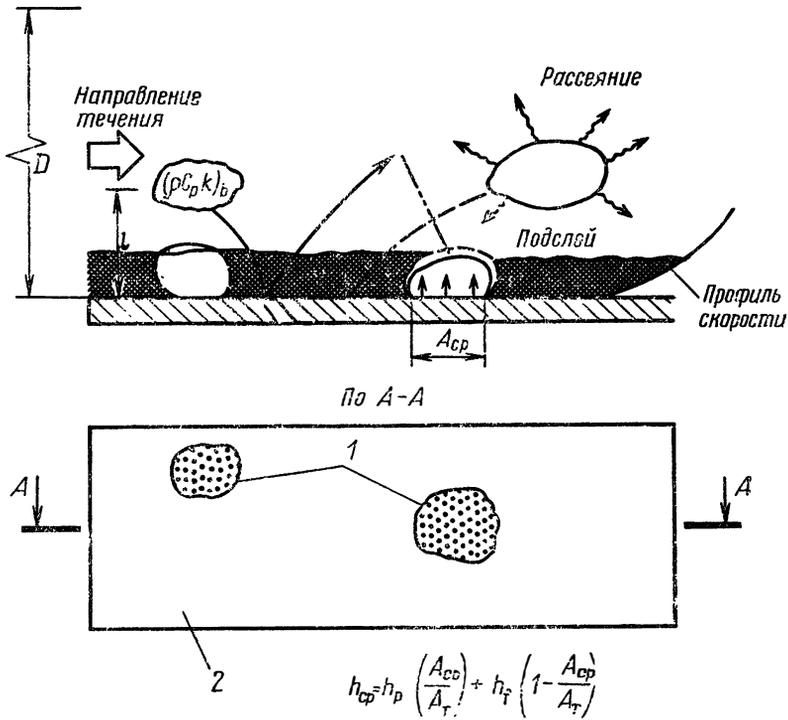


РИС. 3.13. Схематическое изображение картины течения и механизма проникания. 1 — площадки контакта  $A_{ср}$  в теории проникания (нестационарный процесс); 2 — поверхность, омываемая жидкостью (стационарная конвекция).

Выражение (3-22) преобразуется к виду

$$h_{ср} = (A_{ср}/A_T) h_p + (1 - A_{ср}/A_T) h_f,$$

где  $A_{ср}$  — средняя площадь поверхности контакта при проникании,  $A_T$  — полная площадь поверхности. Коэффициент теплоотдачи за счет проникания равен

$$h_p = (2/\pi) [(\rho C_p k)_в / \tau_{\text{контакт}}]^{1/2}. \quad (3-23)$$

Это выражение для  $h_p$  было получено из уравнения нестационарной теплопроводности с учетом соответствующих граничных условий. Коэффициент теплопередачи через пленку  $h_f$  рассчитывается по обычным соотношениям, в которые входят критерии Nu, Re, Pr. Недостаток времени и места не позволяет привести полное описание этой модели. Она была использована при обработке результатов исследования теплопередачи в околоскритической области на водороде, двуокиси углерода и воде. Описание модели и всех используемых в ней допущений приведено в работе Грэхема [69].

### 3.3.3.3. Исследования механизма теплопередачи.

Отдельные экспериментальные исследования были направлены на более детальное изучение механизма теплопередачи и получение более подробных результатов, чем при экспериментах в нагреваемых трубах. По-видимому, наиболее полезными данными о течении являются профили скорости и температуры. Немногочисленные исследования, в которых измерялись эти профили, проведены Вудом [38] и Уилсоном [70]. В обоих случаях измерения проводились вдоль радиуса вертикально расположенных нагреваемых труб вблизи выходного сечения. Вуд исследовал течение  $\text{CO}_2$  при  $L/D$ , равном 30,7, а Уилсон — течение  $\text{H}_2$  при  $L/D=128,5$ . Данные Уилсона, кроме профилей температуры и скоростного напора, включают результаты термоанемометрических измерений. В обоих случаях главным результатом явилось получение так называемых М-образных профилей скорости, форма которых приведена на рис. 3.14. Сю и Смит [81] показали теоретически, что такие профили образуются тогда, когда среднemasсовая температура приближается к критической температуре. Эти профили подобны приведенным в работе [71]. Недавние эксперименты Бурка и др. [72] указывают на то, что термоанемометр может дать важную информацию на этих режимах.

Кан [39], используя  $\text{CO}_2$ , провел ряд экспериментов, направленных на выяснение влияния отдельных параметров. Он проводил эксперименты на двуокиси углерода в критическом состоянии, пропуская ее между параллельными пластинами с большим отношением сторон; при этом к одной пластине тепло подводилось, а от другой отводилось таким образом, что теплосодержание жидкости оставалось неизменным. Коэффициент теплоотдачи резко возрастал, когда температура горячей пластины (которая всегда располагалась сверху) достигала критической температуры. Профиль становился острее по мере уменьшения разности температур между стенками.

Другой результат получен Гауптманом [35], исследовавшим течение околокритической двуокиси углерода над нагреваемой плоской горизонтальной пластиной. Среди других результатов он установил, что теплопередача увеличивается на 30%, когда нагрев

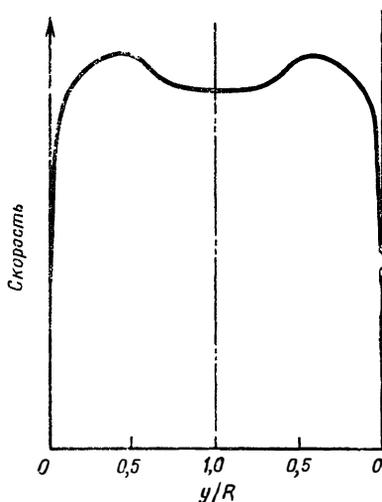


РИС. 3.14. Типичные М-образные профили, полученные Вудом [38] и Уилсоном [70].

жидкости осуществляется снизу вверх. Гауптман наряду с данными по теплопередаче снял ряд очень информативных цветных высокоскоростных кинофильмов. Его результаты уже рассматривались выше при обсуждении рис. 3.10,

### 3.3.4. Влияние геометрических факторов на околоскритическую теплопередачу

**3.3.4.1. Изогнутые трубы.** Работ по систематическому изучению влияния кривизны на околоскритическую жидкость недостаточно. Такое исследование выполнено Миллером (см. [73]), но результаты этой работы не опубликованы. Некоторые исследования были проведены для газов и при более высоких давлениях. Основное влияние кривизны проявляется в образовании вторичных течений, в результате чего пограничный слой у вогнутой поверхности становится тоньше (рис. 3.15), а у выпуклой — толще. Картина течения указывает на смещение ядра потока к вогнутой поверхности с возникновением обратных токов по периферии в направлении выпуклой поверхности. Хотя в классических работах Ито [73] по турбулентному течению и Дина [74] по ламинарному рассматриваются однофазные потоки жидкости, результаты этих работ применяются и для околоскритических жидкостей, правда, с переменным успехом.

Ито установил, что при больших числах Рейнольдса средний коэффициент трения в изогнутой трубе возрастает по сравнению с коэффициентом для прямой трубы в соответствии с выражением

$$f_{\text{крив}}/f_{\text{прям}} = [\text{Re}(r/R_c)^2]^{0,05} = I^{0,05}, \quad (3-24)$$

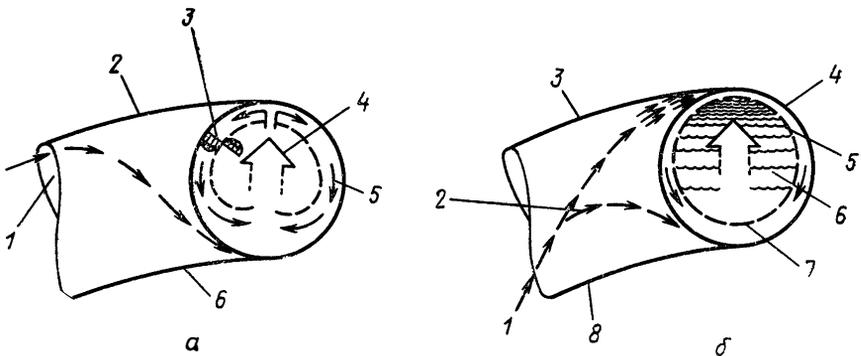


РИС. 3.15. Схема течения жидкости в изогнутой трубе.

*а* — однофазный поток: 1 — линия тока; 2 — вогнутая поверхность; 3 — предполагаемый профиль скорости; 4 — вторичное течение в ядре; 5 — вторичное течение в пограничном слое; 6 — выпуклая поверхность.

*б* — течение двухфазной или околоскритической жидкости: 1 — линия тока тяжелой жидкости; 2 — линия тока легкой жидкости; 3 — вогнутая поверхность; 4 — пограничный слой из газовой пленки; 5 — область высокой концентрации жидкости; 6 — капли и газ; 7 — область высокой концентрации газа; 8 — выпуклая поверхность.

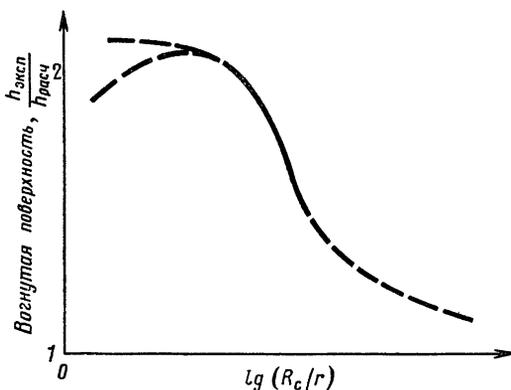


РИС. 3.16. Коэффициент теплоотдачи на вогнутой поверхности в зависимости от  $R_c/r$ ,

$$h_{\text{всп}} = 0,021 \left( \frac{k_f}{d} \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4} \right).$$

где  $r$  — радиус поперечного сечения трубы, а  $R_c$  — радиус изгиба трубы.

Гендрикс и Саймон [75] выявили некоторые особенности, связанные с влиянием кривизны трубы на течение околокритического водорода, которые состоят в следующем:

1. Как и обычно, при больших числах Рейнольдса теплопередача у вогнутой поверхности возрастает, а у выпуклой — падает. Величина этих эффектов зависит от состояния жидкости, отношения радиуса кривизны изгиба трубы к радиусу ее поперечного сечения и от углового расположения рассматриваемого участка в плоскости изгиба.

2. Визуальное изучение течения жидкого азота в слабоизогнутых трубах показало, что в этом случае действие центробежных сил по направлению к вогнутой поверхности проявляется сильнее, чем вихревое вторичное течение.

3. Условия на входе, профили параметров и предыстория течения жидкости оказывают сильное влияние на коэффициенты теплоотдачи. Более того, влияние кривизны сохраняется вниз по потоку от изгиба трубы, а также распространяется вверх по потоку.

Последующие эксперименты показали, что  $h$  может изменяться таким образом, как будто жидкость совершает в трубе гармонические колебания. Такие колебания могут быть вызваны неоднородным характером распределения теплового потока у верхнего по потоку фланца нагреваемого участка трубы. Другой возможной причиной возникновения колебаний может быть неоднородность профиля скорости на входе.

Влияние отношения радиуса изгиба к радиусу трубы показано на рис. 3.16. При больших значениях  $R_c/r$  это влияние мало и коэффициент теплопередачи стремится к соответствующему значению для прямой трубы. При малых значениях  $R_c/r$  коэффициент становится в два раза больше, чем для прямой трубы, но имеющиеся данные указывают на две возможные зависимости при малых  $R_c/r$ ; обе они показаны на рис. 3.16. Которая из них правильна, покажут дальнейшие экспериментальные исследования.

Маккарти и др. [77] исследовали околокритическую четырехокись азота и отметили неоднородный характер распределения температуры вдоль выпуклой поверхности и остаточные влияния кривизны вниз по течению. Их исследования были усложнены диссоциацией  $N_2O_4$ , однако они все же отметили увеличение  $h_c$  из-за кривизны в два раза. Исследование жидкого водорода [76] при  $p/p_{кр} \approx 5$  также показало двукратное увеличение теплопередачи из-за кривизны; однако в этом исследовании не было обнаружено эффектов, связанных с несимметричным нагревом или некруговым характером течения жидкости.

Исследования фирмы «Рокетдайн», проведенные на водороде, показали, что искривление трубы увеличивает теплопередачу в соответствии с выражением

$$h_c \sim h_{\text{прям}} (1 + 0,1L/D), \quad (3-25)$$

до  $L/D=10$ , после чего коэффициент теплоотдачи стабилизируется. Для значений  $L/D > 10$  были предложены следующие соотношения соответственно для вогнутой и выпуклой стенок:

$$Nu_{cv} = Nu_{\text{прям}} [1 + 1,87 (r/R_c)^{0,519}] \cdot 0,0822 Re_b^{0,155}, \quad (3-26)$$

$$Nu_{cx} = Nu_{\text{прям}} [1 + 2,21 (r/R_c)^{0,894}] \cdot 0,0822 Re_b^{0,155}, \quad (3-27)$$

где  $Nu_{\text{прям}}$  подсчитывается по формуле (3-14) при постоянных

$$C=0,0204, \quad x=0,4, \quad a=0,0098.$$

В результате анализа данных по водороду, опубликованных в литературе, Тейлор [78] предложил следующие соотношения, основанные на использовании параметра Ито:

$$Nu_{cv}/Nu_{\text{прям}} = I_b^{0,05} \quad (\text{вогнутая стенка}), \quad (3-28)$$

$$Nu_{cx}/Nu_{\text{прям}} = I_b^{-0,05} \quad (\text{выпуклая стенка}), \quad (3-29)$$

где  $Nu_{\text{прям}}$  — соответствующее значение числа Нуссельта для прямой трубы. Приведенные выражения получены для водорода; можно ожидать, что для других жидкостей они будут иметь аналогичный вид.

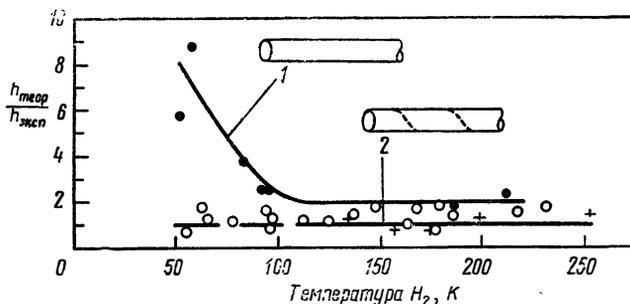


РИС. 3.17. Сравнение теплопередачи на завихрителе из скрученной ленты с теплопередачей в прямой трубе для околокритического водорода [80].  
 1 — труба с гладкими стенками; 2 — труба с завихрителем; + завихритель на первых 4,25 м; ● без завихрителя; ○ завихритель на длине 14 м.

**3.3.4.2. Скрученные ленты и винтовые канавки.** Если интенсифицировать перемешивание жидкости у стенки, то это приведет к увеличению коэффициента теплоотдачи. Бартлиг и Вильямсон [79] создавали вихревое течение жидкого водорода в длинной трубе, поместив в нее скрученную ленту; при этом они установили, что значения коэффициентов теплоотдачи приблизительно совпадают со значениями, полученными из уравнения Диттуса — Бельтера. Эти данные отличаются от результатов, полученных в такой же трубе без завихрителя, в которой измеренное значение  $h$  оказалось значительно меньше теоретического (рис. 3.17).

Мичод и Уэлч [80] наблюдали подобное явление на околокритической воде. Грани винтовой канавки на стенке трубы также индуцируют образование вихрей, сопровождаемое замедлением течения; указанные геометрические особенности канала устраняли «провал» температуры стенки, отмеченный при тех же условиях в аналогичных гладких трубах. Конечно, возрастание коэффициентов теплоотдачи сопровождается дополнительным падением давления.

**3.3.4.3. Ориентация по отношению к массовым силам.** Ориентация теплообменного аппарата относительно направления силы тяжести может оказать значительное влияние на результаты исследования. Ширалкар и Гриффитс [40] и другие исследователи установили, что профили скорости существенно изменяются под воздействием параллельных движению выталкивающих сил. Однако авторам данной работы, исследовавшим вертикальное высокоскоростное течение околокритического водорода, не удалось обнаружить заметных отличий в параметрах течения при изменении направления его движения на противоположное. Первое объяснение основывается на малой величине отношения выталкивающих сил к инерционным, которое в данном случае было чрезвычайно мало:  $Gr_f/Re_f^2 = 4 \cdot 10^{-4}$ . Ширалкар и Гриффитс [40] установили, что вли-

яние выталкивающих сил делается заметным при  $Gr/Re^2 = 4 \cdot 10^{-3}$  для воды и  $1 \cdot 10^{-2}$  для  $CO_2$ . Это заключение согласуется с расчетами Сю и Смита [81].

**3.3.4.4. Влияние условий на входе в трубу.** Влияние условий на входе в трубу для околоскритического водорода исследовали Пейпелл и Браун [82]. В условиях гидродинамически неразвитого течения на входе в трубу при высоких тепловых потоках они получили экспериментальную величину  $h$  в 1,5 раза выше аналогичного значения для развитого течения. Этот эффект распространяется на чрезвычайно большое расстояние вниз по трубе. Было показано, что в слабой степени этот эффект сохраняется и при малых тепловых потоках.

### **3.3.5. Теоретические исследования свободной конвекции (ламинарное течение)**

Физически представляется маловероятным образование ламинарного течения при вынужденной конвекции в околоскритических жидкостях. Такое же замечание может быть сделано по поводу вынужденной конвекции в двухфазных течениях. Характерные для течения двухфазных и околоскритических сред изменения плотности и сопутствующие им явления неустойчивости способствуют развитию турбулентного режима течения.

Продолжая наше рассмотрение околоскритических жидкостей, естественно связать ламинарное течение со свободной или естественной конвекцией. Кошпел и Смит [31] аналитически рассмотрели вопрос о возможности ламинарного режима течения в трубах. Никакого сравнения экспериментальных результатов по ламинарному течению с этим исследованием не проводилось (возможно, из-за отсутствия таких данных). Тем не менее эта работа представляется очень важной, поскольку аналитически удалось предсказать появление максимума и минимума коэффициентов теплоотдачи в различных сечениях труб. В работе [31] дано сравнение с решением при постоянных свойствах жидкости и строго показана необходимость учета изменения свойств.

Анализ течения Куэтта между двумя плоскими пластинами для околоскритического водорода дан в работе Симоно и Вильямса [83]. Цель работы состояла в исследовании влияния предельных изменений переносных свойств на теплопередачу. Оказалось, что в окрестности критической точки происходит резкое уменьшение теплопередачи, однако оно все же не так велико, как изменение переносных свойств.

Значительное количество теоретических работ посвящено рассмотрению ламинарной свободной конвекции на вертикальной пластине для жидкости, находящейся в околоскритическом состоянии. Одно из самых ранних исследований этого вопроса провели Спэр-

роу и Грегг [84]. В ряде более поздних работ дано развитие положений этого исследования и использованы примененные в нем расчетные методики. Анализ течения у вертикальной пластины проводился для некоторых околокритических жидкостей, включая фреон, двуокись углерода и воду.

Рассмотрение ламинарного течения воды у вертикальной пластины проведено Фричем и Грошем [85]. Аналитические результаты их работы получены для значений давления и температуры, как превышающих критические параметры, так и лежащих ниже их. В последующей статье Фрич и Грош [86] представили также экспериментальные результаты исследований свободной конвекции, проведенных на воде. На вертикальной плоской пластине, поддерживаемой при постоянной температуре, они провели эксперименты при критическом давлении (221,3 бар) и двух значениях давления, превышающих критическое. Среднемассовая температура жидкости была выше и ниже критического значения.

Хотя экспериментальные результаты систематически были выше теоретических (почти на 20%), следует отметить общее согласие их между собой.

Паркер и Маллин [55] распространили результаты работы Спэрроу и Грегга [84] на околокритический фреон-114. Они рассчитали профили теплового пограничного слоя для четырех комбинаций температур стенки и потока.

Аналізу фреона-12 посвящена работа Бродовича и Белокоза [87]. Было отмечено превышение экспериментальной величины коэффициента теплопередачи над теоретическим значением в случае, когда температура стенки совпадала с критической температурой. Это различие авторы приписали началу турбулизации течения в пограничном слое. Разница между температурой стенки и среднемассовой температурой составляла 20 К, что является довольно большим значением  $\Delta T$ . Следовательно, при таких условиях вполне можно ожидать начала турбулизации. Это заключение может служить дополнительным подтверждением высказанного ранее предположения о трудности обеспечения условий ламинарного режима течения околокритических жидкостей.

В работе Хасегавы и Иосноки [88] дан анализ течения у вертикальной плоской пластины и приведены некоторые экспериментальные результаты. Методика аналитического решения в этой работе несколько отличается от используемой обычно и основана на применении для решения нелинейных дифференциальных уравнений метода возмущений. Для количественной проверки решения авторы использовали свойства воды и двуокиси углерода. Полученные аналитически результаты для воды сравнивались с экспериментальными данными работы [86], а для  $\text{CO}_2$  — с данными, полученными в лаборатории Университета Кюсю. Была изучена возможность использования определяющей энтальпии для

численного расчета теплопередачи. Авторы сделали вывод, что определяющей (характерной) энтальпией можно пользоваться в узком диапазоне температур в окрестности критической точки.

### 3.3.6. Теоретические исследования вынужденной конвекции

Использование общепринятых методов учета переменности свойств при изучении свободной и естественной конвекции позволило добиться значительного успеха. В случае вынужденной конвекции сложный характер взаимодействия в потоке, вызванный быстрым расширением околоскритической жидкости, накладывает на обычную картину вынужденной конвекции, в силу чего общепринятые методы расчета представляются неприемлемыми. Анализ этих явлений посвящено большое количество теоретических работ. Здесь будет дано их краткое изложение. Как отмечалось в предыдущем разделе, наше рассмотрение касается только турбулентного течения.

**3.3.6.1. Путь перемешивания.** Подход, основанный на использовании понятия пути перемешивания, введенного Прандтлем, используется наиболее широко. Основная идея этого подхода заключается в том, что члены, описывающие напряжения в уравнении Навье—Стокса, могут быть преобразованы к виду членов, описывающих ламинарное сдвиговое напряжение, путем введения кинематического коэффициента турбулентной вязкости  $\epsilon_m$  или коэффициента вихревой диффузии (турбулентного обмена)  $\epsilon_h$ . При этом выражения для сдвигового напряжения и теплового потока принимают обычный вид:

$$\tau = \mu du/dy + \rho \epsilon_m du/dy, \quad (3-30)$$

$$q = -k dT/dy - \rho C_p \epsilon_h dT/dy. \quad (3-31)$$

Предполагая, что эти выражения применимы к полю течения сверхкритической жидкости, Дейсслер [89, 90] использовал следующие безразмерные переменные:

$$u^+ = u/u^*, \quad y^+ = u^* y/\nu_0, \quad T^+ = (1/\beta)(1 - T/T_0), \\ \beta = q_0 u^*/C_p T_0 \quad \text{и} \quad \epsilon^+ = \epsilon/\nu_0,$$

где  $u^*$  — динамическая скорость:

$$u^* = (\tau_0/\rho_0)^{1/2}. \quad (3-32)$$

В безразмерной форме уравнения (3-30) и (3-31) принимают следующий вид:

$$\tau/\tau_0 = [u/u_w + (\rho/\rho_w) \epsilon^+] du^+/dy^+, \quad (3-33)$$

$$q/q_0 = [k/k_w Pr_w + (\rho/\rho_w) (C_p/C_{p,w}) \epsilon^+] dT^+/dy^+. \quad (3-34)$$

Дейсслер [89] численно проинтегрировал эти уравнения для воды при  $\rho/\rho_{кр}=1,56$ . Он предложил ввести характерную температуру  $T_x$  (рассмотренную в разд. 3.3.3) для расчета теплофизических свойств, а Эккерт объяснил разброс экспериментальных данных, введя безразмерную температуру

$$E = (T_x - T_b)/(T_w - T_b). \quad (3-35)$$

В том же году Голдман [91] разработал методику преобразования задачи для жидкостей с переменной плотностью к виду задачи для случая постоянной плотности. Это удалось сделать введением переменной плотности в выражение для динамической скорости

$$u^* = (\tau_0/\rho)^{1/2}. \quad (3-36)$$

При этом вид уравнений (3-33) и (3-34) сохраняется, но все безразмерные переменные изменяются. Обычно для того, чтобы подчеркнуть это, их обозначают  $u^{++}$ ,  $y^{++}$  и  $T^{++}$ . Голдман также предложил новую форму представления коэффициента теплоотдачи, полученную из уравнения Диттуса — Бёльтера [92]:

$$h' = q_0 D^{0,2} / G^{0,8}. \quad (3-37)$$

Эти усовершенствования довольно широко использовались, но достигнутые успехи носили лишь частный характер.

В большинстве исследований, посвященных применению теории пути перемешивания к околоскритическим жидкостям, основное внимание уделялось учету околоскритических явлений с помощью кинематического коэффициента турбулентной вязкости.

Обычно различают непрерывную и составную модели кинематического коэффициента турбулентной вязкости. В случае непрерывной модели кинематического коэффициента турбулентной вязкости, как утверждает Ван Драйст [93], одно и то же выражение для  $\varepsilon$  может быть использовано для всей области течения, тогда как в случае составной модели, по мнению Дейсслера [89], следует различать области, примыкающую к стенке и удаленную от нее.

В непрерывной модели Ван Драйста выражение для  $\varepsilon$  имеет вид

$$\varepsilon = K^2 y^2 \{1 - \exp[-(y/A)^2]\} du/dy, \quad (3-38)$$

где  $K \approx 0,4$  — постоянная Кармана. Для составной модели Дейсслера

$$\begin{aligned} \varepsilon &= n^2 u y [1 - \exp(-n^2 u y / \nu)], \quad \varepsilon / \nu < \gamma, \\ \varepsilon &= K^2 \frac{(du/dy)^3}{(d^2 u / dy^2)^2} \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{(K^2 / \nu) (du/dy)^3}{(d^2 u / dy^2)^2} \right] \right\}, \quad \varepsilon / \nu \geq \gamma, \end{aligned} \quad (3-39)$$

где  $n$  — эмпирическая постоянная, равная 0,109. Выражения (3-38) и (3-39) были получены вначале для жидкости постоянной плотности. Затем их успешно использовали и для газов с переменной плотностью. Исследования в околоскритической области потребовали некоторой модификации этих выражений. О некоторых модификациях речь пойдет ниже.

Гесс и Кунц [68] сделали предположение, что для околоскритического водорода параметр демпфирования в уравнении (3-38) должен включать член, зависящий от кинематической вязкости. В результате они получили выражение (3-19), наиболее часто используемое для околоскритического водорода.

Сю и Смит [81] разработали методику преобразования кинематического коэффициента турбулентной вязкости для случая переменной плотности к виду выражений (3-38) и (3-39) для постоянной плотности. Выражения для коэффициентов турбулентного обмена могут быть записаны в виде

$$\epsilon_m = (1 + F_m) \epsilon, \quad \epsilon_h = (1 + F_h) \epsilon, \quad (3-40)$$

где  $\epsilon$  определяется выражениями (3-39) и

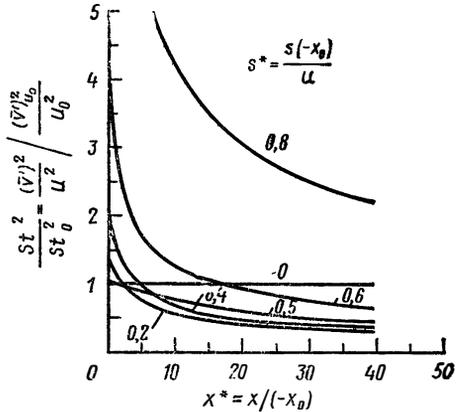
$$F_m = \frac{d(\ln \rho)/dy^+}{d(\ln u^+)/dy^+}, \quad (3-41)$$

$$F_h = \frac{d(\ln \rho)/dy^+}{d(\ln C_p T^+)/dy^+}.$$

Отметим, что выражения (3-40) позволяют осуществить преобразование к виду уравнения для случая постоянной плотности, и что при этом можно использовать для  $\epsilon$  как формулу (3-38), так и формулы (3-39). Сю и Смит [81] из условия равновесия сил, действующих на элементарный объем, получили уравнение, связывающее между собой касательные напряжения, подъемную силу и потери давления. Успешное применение их уравнения для обработки результатов, полученных Бринджером и Смитом [62], показало, что такой подход оправдан и является следующим шагом вперед. Главная трудность, по-видимому, состоит в том, что, в то время как каждый исследователь успешно обрабатывает собственные результаты, последующие попытки сопоставить различные данные наталкиваются на значительные препятствия.

Каждый из методов имеет свои достоинства и позволяет обработать многие результаты из числа опубликованных. Используя методику Дейсслера [89, 90] и Голдмана [91], сотрудники NASA и Сетела из фирмы «Юнайтед эркрафт» с небольшим успехом обработали данные по околоскритическому водороду. Применение методики Гесса и Кунца [68], главным образом в случае режимов, когда среднemasсовая температура была выше  $T^*$ , также принесло скромные результаты. Такой же слабый успех дало использование

РИС. 3.18. Влияние ускорения (продольной деформации) на теплопередачу [84] для положительных скоростей деформации.



методики Голдмана [91], основанной на введении среднеинтегральных свойств. Модификации Сю и Смита [81] также не дали особых результатов. Модификации, использующие различные демпфирующие факторы, включая учет влияния вверх по потоку, также были опробованы и также с разочаровывающими результатами.

**3.3.6.2. Влияние ускорения (деформации) потока.** Дейсслер [94] отметил большое влияние, которое оказывает деформация, возникающая при ускорении или замедлении течения, на теплопередачу при турбулентном режиме. В качестве примера на рис. 3.18 показано влияние деформации при продольном ускорении на среднюю интенсивность однородной турбулентности. По оси ординат отложено отношение квадратов относительной пульсации поперечной составляющей скорости к соответствующему начальному значению  $[(\overline{v'})^2 / u^2] / [(\overline{v'})_0^2 / u_0^2]$ . Можно показать, что эта величина равна отношению квадратов чисел Стантона  $St^2 / St_0^2$ , где  $St_0$  — начальное значение числа Стантона перед ускорением:

$$\left( \frac{St}{St_0} \right)^2 = \frac{(\overline{v'})^2 / u^2}{(\overline{v'})_0^2 / u_0^2} = f \left[ \frac{du/dx}{(du/dx)_0} \right]. \quad (3-42)$$

В качестве абсциссы на рис. 3.18 отложено расстояние вдоль оси; параметр  $s^*$  характеризует величину деформации.

Из графика видно, что местная интенсивность турбулентности (число Стантона) под воздействием деформации убывает.

При нагреве в процессе расширения в трубе постоянного сечения околоскритическая жидкость может подвергаться действию значительных продольных ускорений. То, что такие эффекты на самом деле могут иметь место при расширении, показывают эксперименты Вейланда [95] и Тейлора [96] с газами при больших тепловых потоках. Дейсслер [94] показал, что характер данных в

работах [95, 96] может быть объяснен влиянием деформации или ускорения. Возможно, что некоторые особенности зависимости коэффициента теплоотдачи, которые наблюдаются у околокритического водорода, также связаны с влиянием деформаций.

Рассмотренная в данном разделе околокритическая область (область IV на рис. 3.1) граничит с двухфазной областью, а также областями газа и жидкости. Теплопередача в двухфазной области рассмотрена в части II этой книги. Рекомендательные соотношения для областей с газовой и жидкой фазами представлены здесь.

В работах Маккарти и Вулфа [97, 98] и Тейлора [99] приведено много данных по теплопередаче и потерям давления в водороде и гелии в области I. В этой области следует отдать предпочтение формуле Тейлора, учитывающей влияние начального участка, которая совпадает с формулой Маккарти и Вулфа [97, 98] при  $X/D > 25$ :

$$\text{Nu} = \text{Nu}_b (T_w/T_b)^{-0,57-1,59/(X/D)}, \quad (3-43)$$

где

$$\text{Nu}_b = 0,023 \text{Re}_b^{0,8} \text{Pr}_b^{0,4}. \quad (3-44)$$

Тейлор проверил свою формулу на низкотемпературных газах и показал, что она дает вполне удовлетворительные результаты.

Тейлор [100] и Маккарти и Вулф [98] определили также коэффициент трения для области I. В этой области следует рекомендовать формулу Тейлора. При низких значениях  $T_w/T_b$  она приближается к классической формуле Ку — Дрю и Макадамса. Формула Тейлора имеет вид

$$f/2 = 0,0007 + (0,0625/\text{Re}_w^{0,32}) (T_b/T_w)^{1/2}. \quad (3-45)$$

Влияние шероховатости поверхности на теплопередачу исследовали Маккарти и Вулф [97], которые показали, что в зависимости от отношения высоты неровностей к диаметру трубы вызванное шероховатостью увеличение коэффициента теплопередачи может достигать 20%.

Криогенные жидкости в области жидкой фазы (область II на рис. 3.1) не исследовались. Как и для всяких других однородных сред, сами по себе температуры криогенных жидкостей не порождают никаких особенностей. Поэтому принято считать, что теплопередача в области криогенных жидкостей подобна теплопередаче любой обычной жидкости, например воды, при том же отношении температуры стенки к среднemasсовой температуре жидкости. При малых и средних тепловых потоках в соотношениях Нуссельта для криогенных жидкостей используют в качестве определяющей среднemasсовую температуру жидкости. Пока не получены результаты, указывающие на недопустимость такого подхода, эта

методика считается применимой к криогенным жидкостям. Для криогенных жидкостей возможны большие значения температурных факторов, что может оказать сильное влияние на результаты экспериментов. Следует проявлять осторожность при использовании соотношений для жидкостей в этих случаях.

### 3.4. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь;
- $A_{cp}$  — средняя площадь поверхности;
- $A_T$  — полная площадь поверхности;
- $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;
- $\bar{c}_p$  — среднеинтегральная удельная теплоемкость;
- $C_v$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме;
- $D$  — коэффициент самодиффузии;
- $D_{ln}$  — коэффициент бинарной диффузии;
- $d$  — диаметр;
- $f$  — коэффициент трения;
- $f(\ )$  — функция;
- $Gr$  — число Грасгофа;
- $H$  — энтальпия;
- $h$  — коэффициент теплоотдачи;
- $h_c$  — средний коэффициент теплоотдачи в искривленном канале;
- $h_{cv}$  — коэффициент теплоотдачи на вогнутой поверхности;
- $h_{cx}$  — коэффициент теплоотдачи на выпуклой поверхности;
- $k$  — коэффициент теплопроводности;
- $k_0$  — значение коэффициента теплопроводности при нормальных условиях;
- $L$  — длина (полная длина петлевого контура при естественной конвекции);
- $l_T$  — длина экспериментальной секции петлевого контура;
- $Nu$  — число Нуссельта;
- $p$  — давление;
- $p_{кр}$  — термодинамическое критическое давление;
- $P_r$  — число Прандтля;
- $q$  — тепловой поток;
- $R$  — газовая постоянная, а также радиус;
- $Ra$  — число Рэлея;
- $Re$  — число Рейнольдса;
- $St$  — число Стантона;
- $T$  — температура;
- $T_{кр}$  — термодинамическая критическая температура;
- $T^*$  — транспонированная критическая температура;
- $T_{нас}$  — температура насыщения;
- $u$  — скорость;

- $u^*$  — динамическая скорость;  
 $u^+ = u/u^*$  — безразмерная скорость;  
 $x$  — паросодержание;  
 $y$  — половина длины экспериментальной секции петлевого контура;  
 $y^+ = y(\tau_0/\rho)^{1/2} / \nu$  — безразмерное расстояние от стенки;  
 $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  
 $\alpha$  — гидравлический диаметр, а также параметр скольжения;  
 $\varepsilon$  — кинематический коэффициент турбулентной вязкости;  
 $\mu$  — динамическая вязкость;  
 $\nu$  — кинематическая вязкость;  
 $\nu_0$  — значение кинематической вязкости при нормальных условиях;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\rho_{пл}$  — плотность жидкости, находящейся в равновесии с твердой фазой при соответствующем давлении;  
 $\tau$  — касательное напряжение;  
 $\phi$  — любая из характеристик жидкости.

### Индексы

- $b$  — величина при среднемассовой температуре;  
 $c$  — характеристика искривленного канала;  
 $cv$  — вогнутая поверхность;  
 $cx$  — выпуклая поверхность;  
 $f$  — жидкая или газообразная среда, а также величина при температуре пленки;  
 $w$  — величина при параметрах на стенке;  
 $x$  — величина в точке с координатой  $x$ , а также свойство жидкости при определяющей температуре  $T_x = T_b + x(T_w - T_b)$ ;  
 $O$  — величина при исходных значениях параметров;  
 ид — идеальный;  
 кр — критический;  
 нас — насыщение;  
 пр — проникание;  
 ср — средний.

### 3.5. ЛИТЕРАТУРА

1. Hirschfelder O., Curtiss F., Bird R., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, John Wiley and Sons, New York, 1954; русский перевод: Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., *Молекулярная теория газов и жидкостей*, ИЛ, М., 1961.
2. Rowlinson J. S., *Liquids and Liquid Mixtures*, Butterworth Scientific Publication, 1959.
3. Widom B., *Science*, 157 (3787), 375 (1967).

4. Maass O., *Chem. Rev.*, **23** (1), 17 (1938).
5. Michels A., Blaisse B., Michels C., *Proc. Roy. Soc. (London)*, **160A** (902), 358 (1937).
6. Goodwin R. D., Diller D. E., Roder H. M., Weber L. A., *J. Res. NBS, A. Phys. and Chem.*, **67** (2), 173 (1963).
7. Obert E. F., *Concepts of Thermodynamics*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1960.
8. Benedict M., Webb G. B., Rubin L. C., *J. Chem. Phys.*, **8** (4), 334 (1940).
9. Strobbridge T. R., NBS Tech. Note 129, January 1962.
10. Roder H. M., Goodwin R. D., NBS Tech. Note, 130, December 1961.
11. Griffiths B., *J. Chem. Phys.*, **43** (6), 1958 (1965).
12. Griffiths B., *Phys. Rev.*, **158** (1), 176 (1967).
13. Green M. S., Vicentini-Missoni M., Levelt-Sengers J. M. H., **18** (25), 1113 (1967).
14. Levelt-Sengers J. M. H., Vicentini-Missoni M., *Proceedings 4th Symposium on Thermophysical Properties*, ASME, **79**, 1968.
15. Vicentini-Missoni M., Levelt-Sengers J. M. H., Green M. S., *Phys. Rev. Lett.*, **22** (9), 389 (1969).
16. Sengers J. V., Ph. D. Dissertation, Univ. of Amsterdam, The Netherlands, 1962.
17. Guildner A., *J. Res. NBS, A. Phys. and Chem.*, **66** (4), 341 (1962).
18. Diller D. E., Roder H. M., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York, 1970, p. 58.
19. Stiel I., Thodos G., *Progress in International Research on Thermodynamic and Transport Properties*, ASME, 352, 1962.
20. Sengers J. V., *Recent Advances in Engineering Science*, Vol. 3 (Eringen A. C., ed.), Gordon and Breach Science Publ., 1969, p. 153.
21. Brokaw S., paper presented at International Conference on Properties of Steam, Tokyo, Japan, Sept. 9—13, 1968.
22. Thurston R. S., Ph. D. Dissertation, Univ. of New Mexico, Albuquerque, New Mexico, 1966.
23. Hendricks R. C., Graham R. W., Hsu Y. Y., Friedman R., NASA TN D-765, May 1961.
24. Schmidt E., Eckert E. R. G., Grigg U., *Trans. № F-TS-527-RE*, Air Material Command, Wright-Patterson AFB, Ohio, April 26, 1946.
25. Powell B., *Jet Propulsion*, **27** (7), 776 (1957).
26. Hendricks R. C., Graham R. W., Hsu Y. Y., Medeiros A. A., *ARS J.*, **32** (2), 244 (1962); русский перевод: *Ракетная техника*, № 2, стр. 77 (1962).
27. Miller W. S., Seader J. D., Trebes D. M., *Bull. Inst. Intern. Froid*, Annexe № 2, 173 (1965).
28. Шицман М. Е., *Теплофизика высоких температур*, 1, № 2, стр. 267 (1963).
29. Yamagata K., Nishikawa K., Hasegawa S., Fugii T., paper presented at Semi-International Symposium, Sept. 1967, Japan Society of Mechanical Engineers.
30. Domin G., *Brennstoff — Wärme — Kraft*, **15** (11), 527 (1963).
31. Koppel L. B., Smith J. M., *Intern. Developments in Heat Transfer*, ASME, 585, 1963.
32. Petukhov B. S., Krasnoschekov E. A., Protopopov V. S., *Intern. Developments in Heat Transfer*, ASME, 569, 1963.
33. Swenson H. S., Carver J. R., Kakarala C. R., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **87** (4), 477 (1955); русский перевод: *Труды Америк. об-ва инж.-мех.*, сер. С, *Теплопередача*, № 4, стр. 58 (1965).
34. Hsu Y. Y., *Intern. Developments in Heat Transfer*, ASME, D-188, 1963.
35. Hauptmann E. G., Ph. D. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1966.
36. Стырикович М. А., Шицман М. Е., Миропольский С. Л., *Теплоэнергетика*, № 3, стр. 32 (1956).

37. Styrikovich M. A., Miropolskii Z. L., Shitsman M. E., *Mitt. Ver. Grosskesselbesitzer*, 61, 288 (1959).
38. Wood D., Ph. D. Dissertation, Northwestern Univ., Evanston, Illinois, 1963.
39. Kahn A., Ph. D. Dissertation, Univ. of Manchester, England, 1965.
40. Shiralkar B. S., Griffith P., Paper 68-HT-39, ASME, August 1968.
41. McCarthy J. R., Trebes D. M., Seader J. D., Paper 67-HT-59, ASME, August 1967.
42. Hines W. S., Wolf H., *ARS J.*, 32 (3), 361 (1962); русский перевод: *Ракетная техника*, № 3, стр. 56 (1962).
43. Hendricks R. C., Graham R. W., Hsu Y. Y., Friedman R., NASA TN D-3095, 1966.
44. Goldmann K., Rept. NDA-2-31, Nuclear Development Corp. of America, 1956.
45. Graham R. W., Hendricks R. C., Ehlers R. C., NASA TN D-1883, 1964.
46. Griffith J. D., Sabersky R. H., *ARS J.*, 30 (3), 289 (1960).
47. Knapp K., Sabersky R. H., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 9 (1), 41 (1966).
48. Nishikawa K., Miyabe K., *Mech. Fac. Eng. Kyusa Univ.*, 25 (1), 1 (1965).
49. Cumo M., Farello G. E., Ferrari G., paper presented at the 11th National Heat Transfer Conference, Minneapolis, Minnesota, August 3, 1969.
50. Holt V. E., Grosh R. J., *Nucleonics*, 21 (8), 122 (1963).
51. Skripov V. P., Potashev P. I., NASA TT F-11333, 1967.
52. Goldstein R. J., Aung W., paper 67-WA/HT-2, ASME, November 1967.
53. Grigull U., Abadzic E., presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England, March 1968.
54. Hasegawa S., Yoshioka K., in Proceedings of 3rd Intern. Heat Transfer Conference, Vol. 2, AIChE, 1966, p. 214.
55. Parker J. D., Mullin T. E., presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England, March 1968.
56. Sparrow E. M., Gregg J. L., *Trans. ASME*, 80 (4), 879 (1958).
57. Larson J. R., Schoenhals R. J., *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 88 (4), 407 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C*, № 4, стр. 81 (1966).
58. Simon H. A., Eckert E. R. G., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 6 (8), 681 (1963).
59. Holman J. P., Boggs J. H., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 82 (3), 221 (1960).
60. Tanger G. E., Lytle J. H., Vachon R. I., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 90 (1), 37 (1968); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C*, № 1, стр. 38 (1968).
61. Eckert E. R. G., *Trans. ASME*, 76 (1), 83 (1954).
62. Bringer R. P., Smith J. M., *AIChE J.*, 3 (1), 49 (1957).
63. Schnurr N. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 91 (1), 16 (1959); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C, Теплопередача*, № 1, стр. 1 (1969).
64. Miropolskii Z. L., Picus V. J., Shitsman M. E., Proceedings of 3rd International Heat Transfer Conference, Vol. 2, AIChE, 1966, p. 95.
65. Dickinson N. L., Welch C. P., *Trans. ASME*, 80 (3), 746 (1958).
66. Finn D., Ph. D. Dissertation, Univ. of Oklahoma, Norman, Oklahoma, 1964.
67. Brokaw R. S., NACA RM E57K19a, 1958.
68. Hess H. L., Kunz H. R., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 87 (1), 41 (1965); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C, Теплопередача*, № 1, стр. 49 (1965).
69. Graham R. W., NASA TN D-5522, 1969.
70. Wilson M., Ph. D. Dissertation, Univ. of New Mexico, Albuquerque, New Mexico, 1969.

71. Gill L. E., Hewitt G. F., Lacey P. M. C., Rept. AERE-R-3955, United Kingdom Atomic Energy Authority, 1963.
72. Bourke P. J., Pulling D. J., Gill L. E., Denton W. H., paper presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England, March 1968.
73. Ito H., *J. Basic. Eng.*, **81** (2), 123 (1959).
74. Dean W. R., (Ser. VII), **5** (30), 674 (1928).
75. Hendricks R. C., Simon F. F., Multi-Phase Flow Symposium (Lipstein N. J., ed.), ASME, 1963, p. 90.
76. Heat Transfer to Cryogenic Hydrogen Flowing Turbulently in Straight and Curved Tubes at High Heat Fluxes, NASA CR-678, 1967.
77. McCarthy J. R. et al., Rept. 6529, Rocketdyne Div., North American Aviation, NASA SR-78634, September 15, 1966.
78. Taylor F., *J. Spacecraft Rockets*, **5** (11), 1353 (1968).
79. Bartlit J. R., Williamson K. D., Jr., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 561.
80. Michaud E., Welch C. P., short communication at the Seminar on Near Critical Fluids, Gryogenic Engineering Conference, Case Western Reserve Univ., Cleveland, Ohio, 1968.
81. Hsu Y. Y., Smith J. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **83** (2), 176 (1961); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C, Теплопередача, № 2*, стр. 94 (1961).
82. Papell S. S., Brown D. D., paper presented at the 11th National Heat Transfer Conference, Minneapolis, Minnesota, August 3, 1969.
83. Simoneau R. J., Williams J. C., III, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **12**, 120 (1969).
84. Sparrow E. M., Gregg J. L., *Trans. ASME*, **80**, 879 (1959).
85. Fritsch C. A., Grosh R. J., Proceedings of 1961 International Heat Transfer Conference, ASME, Vol. 5, paper 121, August 1961.
86. Fritsch C. A., Grosh R. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **85**, 289 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. C, Теплопередача, № 4*, стр. 3 (1963).
87. Brodowicz K., Bealokoz J., *Archivium Budowy Maszyn X*, **4**, (1963).
88. Hasegawa S., Yoshioka K., Proceedings of 1966 Intern. Heat Transfer Conference, ASME, Vol. III, № 2, August 1966.
89. Deissler R. G., *Trans. ASME*, **76** (1), 73 (1954).
90. Deissler R. G., NACA Rept., 1210, 1955.
91. Goldmann K., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **50** (11), 105 (1954).
92. Dittus F. W., Boelter L. M. K., Univ. of California Publications in Engineering, Vol. 2, UCLA Press, Los Angeles, California, 1930, p. 443.
93. Van Driest E. R., Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, University of California, Los Angeles, paper XII, 1955.
94. Deissler R. G., NASA TN D-2800, 1965.
95. Weiland F., Jr., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **61** (60), 97 (1965).
96. Taylor M. F., NASA TN D-2280, 1964.
97. McCarthy J. R., Wolf H., Rept. RR 60-12 (NP-10572), Rocketdyne Division, North American Aviation, December 1960.
98. McCarthy J. R., Wolf H., *ARS J.*, **30** (4), 423 (1960).
99. Taylor M. F., NASA TN D-4332, 1968.
100. Taylor M. F., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **10** (8), 1123 (1967).



**ЧАСТЬ II**

**ДВУХФАЗНЫЕ СРЕДЫ**

# 4

## ТЕРМИНОЛОГИЯ И КАЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

У. Фрост, У. Харпер<sup>1</sup>

### 4.1. ВВЕДЕНИЕ

В этой главе вводится наиболее употребительная терминология и дается общепринятое описание физической картины двухфазного течения и теплоотдачи в двухфазных средах. Сначала описываются различные виды и режимы кипения, затем различные режимы течения; после этого приводятся определения, относящиеся к течениям насыщенных двухфазных смесей.

### 4.2. ВИДЫ КИПЕНИЯ

Кипение есть процесс образования пара вследствие превращения жидкой фазы в газообразную при подводе тепла или изменении давления. На практике встречаются различные виды кипения, из которых наиболее распространенными являются пузырьковое кипение и пленочное кипение. Они подразделяются на кипение при свободной конвекции, называемое также кипением в большом объеме, и кипение при вынужденной конвекции, а эти виды кипения в свою очередь подразделяются в зависимости от того, происходит ли кипение в условиях насыщения или недогрева.

Термин «пузырьковое кипение» относится к случаю, когда образование пара происходит в виде пузырьков в центрах парообразования на поверхности нагрева, находящейся в жидкости. Если кипение имеет место в большом объеме или сосуде, в которых движение жидкости происходит только вследствие естественной конвекции и перемешивания, вызванного движением пузырьков пара, такой процесс называется кипением при естественной конвекции или кипением в большом объеме. Чаще всего при кипении в большом объеме температура жидкости равна или немного выше

<sup>1</sup> W. Frost, W. L. Harper, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома.



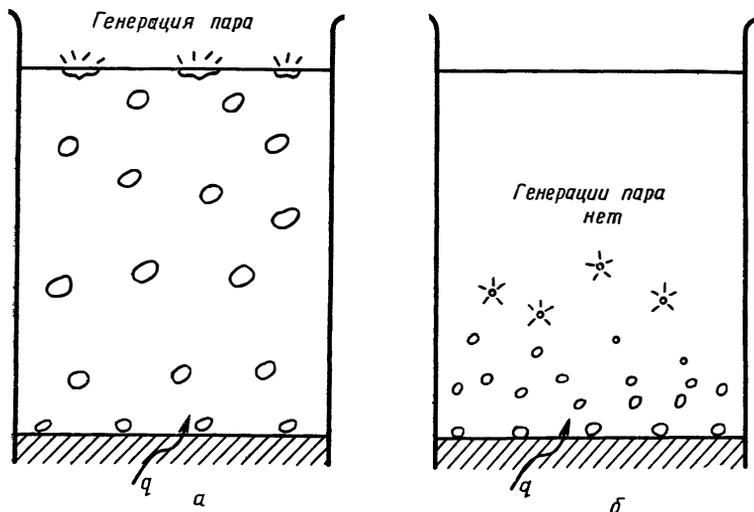


РИС. 4.1. Кипение в большом объеме.

*a* — кипение при насыщении (с генерацией пара); *b* — кипение при недогреве (местное или поверхностное кипение).

температуры насыщения, соответствующей давлению в системе, и процесс кипения в этом случае называется кипением в большом объеме при насыщении. Пузырьки, образующиеся на нагретой поверхности, растут по мере того, как они поднимаются в этой слегка перегретой жидкости и лопаются на свободной поверхности жидкости (рис. 4.1, *a*). Таким образом, в системе происходит генерация пара, и вместо термина «кипение при насыщении» часто используется термин «кипение в большом объеме с генерацией пара».

Если созданы условия для поддержания температуры жидкости в сосуде ниже температуры насыщения при отсутствии вынужденной конвекции, то в системе происходит кипение в большом объеме с недогревом. Степень недогрева определяется как разность между температурой насыщения и среднemasсовой температурой жидкости (т. е.  $\Delta T_{\text{нед}} = T_{\text{нас}} - T_{\text{ж}}$ ). В этом случае пузырьки растут в примыкающем к поверхности нагрева слое перегретой жидкости, однако быстро схлопываются вблизи или на поверхности по мере проникновения в недогретую жидкость, поэтому кипение в недогретой жидкости также называют местным или поверхностным кипением (рис. 4.1, *b*).

Пузырьковое кипение при вынужденной конвекции происходит, когда жидкость течет около сильно нагретой поверхности; при этом пузырьки образуются в центрах парообразования на горячей поверхности. В этих условиях часто возникает кипение с недогре-

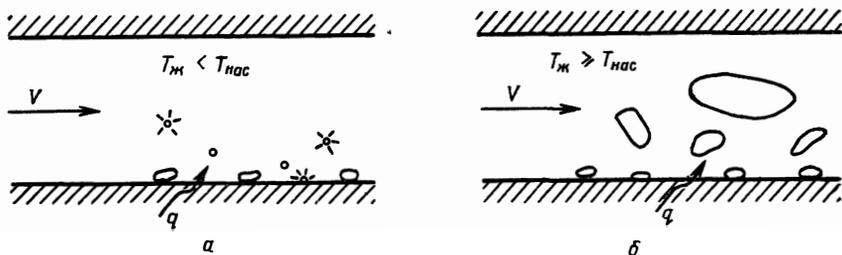


РИС. 4.2. Кипение при вынужденной конвекции.

*a* — кипение при недогреве (местное или поверхностное кипение, генерации пара нет); *b* — кипение при насыщении или объемное кипение с генерацией пара (возможны различные режимы течения парожидкостной смеси).

вом, поскольку в ядро потока непрерывно поступает недогретая жидкость, как показано на рис. 4.2, *a*. Термины «кипение с недогревом при вынужденной конвекции», «поверхностное кипение» и «местное кипение» применяются к этому типу кипения как равнозначные.

Кипение насыщенной жидкости при вынужденной конвекции, или объемное кипение, происходит, когда температура в ядре потока движущейся жидкости равна температуре насыщения или немного превышает ее (рис. 4.2, *b*). В этом случае могут существовать многочисленные различные режимы течения парожидкостного потока, в которых действуют разные механизмы теплоотдачи. Эти режимы будут описаны ниже.

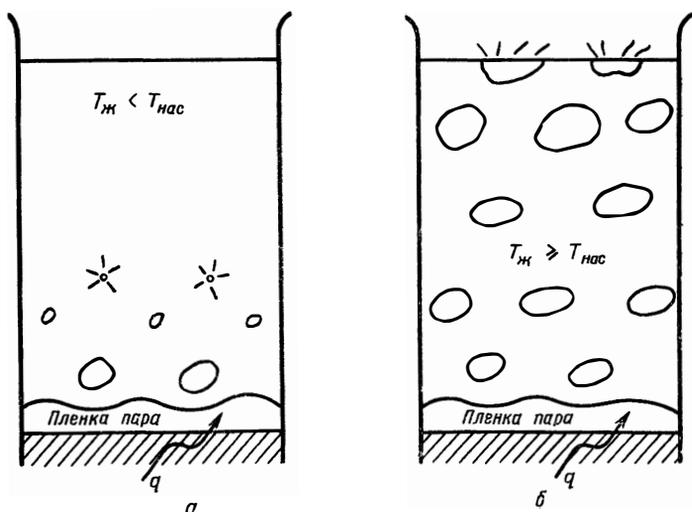


РИС. 4.3. Пленочное кипение (нижнюю поверхность покрывает пленка пара).

*a* — пленочное кипение при недогреве (генерации пара нет); *b* — пленочное кипение при насыщении (с генерацией пара).

Пленочное кипение представляет собой другую разновидность кипения, которая встречается как при естественной, так и при вынужденной конвекции. Этот механизм кипения характеризуется образованием пленки пара, обладающей большим тепловым сопротивлением, которая препятствует контакту жидкости с поверхностью нагрева и передаче энергии к жидкости. Большие паровые пузыри отделяются от волнистой поверхности раздела жидкость—пар и либо поднимаются в насыщенной жидкости, либо схлопываются в недогретой жидкости (рис. 4.3). При пленочном кипении в условиях вынужденной конвекции в трубе движение жидкости происходит в центральном ядре, отделенном от стенок кольцевым слоем пара.

### 4.3. РЕЖИМЫ КИПЕНИЯ

Различные виды кипения соответствуют различным областям на графике, изображающем зависимость теплового потока от разности температур между нагретой поверхностью и насыщенной жидкостью (т. е.  $\Delta T_{\text{нас}} = T_w - T_{\text{нас}}$ ). Рассмотрим, например, рис. 4.4, на котором приведена типичная зависимость теплового потока от  $\Delta T_{\text{нас}}$  для кипения в большом объеме азота. Крайний левый участок кривой описывает режим конвективной теплоотдачи вследствие циркуляции перегретой жидкости, поднимающейся к поверхности раздела, на которой происходит испарение. Теплоотдача в этом режиме рассчитывается с помощью методов, описанных в гл. 3. Увеличение температуры стенки приводит к образованию пузырьков пара в небольшом числе отдельных центров парообразования на поверхности. Эти пузырьки исчезают из-за конденсации пара, не достигнув поверхности жидкости, что соответствует режиму кипения с недогревом. Одновременно с первым появлением пузырьков зависимость теплового потока начинает отклоняться вверх от слабо возрастающей зависимости, характерной для режима естественной конвекции, что указывает на начало кипения. Дальнейшее увеличение температуры стенки приводит к интенсивному образованию пузырьков пара, которые поднимаются к поверхности раздела, и пар выходит из жидкости в окружающую среду. Таким образом, быстро достигается состояние полностью развитого кипения насыщенной жидкости; при этом наблюдается быстрое возрастание теплового потока при сравнительно небольшом увеличении температуры стенки. Такое быстрое увеличение теплового потока связано с ростом пузырьков и перемешиванием жидкости. Этот режим теплоотдачи будет обсуждаться в гл. 5.

При некотором значении теплового потока достигается максимум, который связан с переходом от пузырькового кипения к пленочному. Этот переход может происходить двумя путями в зави-

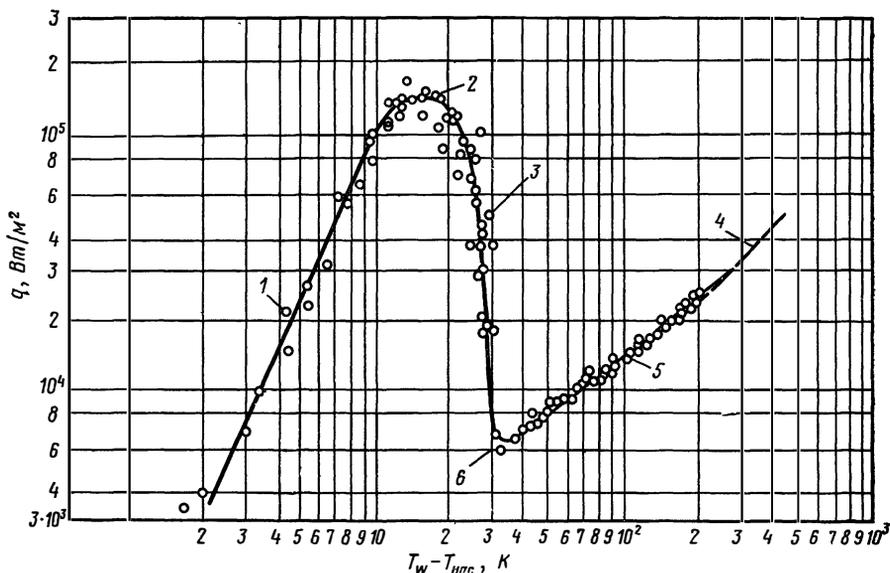


РИС. 4.4. Характеристическая кривая для кипения жидкого азота [12].

1 — пузырьковое кипение; 2 — максимальный тепловой поток; 3 — переходный режим кипения; 4 — данные Бромли; 5 — пленочное кипение; 6 — минимальный тепловой поток.

симости от способа нагрева. При нагреве постоянным тепловым потоком, как, например, в случае выделения джоулева тепла в электронной аппаратуре или при нагреве тепловыделяющих элементов реактора вследствие ядерного распада, переход к пленочному кипению происходит почти мгновенно. Разность температур почти сразу же достигает большой величины, которая требуется, чтобы поддерживать постоянный тепловой поток через мгновенно образовавшуюся пленку пара, обладающую большим тепловым сопротивлением. Из рис. 4.4 видно, что эта разность температур составляет приблизительно 500—1000 К. Для криогенных жидкостей, температура насыщения которых мала, поверхность нагрева, как правило, не будет плавиться при резком возрастании температуры; однако в чувствительной к температуре электронной аппаратуре могут возникать внутренние повреждения. Поэтому в большинстве практических случаев следует избегать достижения максимального теплового потока.

Плавный переход от пузырькового кипения к пленочному происходит, когда тепловой поток создается в результате конденсации пара или путем конвекции от высокотемпературных жидкостей. Поскольку эти процессы являются саморегулирующимися, на части поверхности нагрева будет происходить пленочное кипение, а на другой части — пузырьковое кипение. Размеры площадей по-



РИС. 4.5. Механизм кризиса теплоотдачи.

*а* — определяющим является тепловой поток от поверхности. Если  $q = \text{const}$ , то при избыточном выделении пара  $h_{ср}$  резко падает и  $T_w$  становится очень большой, чтобы тепловой поток не изменился,  $q_{ср} = h_{ср}(T_w - T_{нас})$ .

*б* — определяющей является температура поверхности. При образовании пленки пара  $T_w$  возрастает, что приводит к уменьшению теплового потока  $q_ж$ , т. е. процесс является саморегулирующимся.

верхности, на которых происходит пленочное и пузырьковое кипение, не являются постоянными; с повышением температуры стенки площадь поверхности, покрытой пленкой, увеличивается до тех пор, пока не будет достигнут режим полностью развитого пленочного кипения в точке минимума кривой. В переходном режиме частичного пленочного кипения тепловой поток уменьшается с повышением температуры стенки. Переходный режим кипения слабо изучен, и критериальные зависимости для его описания отсутствуют. В последующих главах этот режим обсуждаться не будет, и единственный подход, который можно рекомендовать для расчета переходного режима кипения, состоит в использовании зависимости для теплового потока типа представленной на рис. 4.4. При отсутствии экспериментальных данных можно порекомендовать соединить плавной кривой точки минимума и максимума, положение которых рассчитывается с помощью методов, изложенных в гл. 6 и 8 соответственно.

Рис. 4.5 иллюстрирует механизм перехода от пузырькового кипения к пленочному при различных условиях теплообмена. Первый механизм — это переход в режиме, определяемом тепловым потоком, а второй — в режиме, определяемом температурой стенки.

Тепловой поток в точке максимума кривой получил множество названий: критический тепловой поток, пиковый тепловой поток, тепловой поток прогара, максимальный тепловой поток, первый кризис кипения (термин, широко используемый в русской литературе) и отклонение от пузырькового кипения. В гл. 6 рассматриваются механизм и методы расчета максимального теплового потока; там эти термины будут употребляться как равнозначные. Минимум кривой также имеет несколько названий: минимальный

тепловой поток при пленочном кипении, второй кризис кипения и тепловой поток при прекращении пленочного кипения. Минимальный тепловой поток при пленочном кипении рассматривается в гл. 8.

Последний режим на кривой кипения называется областью полностью развитого пленочного кипения. В этой области тепловой поток характеризуется более медленным ростом при увеличении  $\Delta T_{\text{нас}}$ , что указывает на менее эффективный механизм теплоотдачи по сравнению с пузырьковым кипением. По этой причине в практических приложениях режим пленочного кипения для обычных жидкостей, таких, как вода, используется не часто. Однако пленочное кипение часто встречается в криогенных жидкостях, так как они имеют низкие температуры насыщения. В гл. 7 рассматриваются методы расчета теплового потока при пленочном кипении.

Следует отметить, что кривая кипения в большом объеме для случая кипения, определяемого тепловым потоком, обнаруживает явление гистерезиса, как это показано штрихпунктирными линиями на рис. 4.7. Обратный переход от пленочного к пузырьковому кипению происходит не по кривой перехода от пузырькового к пленочному кипению, а по штрихпунктирной прямой со стрелками от точки минимума теплового потока.

#### 4.4. КИПЕНИЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Кривая кипения при вынужденной конвекции подобна кривой кипения в большом объеме, однако из-за влияния скорости потока, недогрева и многообразия режимов течения парожидкостной смеси выделить различные режимы кипения здесь труднее.

##### 4.4.1. Кипение при недогреве

Полученные экспериментально кривые для кипения при недогреве в условиях вынужденной конвекции, когда паросодержание жидкости на выходе очень мало, приведены на рис. 4.6. Начальные участки графиков соответствуют случаю чисто вынужденной конвекции, когда теплопередача может быть рассчитана по зависимостям, приведенным в гл. 3. Резкий излом линий соответствует началу пузырькового кипения. Рассмотрение представленных на рис. 4.6 зависимостей показывает, что пузырьковое кипение сравнительно нечувствительно к степени недогрева или скорости течения жидкости, хотя начало кипения сильно зависит от температуры жидкости. Однако если в качестве независимой переменной выбрать  $\Delta T_{\text{нас}}$ , то экспериментальные данные для кипения при вынужденной конвекции можно описать единой кривой. Отсюда сле-

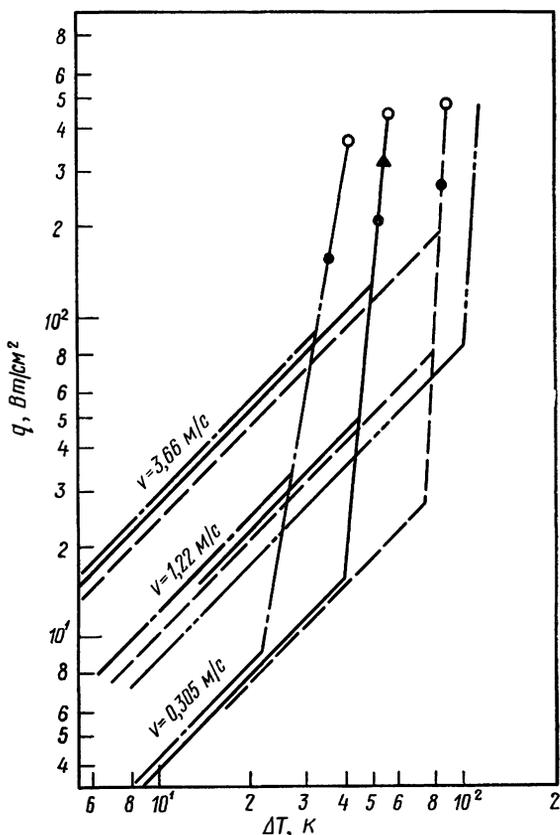


РИС. 4.6. Характеристические кривые для кипения при недогреве в условиях вынужденной конвекции.

Кризис кипения: ○ 3,66 м/с; ▲ 1,22 м/с; ● 0,305 м/с; - · - ·  $\Delta T_{\text{нед}} = 11$  К; —  $\Delta T_{\text{нед}} = 28$  К; - - -  $\Delta T_{\text{нас}} = 56$  К; - · · ·  $\Delta T_{\text{нас}} = 83$  К.

дует, что определяющим параметром для теплоотдачи при пузырьковом кипении является величина  $\Delta T_{\text{нас}}$ , а не  $T_w - T_{\text{ж}}$ . При очень больших скоростях течения влияние скорости на кривую кипения мал, а при малых скоростях вообще отсутствует [1].

Если скорость течения и недогрев жидкости не влияют на механизм пузырькового кипения, то для критического теплового потока это не так. Результаты, представленные на рис. 4.6, показывают, что критический тепловой поток заметно возрастает при увеличении недогрева и скорости течения. Переход к пленочному кипению при вынужденной конвекции может происходить либо таким же образом, как при кипении в большом объеме, либо же те-

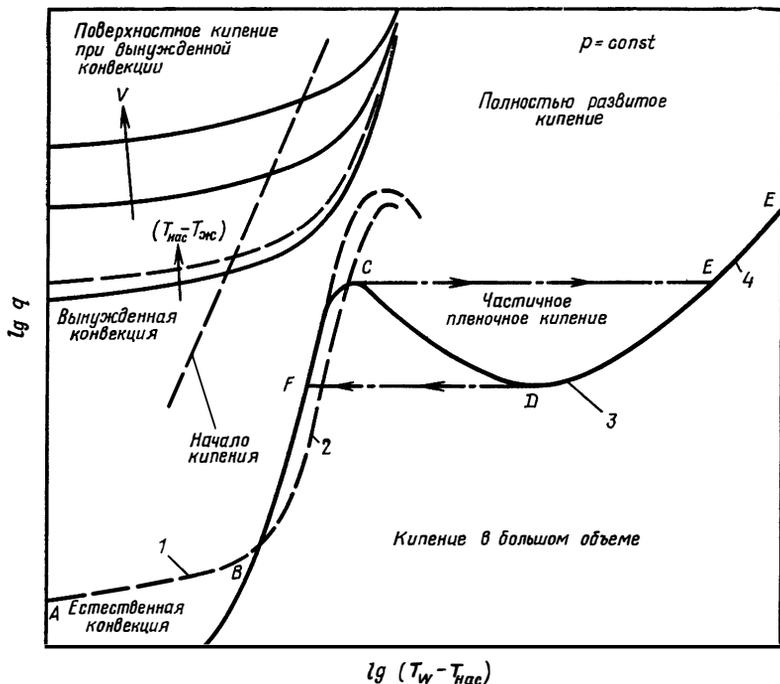


РИС. 4.7. Сравнение кривых для кипения в условиях вынужденной конвекции и в большом объеме.

1 — кипение в большом объеме при недогреве; 2 — пузырьковое кипение; 3 — кипение в большом объеме при насыщении; 4 — пленочное кипение.

чение может перестраиваться и тогда переход будет происходить совершенно по-другому, как это будет описано ниже. Однако в сильно недогретом потоке режим пузырькового кипения, как правило, существует вплоть до наступления кризиса теплоотдачи, и после перехода возникает режим с течением жидкости в центральном ядре и течением пара в кольцевой пленке вдоль стенок.

Сравнение кипения при вынужденной конвекции с кипением в большом объеме проводится на рис. 4.7. Существует расхождение мнений относительно того, является ли кривая пузырькового кипения при вынужденной конвекции продолжением кривой кипения в большом объеме или нет.

#### 4.4.2. Кипение при насыщении

Рис. 4.8 иллюстрирует различные механизмы теплоотдачи для кипения при насыщении. Рассмотрим недогретую жидкость, входящую в канал, к стенкам которого подводится постоянный тепловой поток. Вначале температура жидкости ниже температуры

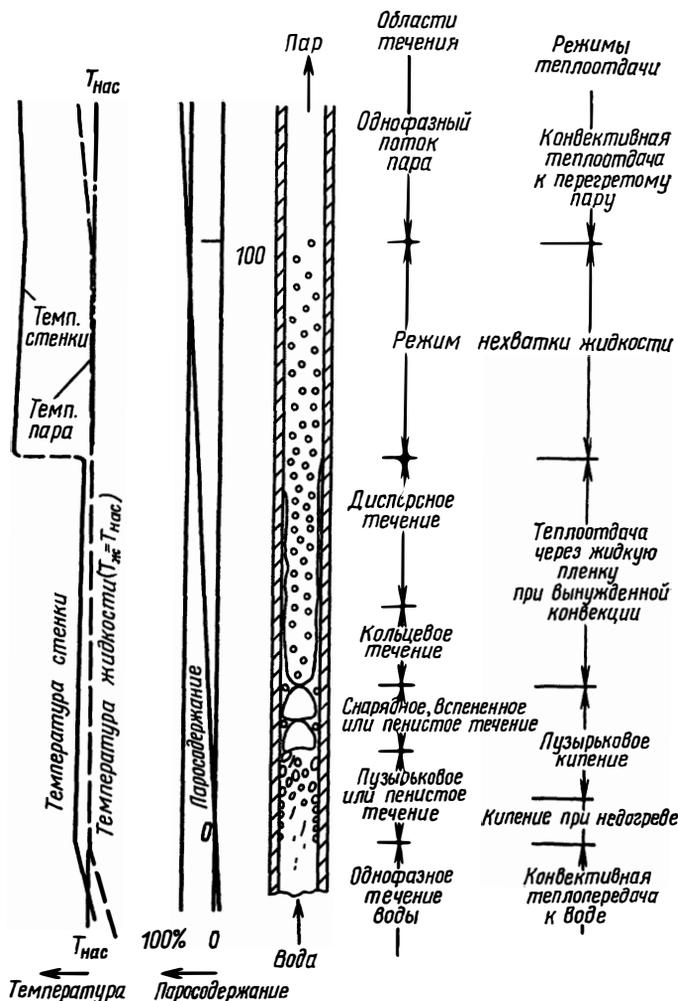


РИС. 4.8. Характерные режимы течения кипящей насыщенной жидкости в условиях вынужденной конвекции [7].

насыщения и имеет место течение однофазной жидкости в условиях вынужденной конвекции. По мере движения жидкость будет непрерывно нагреваться и в конце коiledов начнется кипение при недогреве, когда жидкость около стенки достаточно перегревается для того, чтобы начали образовываться пузырьки пара. При дальнейшем течении по каналу температура основной массы жидкости достигает температуры насыщения и начинается сильное кипение с образованием множества пузырьков, покидающих стенку и движущихся вместе с потоком (пузырьковый режим течения).

Вследствие слияния пузырьков пузырьковый режим течения вскоре сменяется пробковым режимом течения, при котором пар перемещается в виде снарядообразных пробок, окруженных насыщенной жидкостью. На стенке продолжается пузырьковое кипение, и пузырьки продолжают подпитывать паровые пробки до тех пор, пока относительный расход пара не станет настолько высоким, что вся жидкость превратится в кольцевую пленку на стенке и паровой поток с капельками жидкости в центральном ядре. Пузырьки продолжают расти в пленке жидкости до тех пор, пока увеличение паросодержания не приведет к таким скоростям пара, при которых образование пузырьков будет подавлено; при этом возникает новый механизм теплоотдачи. Теперь теплообмен происходит вследствие конвективного или кондуктивного переноса тепла через тонкую пленку жидкости при наличии испарения на границе раздела жидкость—пар. Такой механизм теплообмена обеспечивает высокий коэффициент теплоотдачи, и  $\Delta T_{\text{нас}}$  остается почти постоянным.

Жидкая пленка на стенке становится все тоньше из-за испарения и увлечения жидкости паром, и в конце концов от пленки остаются отдельные струйки, разделенные сухими пятнами. Коэффициент теплоотдачи при этом резко уменьшается, а температура стенки сильно возрастает. Труба может перегреться и даже может произойти прогар. Теплоотдача и режим течения жидкости в таких условиях известны под названиями высушивание, чистый пережог, критический или пиковый тепловой поток. Термину «высушивание», вероятно, следует отдать предпочтение, поскольку этот механизм прогара достаточно хорошо подтвержден экспериментально [2]. Он совершенно отличен от того, что имеет место при пузырьковом кипении в условиях недогрева, где считается, что механизм прогара связан с явлением гидродинамической неустойчивости (гл. 6). Важное различие между этими двумя механизмами состоит в том, что прогар при недогреве происходит очень быстро и часто сопровождается катастрофическим повышением температуры, тогда как при развитом кипении прогар происходит более медленно или вообще не происходит и температура стенки в большинстве случаев не выходит из допустимых пределов.

После разрушения или высухания жидкой пленки течение представляет собой поток пара, содержащий капли жидкости, и называется в этом случае эмульсионным течением или течением с нехваткой жидкости. Температура стенки после внезапного повышения (вследствие высухания) начинает медленно понижаться. Это является результатом испарения жидких капель и увеличения скорости потока пара, приводящего к увеличению коэффициента теплоотдачи. В конце концов вся жидкость испаряется, и наступает режим однофазного конвективного теплообмена в перегретом потоке пара.

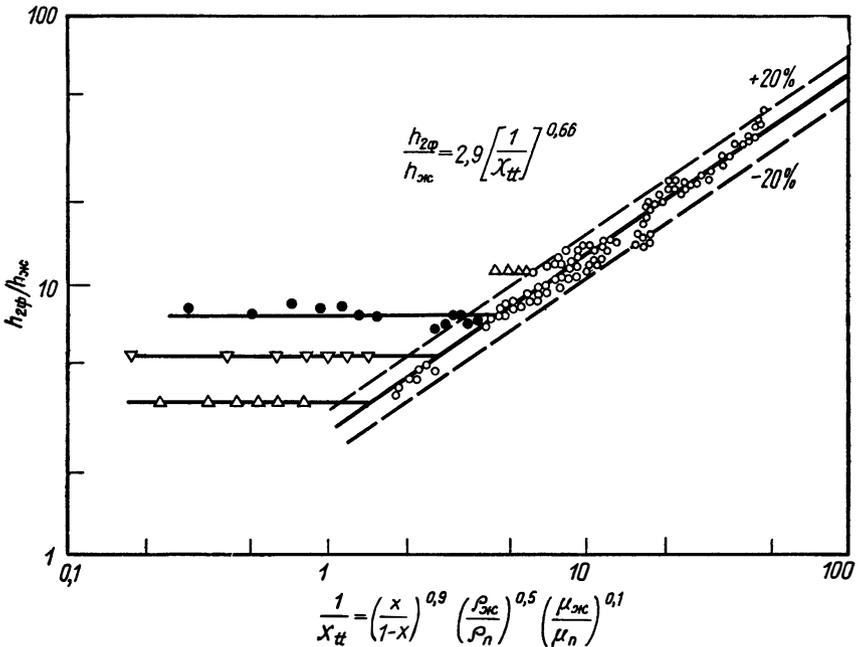


РИС. 4.9. Переход от пузырькового кипения к испарению при вынужденной конвекции [11].

Обозначение	Удельный массовый расход, кг/(м <sup>2</sup> ·с)	Тепловой поток, 10 <sup>5</sup> Вт/м <sup>2</sup>
○	136	3,94
●	136	1,96
▽	272	3,94
△	272	1,94

Внутри канала диаметром 21 мм располагался нагреватель диаметром 9 мм и длиной 737 мм. Давление 1,7 бар.

Особый интерес представляет точка перехода от пузырькового кипения к испарению при вынужденной конвекции. Последний механизм, являясь по природе конвективным, зависит от скорости или массового расхода жидкости, тогда как пузырьковое кипение почти не зависит от скорости. Если отношение коэффициента теплоотдачи в двухфазном потоке  $h_{2ф}$  к коэффициенту теплоотдачи в однофазном потоке жидкости при том же расходе в канале того же размера  $h_{жк}$  построить в зависимости от параметра

$$1/\chi_{шт} = [x/(1-x)]^{0,9} (\rho_{жк}/\rho_n)^{0,5} (\mu_{жк}/\mu_n)^{0,1}, \quad (4-1)$$

то точка перехода определится как та точка, где кривая становится чувствительной к скорости (расходу) потока (рис. 4.9).

## 4.5. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Выше было показано, что при вынужденном течении кипящей насыщенной жидкости могут иметь место различные режимы течения, начиная от течения жидкости с пузырьками пара и кончая течением потока пара, содержащего капельки жидкости. Эти режимы течения различают или по механизмам передачи тепла (феноменологическое описание), или по характерному пространственному распределению различных фаз (визуальное описание). Визуальное описание не всегда связано с изменением основных механизмов передачи импульса, тепла или массы, и наоборот. Кроме того, переходная область от одного режима течения к другому часто бывает неустойчивой, что делает точное выделение различных режимов затруднительным. Перечислим факторы, которые могут повлиять на изменение режима течения: 1) условия на входе в канал; 2) размеры трубы, ее форма и наклон; 3) скорость течения; 4) свойства жидкости; 5) способ, посредством которого разные фазы вводятся в канал.

В литературе приводятся многочисленные визуальные описания режимов течения; практически все они наблюдались на изотермических или адиабатических водовоздушных смесях. Имеются также сообщения [3, 4] о наблюдениях неадиабатических течений воды и фреона, однако авторам неизвестно о каких-либо экспериментах, поставленных с целью определения режимов течения криогенных жидкостей. Тем не менее отдельные побочные наблюдения при экспериментальных исследованиях [5, 6] дают основания считать, что классические режимы течения, установленные на водовоздушных смесях, характерны и для течения криогенных жидкостей.

### 4.5.1. Режимы течения в горизонтальных трубах

Скотт [7] дает следующее описание общепринятых режимов течения (рис. 4.10):

а) *Пузырьковое течение*. Отдельные пузырьки газа движутся вдоль верхней стенки трубы приблизительно с той же скоростью, что и жидкость. При больших удельных расходах жидкости пузырьки могут быть распределены по всему ее объему; такой режим часто называют также *пенистым течением*.

б) *Пробковое течение*. Пузырьки газа с увеличением содержания газа приобретают тенденцию к слиянию и образованию газовых пробок, которые могут заполнять большую часть поперечного сечения в случае труб малого диаметра.

в) *Расслоенное течение*. В этом случае имеет место полное разделение газа и жидкости; газ занимает постоянную часть поперечного сечения в верхней части трубы над гладкой поверхностью

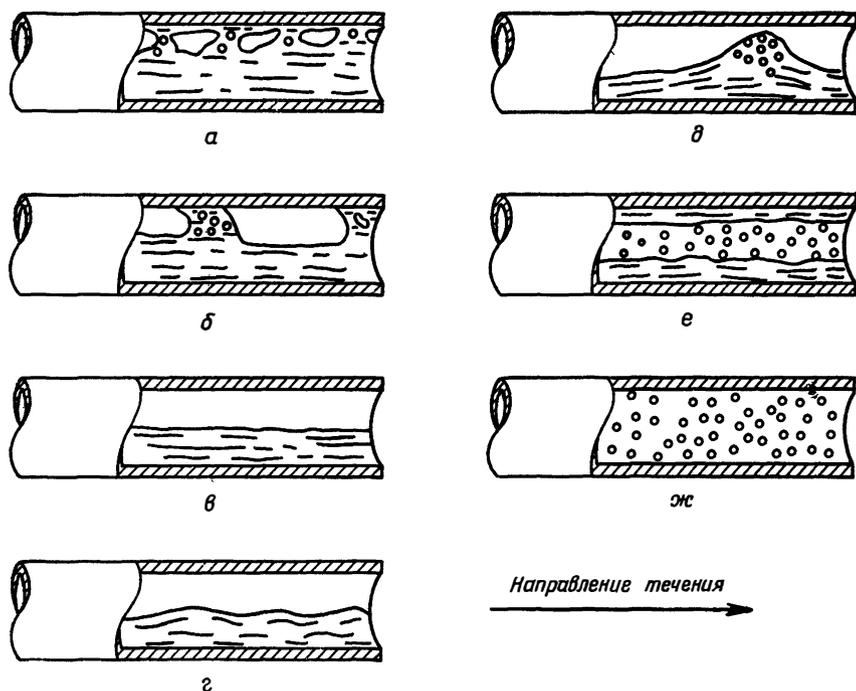


РИС. 4.10. Режимы течения в горизонтальных каналах.

а — пузырьковый; б — пробковый; в — расслоенный; г — волновой; д — снарядный; е — кольцевой; ж — эмульсионный.

раздела газ—жидкость. Этот режим возникает при более низких скоростях жидкости, чем в случае пузырькового или пробкового течения, и чаще встречается в трубах большого диаметра.

г) *Волновое течение.* Увеличение содержания газа в расслоенном течении приводит к появлению волн с возрастающей амплитудой на поверхности раздела газ—жидкость вследствие увеличения скорости газа.

д) *Снарядное течение.* Амплитуда волн течения в этом случае настолько увеличивается, что волны достигают верхней стенки трубы. Волны жидкости подхватываются быстродвижущимся газом и образуют пенистый «снаряд», который продвигается по трубе со значительно большей скоростью, чем средняя скорость жидкости. Снарядное течение также образуется из пробкового течения, если увеличивать расход газа при постоянном расходе жидкости.

е) *Кольцевое течение.* В этом случае гравитационные силы становятся менее важными, чем силы, действующие на поверхности раздела фаз, и жидкость в основном переносится в тонкой пленке вдоль стенок трубы. Газ движется с большой скоростью в цент-

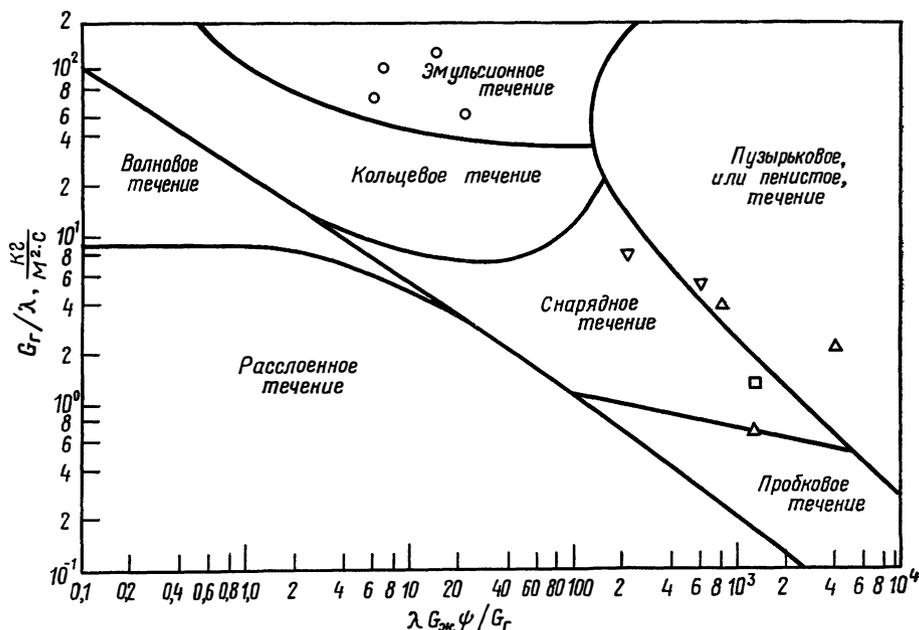


РИС. 4.11. Диаграмма Бейкера для разных режимов течения.

Экспериментальные данные для фреона-12:  $\nabla$  снарядный;  $\circ$  кольцевой;  $\Delta$  пузырьковый, или пенистый;  $\square$  пробковый.

ральной части трубы и переносит с собой часть жидкости в виде эмульсии. Этот режим также называется *пленочным течением*.

ж) *Эмульсионное течение*. В этом режиме все больше и больше жидкости переносится в газообразном ядре потока за счет кольцевой пленки до тех пор, пока почти вся жидкость не будет увлечена газовым потоком. Этот режим также называется *дисперсным течением* или *туманообразным течением*.

Предположение о режиме течения, который может существовать при данных значениях независимых переменных, описывающих систему, обычно можно сделать на основе карты режимов течения, на которую наносятся области существования различных режимов. Диаграмма Бейкера—наиболее широко известная карта режимов для горизонтального течения—показана на рис. 4.11. На диаграмме по осям отложены удельные массовые расходы  $[кг/(м^2 \cdot с)]$  газа  $G_g$  и жидкости  $G_{ж}$ , а параметры

$$\lambda = [(\rho_g/\rho_A) (\rho_{ж}/\rho_w)]^{0,5}, \quad (4-2)$$

$$\psi = (\sigma_w/\sigma) [(\mu_{ж}/\mu_w) (\rho_w/\rho_{ж})^2]^{1/3} \quad (4-3)$$

являются эмпирическими поправочными множителями, которые в принципе позволяют обобщить диаграмму Бейкера на смеси, от-

личные от смеси воды и воздуха. Леонард и Макморди [4] нанесли данные, полученные для фреона-12, на диаграмму Бейкера (рис. 4.11) и получили удовлетворительные результаты.

Хотя диаграмма Бейкера дает качественное описание режимов течения, Уоллис [8] указывает, что такая двумерная диаграмма совершенно недостаточна для полного описания явления, зависящего по меньшей мере от десятка переменных. Среди них следует отметить важность условий на входе в трубу [9] и величины диаметра трубы, особенно если она меньше 2,5 см. Более детально карты режимов течения обсуждаются в работе Скотта [7].

#### 4.5.2. Режимы течения в вертикальных трубах

Типичные режимы течения в вертикальных трубах показаны на рис. 4.12. В работе [7] дано превосходное описание различных режимов и для этого случая.

а) *Пузырьковое течение*. Газ распределен в движущейся вверх жидкости в виде отдельных пузырьков различных размеров. При увеличении расхода газа увеличивается число и размер пузырьков.

б) *Снарядное (или пробковое) течение*. В этом случае пузырьки газа сливаются и образуют большие снарядообразные пробки, имеющие параболический контур головной части. При увеличении расхода газа увеличиваются длина и диаметр этих пробок, а также их скорость. Газовые «снаряды» разделены пробками жидкости, содержащими включения пузырьков газа. При движении газового «снаряда» вдоль трубы вверх жидкость стекает вниз через тонкую кольцевую пленку, окружающую этот газовый «снаряд», в пробку жидкости под ней, заполненную пузырьками газа.

в) *Пенистое течение*. Когда обратное течение жидкости вокруг газовых «снарядов» почти останавливается, «снаряд» становится неустойчивым, и газовые «снаряды» начинают сливаться с жидкостью в бесформенное турбулентное образование, напоминающее грубую эмульсию. Элементы этой структуры непрерывно разрушаются и возникают вновь.

г) *Кольцевое (или пленочное) течение*. В этом случае газ с большой скоростью движется вверх в центральной части трубы, а жидкость образует кольцевую пленку на стенках. Вначале эта пленка может быть достаточно толстой и на ее поверхности могут существовать длинные волны, на которые наложена микроструктура капиллярных волн. При увеличении расхода газа пленка становится тоньше, а количество жидкости, переносимое в виде капель в центральном газообразном ядре, возрастает.

д) *Эмульсионное (туманообразное, дисперсное) течение*. При очень больших скоростях газа количество жидкости, переносимое газом, увеличивается до тех пор, пока вся жидкость не будет переноситься в виде тумана. Хотя на стенке может иметь место тон-

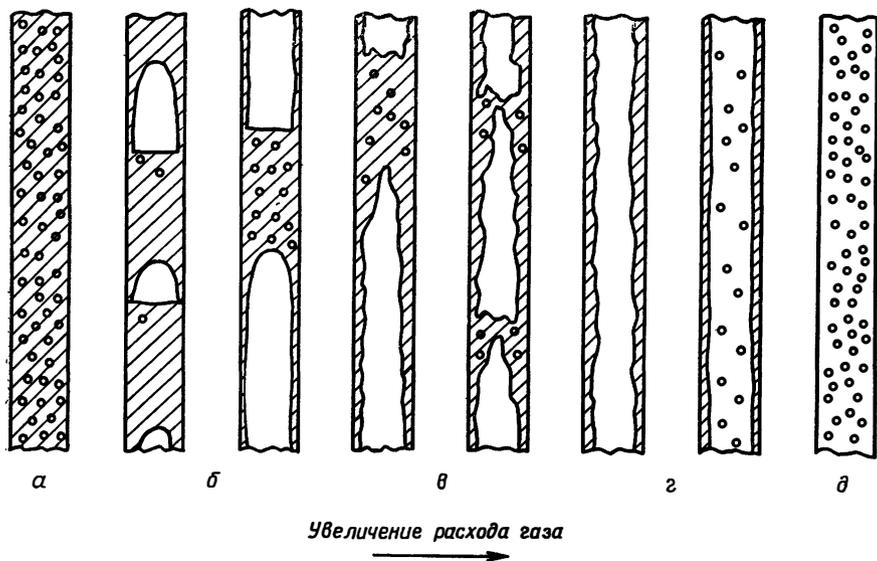


РИС. 4.12. Режимы течения в вертикальных трубах.

*а* — пузырьковый; *б* — снарядный; *в* — пенистый; *г* — кольцевой; *д* — эмульсионный.

кая жидкая пленка, ее существование в этом режиме не обязательно.

В частности, переход от пенистого к кольцевому течению охватывает довольно широкий диапазон условий течения и не является регулярно воспроизводимым.

Гриффитс и Уоллис [10] предложили диаграмму режимов течения в вертикальных трубах, которая показана на рис. 4.13. Диаграмма была предложена для течений водовоздушных смесей в трубах диаметром 2—2,5 см, однако в качестве переменных использовались безразмерные параметры, что позволяет, по крайней мере теоретически, применять ее для криогенных жидкостей. Сравнения результатов, представленных на рис. 4.13, с экспериментальными данными для криогенных жидкостей в открытой литературе нет. Бейкер [3] изучал кипение фреона в прямоугольных вертикальных каналах. В его экспериментах снарядное течение не наблюдалось, возникали только кольцевое и эмульсионное течения. В монографиях Уоллиса [8] и Хьюитта и Холл-Тейлора [9] обсуждаются основные исследования переходных течений.

Поскольку в настоящее время отсутствует классификация режимов двухфазных течений специально для криогенных жидкостей, инженер-конструктор вынужден обращаться к обсуждавшимся выше диаграммам течений, не упуская из виду присущих им ограничений.

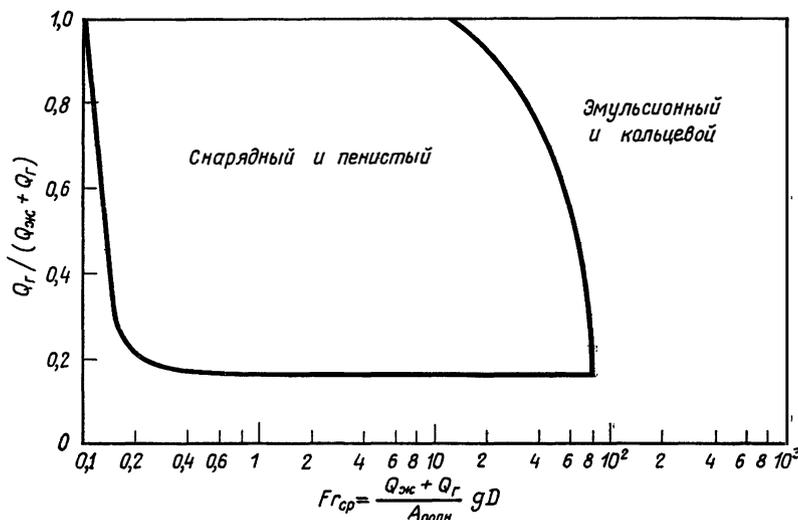


РИС. 4.13. Диаграмма режимов течения в вертикальных трубах [10].

#### 4.6. ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В этом разделе дается ряд определений, которые широко используются в литературе по двухфазным течениям.

*Истинное объемное паросодержание* определяется как доля элементарного объема смеси, занимаемая более легкой фазой. Поскольку элемент объема, меньший чем капля или пузырек, не имеет физического смысла,  $\alpha$  обычно измеряется как средняя величина по всему сечению канала на длине  $\delta l$ . Отсюда

$$\alpha = A_r / A_{\text{полн}}^1 \quad (4-4)$$

В газожидкостных течениях  $\alpha$  называется истинным объемным газосодержанием.

*Массовое паросодержание*, или просто паросодержание  $x$ , — другой важный параметр двухфазного течения. Он определяется как доля пара в полном массовом расходе в данном сечении. Следовательно, паросодержание определяется выражением

$$x = W_r / W_{\text{полн}} \quad (4-5)$$

В течениях смеси представляют интерес две скорости: *кажущаяся*, или *среднеобъемная*, скорость  $j$  и скорость компоненты  $v$ .

<sup>1</sup> В отечественной литературе различают «объемное паросодержание» ( $Q_g / Q_{\text{полн}}$ ) и «истинное объемное паросодержание» ( $A_r / A_{\text{полн}}$ ). — *Прим. ред.*

Среднеобъемная скорость определяется выражениями

$$j_{\Gamma} = Q_{\Gamma}/A_{\text{полн}}; \quad j_{\text{ж}} = Q_{\text{ж}}/A_{\text{полн}}, \quad (4-6)$$

а скорость компоненты равна

$$v_{\Gamma} = Q_{\Gamma}/A_{\Gamma}; \quad v_{\text{ж}} = Q_{\text{ж}}/A_{\text{ж}}. \quad (4-7)$$

Заметим, что при вычислении  $j$  используется полная площадь сечения канала, а при вычислении  $v$  — часть площади сечения, занимаемая данной компонентой. Таким образом,

$$j_{\Gamma} = (A_{\Gamma}/A_{\text{полн}}) (Q_{\Gamma}/A_{\Gamma}), \quad (4-8)$$

$$j_{\Gamma} = \alpha v_{\Gamma} \quad (4-9)$$

и

$$j_{\text{ж}} = (1 - \alpha) v_{\text{ж}}. \quad (4-10)$$

Связь между массовым и объемным паросодержаниями может быть найдена после несложных преобразований:

$$(1 - x)/x = (v_{\text{ж}}/v_{\Gamma}) (\rho_{\text{ж}}/\rho_{\Gamma}) (1 - \alpha)/\alpha. \quad (4-11)$$

Отношение  $v_{\Gamma}/v_{\text{ж}}$  называется *коэффициентом скольжения фаз*. Другие определения приводятся в следующих главах.

#### 4.7. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь;
- $j$  — объемный поток;
- $Q$  — объемный расход;
- $q$  — тепловой поток;
- $T_{\text{ж}}$  — среднemasсовая температура жидкости;
- $T_{\text{нас}}$  — температура насыщения;
- $T_w$  — температура стенки;
- $v$  — скорость компоненты (газа или жидкости);
- $w$  — массовый расход;
- $x$  — паросодержание;
- $\alpha$  — объемная концентрация;
- $\mu$  — вязкость;
- $\mu_{\text{ж}}$  — вязкость жидкости при нормальных давлении и температуре;
- $\rho$  — плотность;
- $\rho_{\text{д}}$  — плотность воздуха при нормальных давлении и температуре;
- $\rho_{\text{ж}}$  — плотность жидкости при нормальных давлении и температуре;
- $\sigma$  — поверхностное натяжение;

$\sigma_{ж}$  — поверхностное натяжение жидкости при нормальных давлении и температуре;  
 $\chi_{н}$  — параметр Мартинелли.

### Индексы

$w$  — стенка;  
г — газ;  
ж — жидкость;  
нас — насыщение;  
нед — недогрев;  
п — пар;  
полн — полный (суммарный);  
ср — среднее значение.

### 4.8. ЛИТЕРАТУРА

1. Rohsenow W. M., *Developments in Heat Transfer*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1964.
2. MacBeth R. V., *Advances in Chemical Engineering*, Vol. 7, Academic Press, New York, 1968.
3. Baker J. L., Argonne National Laboratory, ANL-7093, 1965.
4. Leonhard K. E., McMordie R. K., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York, 1961, p. 481.
5. Tripplett M. A., AEDC, Tullahoma, Tennessee, частное сообщение, 1971.
6. Steward W. G., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 313.
7. Scott D. S., *Advances in Chemical Engineering*, Vol. 9, Academic Press, 1963, p. 199.
8. Wallis G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.
9. Hewitt G. F., Hall-Taylor N. S., *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon Press, Oxford, England, 1970; русский перевод: Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н., Кольцевые двухфазные течения, изд-во «Энергия», М., 1975.
10. Griffith P., Wallis G. B., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 83C, 307 (1961); русский перевод: *Труды Америк. об-ва инж.-мех., серия C, № 3*, стр. 99 (1961).
11. Tong L. S., *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*, John Wiley and Sons, New York, 1965; русский перевод: Тонг Л., Теплоотдача при кипении и двухфазное течение, изд-во «Мир», М., 1969.
12. Merte H., Clark J. A., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York, 1962, p. 546.

# 5

## ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

В. Розенов<sup>1</sup>

### 5.1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс испарения, при котором в жидкости образуются пузырьки пара, называется пузырьковым кипением. В этой главе основное внимание будет уделено кипению на твердых поверхностях нагрева, представляющих интерес с точки зрения технических приложений.

Если жидкость, находящаяся в большом объеме, нагревается при температуре насыщения от электрического нагревательного элемента, имеющего форму проволоки или плоской пластины, то экспериментальные данные по величине теплового потока  $q$  в функции от  $(T_w - T_{\text{нас}})$  обычно описываются зависимостью, показанной на рис. 4.7 (нижняя сплошная кривая). При увеличении  $\Delta T$  первоначальный режим естественной циркуляции жидкости  $AB$  сменяется режимом пузырькового кипения. Для появления первых пузырьков в точке  $B$  необходим заметный перегрев жидкости.

При увеличении  $\Delta T$  или теплового потока все большее число участков поверхности становится активными центрами образования пузырьков пара. Кризис теплоотдачи при кипении наступает, когда пузырьки образуются на таком большом числе участков поверхности, что жидкость больше не контактирует с поверхностью нагрева.

Штриховая линия, описывающая кипение недогретой жидкости в большом объеме, проходит вблизи кривой для насыщенных жидкостей; она может проходить слева или справа в зависимости от характера естественной конвекции, который определяется конфигурацией поверхности нагрева.

Экспериментальные данные по теплоотдаче при вынужденной конвекции для течений в каналах около проволок и пластин описываются зависимостью типа показанной на рис. 4.7, если их

---

<sup>1</sup> W. M. Rohsenow, Лаборатория теплообмена, Массачусетский технологический институт, Кембридж, шт. Массачусетс.

нанести в тех же координатах. Если температура недогретой жидкости равна  $T_{ж}$ , то тепловой поток определяется по формуле

$$q = h [(T_w - T_{нас}) + (T_{нас} - T_{ж})]. \quad (5-1)$$

При больших тепловых потоках кривые, описывающие вынужденную конвекцию при различных значениях давления, недогрева и скорости, на графике, построенном в логарифмическом масштабе, сливаются в единую кривую, называемую кривой полностью развитого кипения. В некоторых случаях область полностью развитого кипения лежит приблизительно на продолжении кривой кипения в большом объеме для той же самой поверхности нагрева.

Кривые кипения обычных и криогенных жидкостей очень похожи между собой, как видно из рис. 4.4, на котором приведена кривая кипения для жидкого азота. Следовательно, представленные ниже критериальные зависимости, которые получены из экспериментов с обычными жидкостями, применимы также и к криогенным жидкостям. Всюду, где это возможно, это положение иллюстрируется экспериментальными данными для криогенных жидкостей.

В настоящее время имеется обширная литература по теплоотдаче при кипении. Для ознакомления с литературой, кроме той, которая будет здесь рассмотрена, интересующемуся читателю следует обратиться к исчерпывающе полному аннотированному библиографическому указателю, составленному Гузом [1].

## 5.2. ПАРООБРАЗОВАНИЕ

При нагреве чистых жидкостей, если принять специальные меры против загрязнения в испытательной установке, можно достичь перегрева жидкости до температуры, при которой нарушается условие устойчивости существования жидкой фазы; в этом случае пар начинает образовываться по всему объему жидкости. В исследованиях теплоотдачи при кипении на твердых поверхностях нагрева наблюдаемые температуры обычно существенно ниже этих предельных значений.

Визуальное изучение процесса пузырькового кипения показало, что пузырьки возникают на отдельных участках поверхности. При изучении этих участков под микроскопом [2] были обнаружены царапины или углубления в местах образования пузырьков. Еще раньше в работах [3, 4] и ряде других работ было высказано предположение, что пузырьки на поверхности нагрева образуются в трещинах, в которых уже имеется газовая или паровая фаза (рис. 5.1, *а*). Пузырек образуется и открывается (рис. 5.1, *б*), после чего жидкость смыкается над трещиной, при этом в ней остается часть пара, который становится зародышем образования

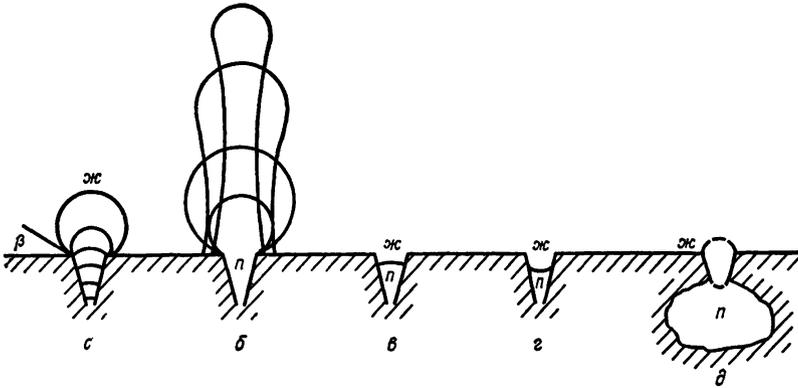


РИС. 5.1. Образование пузырьков пара в углублениях на поверхности нагрева.

следующего пузырька. Обзор явлений, связанных с зарождением и развитием парообразования, имеется в работах [5, 6].

Чтобы придать этим замечаниям количественный характер, рассмотрим условия равновесия и роста сферического пузырька в большом объеме жидкости. В состоянии равновесия должны выполняться следующие условия: температуры и химические потенциалы ( $\mu = H - TS$ ) обеих фаз должны быть равны и постоянны, и, кроме того,

$$p_{\text{п}} - p_{\text{ж}} = 2\sigma/r. \quad (5-2)$$

Условия равновесия показаны графически на рис. 5.2, где состояния  $b'$ ,  $b''$  и  $c'$ ,  $c''$  соответствуют состояниям пара и жидкости для двух различных значений радиуса пузырька. Процедура построения графика, подобного рис. 5.2, довольно утомительна. Упрощенная процедура основана на том, что геометрическое место точек состояний пара очень близко к линии насыщения. Если допустить, что температура пара равна температуре насыщения на плоской поверхности при давлении пара  $p_{\text{щ}}$ , то анализ значительно упрощается.

Величину  $\Delta T$ , соответствующую перепаду давления  $p_{\text{п}} - p_{\text{ж}}$ , определяемому формулой (5-2), можно рассчитать, интегрируя уравнение Клапейрона—Клаузиуса

$$dT/dp = T v_{\text{пж}}/h_f \quad (5-3)$$

вдоль линии насыщения в координатах  $p$ ,  $T$ .

Ниже приводятся результаты такого интегрирования при различных допущениях:

а) Если величина  $h_f/v_{\text{пж}}T$  постоянна и  $T \approx T_{\text{нас}}$ , то

$$T_{\text{п}} = T_{\text{нас}} [1 + (2\sigma/r) (v_{\text{пж}}/h_f)]. \quad (5-4a)$$

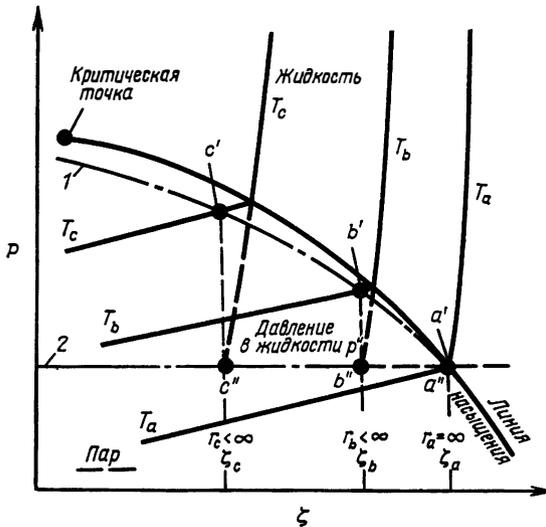


РИС. 5.2. Аппроксимация условий равновесия пара и жидкости на криволинейной поверхности раздела парового пузырька в однокомпонентной системе. 1 — геометрическое место точек состояний в паровой фазе; 2 — геометрическое место точек состояний в жидкой фазе.

б) Если постоянна величина  $h_f/v_{пж}$ , то

$$T_{п} = T_{нас} \exp [(2\sigma/r) (v_{пж}/h_f)]. \tag{5-4б}$$

в) При  $v_{пж} \approx v_{п} = R_{п}T/p$  имеем

$$T_{п} = \frac{T_{нас}}{1 - (T_{нас}R_{п}/h_f) \ln(1 + 2\sigma/r\rho_{нас})}. \tag{5-4в}$$

г) При выполнении условия «в» и условия  $2\sigma/r\rho_{ж}r \ll 1$  получаем

$$T_{п} = \frac{T_{нас}}{1 - (T_{нас}R_{п}/h_f) (2\sigma/r\rho_{нас})}. \tag{5-4г}$$

Перечислим другие возможные случаи:

д) Использование уравнения (5-3) вместе с эмпирической зависимостью для кривой насыщения в виде  $\lg p(\text{бар}) = A - B/T(\text{К})$ .

Из уравнения (5-3) можно найти величину  $\Delta T$  методом подгонки или с помощью допущения «в»:

$$\Delta T = \frac{T_{нас}^2}{B} \lg \left( 1 + \frac{2\sigma}{r\rho_{нас}} \right) \left[ 1 + \frac{T_{нас}}{B} \lg \left( 1 + \frac{2\sigma}{r\rho_{нас}} \right) \right]. \tag{5-5}$$

Для жидкого азота  $A=3,879$ ,  $B=297,83$ ; для водяного пара  $A=5,775$ ,  $B=2156,00$  при давлении 1,013 бар (1 атм), а при давлении 68,8 бар  $A=5,425$ ,  $B=2004,54$ . Для жидкого кислорода  $A=4,038$  и  $B=368,33$ .

е) Использование уравнения (5-3) и табличных значений свойств жидкости на кривой насыщения.

В табл. 5.1 с целью сравнения приводятся результаты расчетов по всем описанным выше методам для воды при  $r=1,3 \cdot 10^{-3}$  см и давлении 1,013 и 68,8 бар.

ТАБЛИЦА 5.1

Метод	$p=1,013$ бар, $T_{\text{нас}}=373,3$ К	$p=68,8$ бар, $T_{\text{нас}}=558,12$ К
а) Формула (5-4а)	375,88	558,14
б) Формула (5-4б)	375,91	558,14
в) Формула (5-4в)	375,83	558,16
г) Формула (5-4г)	375,95	558,13
д) Формула (5-5)	375,77	558,13
е) Таблицы свойств + уравнение (5-3)	375,81	558,14

Ниже приводятся типичные значения параметров равновесия для жидких азота и кислорода, вычисленные с помощью формулы (5-4а).

ТАБЛИЦА 5.2

Параметр	Жидкий азот	Жидкий кислород
$p$ , бар	1,013	1,013
$T_{\text{нас}}$ , К	77,4	90,2
$T_{\text{п}}$ , К	77,46	90,30

Приведенные выше формулы позволяют приближенно вычислить величину перегрева, необходимую для равновесия пузырька пара радиуса  $r$  в жидкости. Согласно соотношению (5-5), зародыши пара, радиус которых больше, чем  $r$ , будут расти, а зародыши меньшего радиуса будут схлопываться.

Как показали эксперименты с водой при атмосферном давлении, кипение на нагретой поверхности начинается при температуре, которая приблизительно на 17 К выше температуры насыщения. Для этих условий из соотношения (5-5) равновесный радиус пузырька получается равным приблизительно  $2,5 \cdot 10^{-3}$  мм. Эта величина приблизительно в 10000 раз превышает максимальный размер зоны разрежения, которая может образоваться из-за случайных флуктуаций плотности молекул [7]. По оценкам Вольмера частота образования зон разрежения размером  $2,5 \cdot 10^{-3}$  мм составляет приблизительно  $6 \cdot 10^{-5}$  мм<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>. Отсюда нетрудно сделать вывод, что зоны разрежения, возникающие вследствие

случайных флуктуаций плотности молекул, не могут служить центрами парообразования. Микроскопические газовые пузырьки, обычно имеющиеся в жидкости, напротив, являются очень эффективными центрами парообразования.

Если в жидкости, а следовательно, в пузырьке пара присутствуют молекулы инертного газа, соотношения (5-2) и (5-4г) принимают следующий вид:

$$p_n - p = 2\sigma/r - p_r, \quad (5-6)$$

$$T - T_{\text{нас}} = (R_n T^2 / ph_r) (2\sigma/r - p_r). \quad (5-7)$$

Из этих уравнений следует, что перегрев жидкости, необходимый для роста пузырька данного размера, уменьшается в случае присутствия в жидкости постороннего газа с парциальным давлением  $p_r$ .

Описанную выше процедуру можно применить к расчету образования зародышей пара в углублении на поверхности нагрева следующим образом. В работах Гриффитса [6, 8] показано, что радиус кривизны поверхности раздела пара и жидкости в углублении и вне его, как показано на рис. 5.1, а, может быть описан представленной на рис. 5.3 зависимостью  $1/r$  от объема парового «пузырька». В формулах (5-4), (5-6) и (5-7) перегрев, необходимый для роста пузырька, определяется величиной  $1/r$ . Следовательно, точка максимума  $1/r$  на кривой (рис. 5.3) соответствует минимальному перегреву, необходимому для роста пузырька в этом углублении. Важная особенность рис. 5.3 состоит в том, что, хотя форма кривой зависит от формы углубления и величины угла смачивания  $\beta$ , величина  $r$  в точке максимума кривой равна радиусу углубления для любого  $\beta \leq 90^\circ$ . Следовательно, радиус углубления должен определять величину перегрева, необходимого для образования зародышей пара в жидкостях, смачивающих твердую поверхность.

Гриффитс и Уоллис [8] получили экспериментальное подтверждение уравнения (5-6) для одиночных углублений в системе с постоянной температурой.

Пар может продолжать находиться в углублении, даже когда поверхность сильно переохлаждена. Если угол смачивания такой, как показан на рис. 5.1, г, то давление пара может быть значительно меньше, чем давление жидкости, поскольку радиус уменьшается при приближении к вершине углубления. В этом случае в уравнении (5-2) появляется знак минус и паровая фаза будет существовать при температурах, значительно меньших, чем нормальная температура насыщения жидкости. Следовательно, в рассматриваемой полости при нагреве будут немедленно образовываться пузырьки пара. Аналогичным образом в расширяющихся углублениях (типа показанного на рис. 5.1, д) паровая фаза мо-

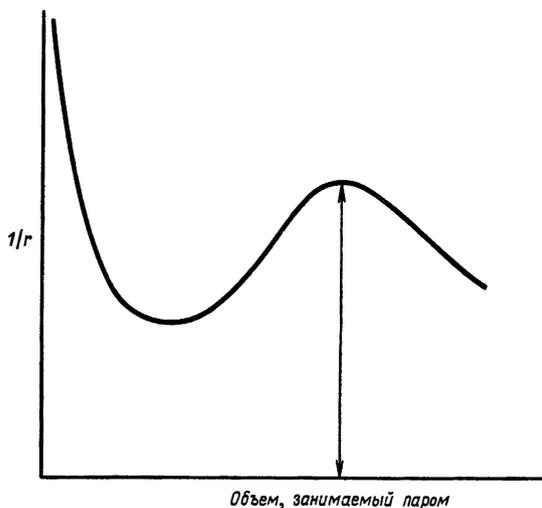


РИС. 5.3. Зависимость кривизны поверхности раздела от объема парового пузырька для углубления, показанного на рис. 5.1,а.

жет существовать при больших переохлаждениях. Углубление на рис. 5.1,в при охлаждении будет немедленно заполнено жидкостью.

### 5.3. НАЧАЛО КИПЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрим течение жидкости в трубе. Если увеличивать тепловой поток или температуру стенки, то при достижении некоторого значения температуры стенки начинается кипение или образование паровых пузырей. Исследуем условия, при которых это происходит.

Излагаемый ниже метод был разработан Берглзом и Розеновым [9] на основании результатов Сю и Грэхема [10]. Выражение для теплового потока при течении в трубе имеет вид

$$q = h(T_w - T_{ж}) = -k_{ж} (\partial T / \partial y)_{y=0}. \quad (5-8)$$

Здесь  $h$  — коэффициент теплоотдачи, который зависит от геометрии течения, свойств жидкости и скорости потока, а  $k_{ж}$  — коэффициент теплопроводности насыщенной жидкости. Для данной температуры жидкости как градиент температуры  $(\partial T / \partial y)_{y=0}$ , так и температура стенки увеличиваются при увеличении теплового потока. На рис. 5.4 показано семейство кривых, описывающих

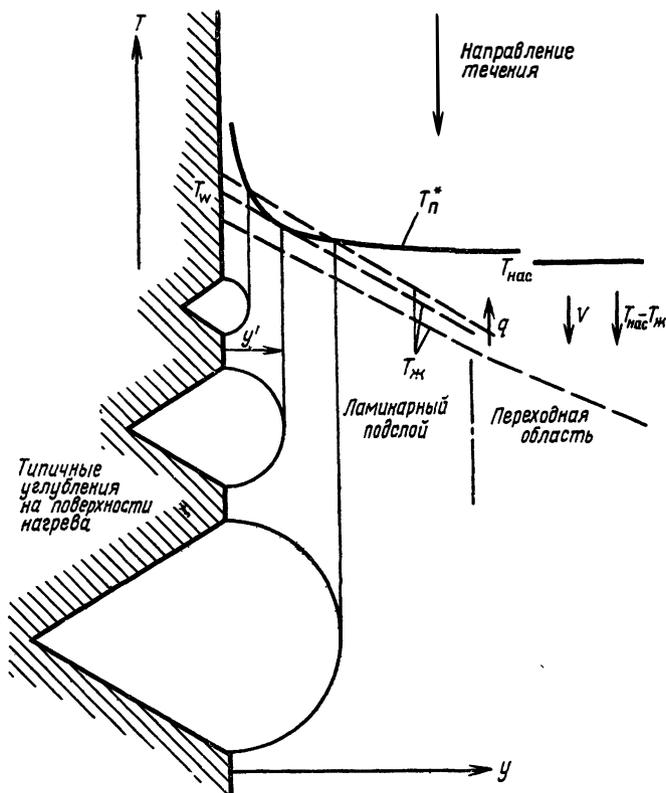


РИС. 5.4. Начало роста пузырька в процессе кипения при вынужденной конвекции [9].

распределение температуры в непосредственной близости от нагретой стенки для различных значений теплового потока. Там показана также кривая, обозначенная  $T_p^*$ , которая представляет собой график зависимости (5-4), причем в качестве расстояния от поверхности нагрева принят радиус углубления. Одна из возможных теорий состоит в том, что образование зародышей пара начинается, когда прямая, представляющая собой распределение температуры в жидкости, касается кривой (5-4). В этой теории принимается, что на поверхности имеются углубления различных размеров, и, когда температура на внешней поверхности пузырька достигает критического значения, определяемого уравнением (5-4), начинается рост пузырька в том углублении, радиус которого равен расстоянию от стенки до точки пересечения штриховой линии  $T_{ж}$  и кривой  $T_p^*$ .

Радиус первого углубления, на котором происходит образование зародышей пара [он находится путем совместного решения уравнений (5-4а) и (5-8)], равен

$$r_3 = [2\sigma T_{пж} k/h_f (q/A)]^{1/2},$$

а тепловой поток на стадии закипания жидкости определяется формулой

$$q_3 = (h_f k / 8\sigma T_{пж}) (T_w - T_{нас})^2.$$

Если тепловой поток больше  $q_3$ , то активными центрами парообразования будут углубления, радиус которых как больше, так и меньше  $r_3$  (интервал радиусов активных углублений определяется точками пересечения верхней штриховой линии и кривой  $T_n^*$  на рис. 5.4).

На обычных технических поверхностях могут существовать углубления самых различных размеров. Поэтому для большинства таких поверхностей закипание жидкости не должно зависеть от состояния поверхности, и изложенная теория должна быть применима в большинстве практических случаев. Следует, однако, отметить, что положение и наклон оставшейся части кривой кипения будут зависеть от диапазона, в котором заключены размеры активных центров парообразования.

Для нахождения условий в точке касания можно дифференцировать формулы (5-4) и (5-8). Однако при этом явное выражение для теплового потока в точке касания получить не удастся. По этой причине более удобным оказывается графическое решение. Для воды значения  $q_3$  были вычислены в диапазоне давлений 1—140 бар. Результаты вычислений могут быть достаточно точно описаны формулой

$$q_3 = 0,108 p^{1,156} [1,8 (T_w - T_{нас})]^{2,16/p^{0,0234}}, \quad (5-9)$$

где тепловой поток  $q_3$  выражен в Вт/см<sup>2</sup>,  $p$  — в барах, а температура в кельвинах. Следует отметить, что, хотя скорость не входит в формулу (5-9), эта формула справедлива для жидкости, движущейся с любой скоростью.

Когда тепловой поток становится больше  $q_3$  (верхняя штриховая линия на рис. 5.4), в образовании зародышей пара начинает принимать участие большее число углублений. Здесь уместно сделать одно предостережение. Описанная процедура вычислений предполагает, что существуют углубления всех размеров вплоть до размера, соответствующего точке касания. При малых тепловых потоках, как, например, в случае естественной конвекции, наклон профиля температуры, описываемый формулой (5-8), может быть настолько малым, что точка касания соответствует большему размеру углубления, чем те, которые имеются на поверхности. В этом случае тепловой поток и перегрев стенки нужно увеличи-

вать до тех пор, пока две линии не пересекутся в точке, соответствующей наибольшему имеющемуся размеру углубления. Следовательно, в случае малых тепловых потоков рассмотренный метод, как правило, дает более низкие значения перегрева и  $q_3$ , чем наблюдаемые в действительности.

В точке пересечения двух линий на рис. 5.4, соответствующих формулам (5-4а) и (5-8), для углубления, имеющего наибольший радиус  $r_{\text{макс}}$ , получаем

$$q_3 = (k_{\text{ж}}/r_{\text{макс}}) (T_{\text{п}} - T_{\text{нас}}) - 2\sigma T_{\text{пж}} k/h_f r_{\text{макс}}^2. \quad (5-10)$$

Был высказан также ряд других предположений, позволяющих получить условие закипания жидкости. Большинство из них сводится к схеме, показанной на рис. 5.4, с той разницей, что  $T_{\text{ж}}$  строится в зависимости от  $y/n$ , а  $T_{\text{п}}^*$  — в зависимости от  $r$ . Выше  $n$  принималось равным единице. Другие авторы берут значения  $n$  от 0,67 до 2. Браун [11] проверил эти предположения путем сравнения с экспериментальными данными для различных жидкостей и получил, что  $n$  может изменяться от 1 до 3.

Фрост и Дзакович [12] показали, что для криогенных жидкостей допущение о том, что рост пузырьков начинается, когда  $T_{\text{ж}} = T_{\text{в}}^*$  при  $y = R\Gamma_{\text{ж}}^n$ , достаточно хорошо согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными, если принять  $n = 2$ .

Представляется, что описанная выше методика дает минимальные значения  $\Delta T$  и  $q_3$ , при которых происходит закипание жидкости. В действительности значения  $\Delta T$  и  $q_3$  могут быть выше, чем рассчитанные. Эти более высокие величины перегрева могут потребоваться для того, чтобы обеспечить достаточно быстрый рост пузырьков, необходимый для удаления их от стенки. Кроме того, как описано ниже, вследствие термокапиллярных явлений могут возникнуть конвективные токи, которые не учитывались в принятой выше модели.

В другом исследовании процесса образования зародышей пара [13] была предпринята попытка учесть особенности течения около поверхности пузырька, выступающего из углубления наружу, в условиях вынужденной конвекции. Из сравнения с ограниченными экспериментальными данными в этой работе была получена следующая формула для перегрева стенки при вынужденной конвекции:

$$T_w - T_{\text{нас}} = 1,33 (q/k)^{0,4} (\tau_w/\rho_{\text{ж}} v^2)^{0,1} (2\sigma T_{\text{нас}} v_{\text{пж}}/h_f)^{0,6}. \quad (5-11)$$

Необходимы дальнейший анализ этого соотношения и более широкое сравнение его с экспериментальными данными.

Дин и Розенов [14] исследовали возможность дезактивации углублений определенного радиуса путем предварительной выдержки при давлении и температуре, соответствующих заданному уровню недогрева. Это позволяет найти отрицательный радиус уг-

лубления из уравнения (5-4а) в предположении, что процессы окисления в углублении препятствуют дальнейшему уменьшению равновесного радиуса пузырька. Если при последующем уменьшении давления и увеличении степени перегрева подставить найденное значение радиуса (но уже с плюсом) в уравнение (5-4а), то получим величину перегрева, необходимую для образования зародышей на поверхности. Зингер и Хольц [15] развили точно такой же подход на основе модели расширяющихся углублений (рис. 5.1, *д*), причем в этом случае нет необходимости привлекать окисление для объяснения процесса. Эта теория дает более низкие значения, чем большинство экспериментов, однако в работе [15] показано, что, возможно, такое расхождение объясняется присутствием неконденсирующегося газа. Полученные в этой работе результаты показывают, что измеренные значения перегрева при продолжительном кипении с целью удаления газа с поверхности хорошо согласуются с теорией. Характер обработки поверхности не оказывает влияния на результаты.

#### 5.4. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ

При увеличении теплового потока к насыщенной жидкости выше значения, при котором начинается кипение, увеличивается число участков поверхности, от которых поднимаются цепочки пузырьков. Фотографии Сю и Грэхема [10] позволяют сделать вывод, что при кипении в большом объеме между пузырьками формируется тепловой слой и каждый пузырек увлекает за собой жидкость в области размером  $2D_b$ , выкачивая тем самым из жидкости избыточное тепло. При малых тепловых потоках перенос тепла в промежутках между пузырьками может быть того же порядка, что и при естественной конвекции. Расчеты, основанные на этом предположении, были подтверждены при малых тепловых потоках экспериментально [16].

По мере дальнейшего увеличения теплового потока возрастает плотность центров парообразования, а также число сплошных цепочек пузырьков пара [17]. В областях между этими сплошными паровыми цепочками возникают «зоны возвратного течения», в которых жидкость переносится к поверхности нагрева, где она превращается в пар. При еще большем увеличении теплового потока этот процесс становится неустойчивым, количество жидкости, поступающее к поверхности нагрева, становится недостаточным и происходит переход к пленочному кипению.

Типичное изменение с течением времени температуры в углублении, закрытом паровым пузырьком, показано на рис. 5.5, *а*. В точке *A* пузырек начинает расти на поверхности. На рост ос-

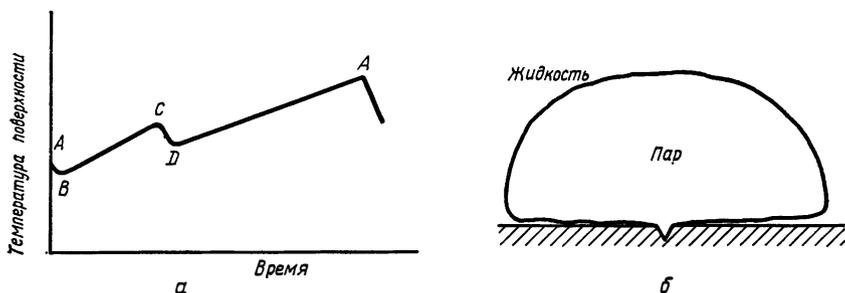


РИС. 5.5. Изменение температуры стенки под пузырьком с течением времени.

новой части пузырька вязкость практически не влияет, и только вблизи стенки влияние вязкости становится преобладающим. Выполненные в работе [18] измерения для случая кипения толуола позволяют сделать вывод, что под пузырьком на поверхности остается тонкий слой жидкости (рис. 5.5, б). Предполагается, что силы вязкости замедляют вызванное ростом пузырька движение жидкости вблизи стенки, вследствие чего на поверхности остается слой жидкости. В точке *B* этот слой испаряется, и температура сухой поверхности начинает повышаться. В точке *C* пузырек отрывается, а к поверхности поступает более холодная жидкость, что приводит к уменьшению температуры до точки *D*. После этого температура поверхности возрастает до точки *A*, в которой начинается образование нового пузырька. Расчеты теплового потока от поверхности показывают, что основной вклад в тепловой поток происходит, когда испаряется тонкая пленка жидкости под пузырьком (участок *AB* кривой) и когда более холодная жидкость вступает в контакт с поверхностью (участок *CDA*).

Купер [19] показал, что наличие тонкого слоя жидкости под пузырьком существенно только при низких давлениях. При давлениях выше атмосферного рост пузырьков для таких жидкостей, как вода, углеводороды и криогенные жидкости, определяется тепловыми процессами (а не динамическими); в этом случае существование микрослоя жидкости под пузырьком не оказывает заметного влияния на рост пузырька и теплоотдачу.

При кипении на поверхности нагрева в сильно недогретой жидкости доминирующую роль могут играть различные процессы. На фотоснимках, полученных в работе [20], видны длинные «струйки» горячей жидкости перед пузырьками, образующимися на поверхности в недогретой жидкости. На основании измерений теплоотдачи и фотоснимков процесса кипения в сильно недогретых жидкостях Браун [11] сделал предположение, что из-за испарения на горячей стороне пузырька и конденсации на холодной стороне вокруг него существует небольшая разность температур. Вследствие

этого поверхностное натяжение несколько меньше на внешней стороне пузырька, из-за чего возникает заметное перемещение поверхности раздела, которое вызывает значительные перетоки окружающей жидкости, приводящие к образованию наблюдаемых на фотоснимках струек. При этом наличие пузырьков приводит к появлению интенсивных конвективных токов от поверхности нагрева. Этот процесс получил название термокапиллярной конвекции [11]. Его влияние наиболее сильно проявляется при кипении недогретых жидкостей в условиях вынужденной конвекции, однако оно, несомненно, сказывается в некоторой степени во всех остальных случаях.

Термокапиллярная конвекция может способствовать быстрому удалению тонкого слоя жидкости под пузырьком (рис. 5.5, б), что приводит к уменьшению временного интервала между точками А и В (рис. 5.5, а). Кроме того, из-за термокапиллярной конвекции могут потребоваться большие перегревы стенки, чем те, которые получаются из формулы (5-9), что подтверждается некоторыми экспериментальными данными.

Вероятно, все рассмотренные механизмы действуют одновременно и каждый вносит свой вклад в процесс передачи тепла в любых условиях. Границы, в которых тот или иной механизм является преобладающим, установлены недостаточно хорошо.

## 5.5. ПАРАМЕТРЫ ПУЗЫРЬКА

Для жидкостей, которые смачивают поверхность нагрева, определение размера пузырьков в момент отрыва производилось многими авторами. В работах [21, 22] из условия равенства сил поверхностного натяжения и выталкивающих сил было получено следующее выражение для диаметра пузырька, при котором происходит отрыв:

$$D_b = C_d \beta [2\sigma/g(\rho_{ж} - \rho_{п})]^{1/2}. \quad (5-12)$$

Величина  $C_d$  определялась экспериментально и оказалась равной 0,0148 для пузырьков  $H_2O$  и  $H_2$ .

В работах [23, 24] рост пузырьков изучался теоретически и экспериментально. Результаты с очевидностью показывают, что вначале рост всех пузырьков определяется динамическими процессами, а на более поздних стадиях основными становятся тепловые процессы (процесс испарения определяется теплопроводностью). В работе [23] показано, что для пузырька, растущего на стенке в условиях  $T_w > T_{нас}$  и  $T_{ж} < T_{нас}$ ,

$$dR^+/dt^+ = \{t^+ + 1 - \theta [t^+/(t^+ + t_w^+)]^{1/2}\}^{1/2} - (t^+)^{1/2}, \quad (5-13)$$

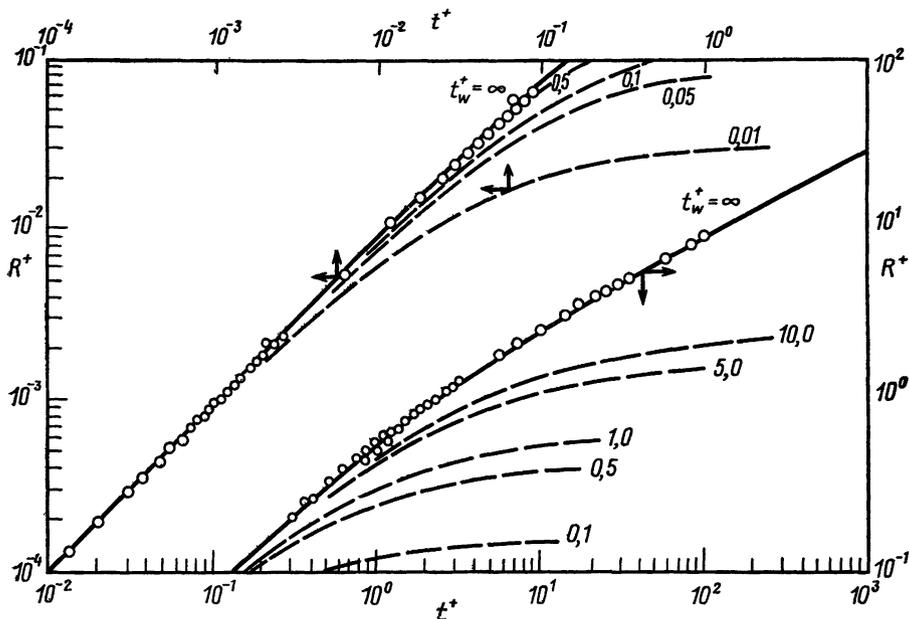


РИС. 5.6. Кривые роста пузырька (сравнение с экспериментальными данными [23]).

— теоретическая зависимость ( $t_w^+ = \infty$ );  $\circ$  экспериментальные данные для воды в диапазоне изменения давления от 0,012 до 0,39 бар.

где

$$R^+ = RA/B^2; \quad t^+ = tA^2/B^2;$$

$$A = [b(T_w - T_{\text{нас}}) h_f \rho_{\text{п}} / T_{\text{нас}} \rho_{\text{ж}}]^{1/2}; \quad B = [(12/\pi) (Ja^2 k_{\text{ж}} / \rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}})]^{1/2};$$

$$Ja = (T_w - T_{\text{нас}}) \rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}} / h_f \rho_{\text{п}}; \quad \theta = (T_w - T_{\text{ж}}) / (T_w - T_{\text{нас}}).$$

Здесь для пузырька, растущего на стенке,  $b = \pi/7$ . В работе [25] показано, что интервал времени между образованием двух пузырьков в одном углублении можно вычислить по формуле

$$t_w = \frac{\rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}}}{\pi k_{\text{ж}}} \left\{ \frac{(T_w - T_{\text{ж}}) R_c}{T_w - T_{\text{нас}} \{1 + [2\sigma (fg)^{1/2} / R_c h_f]\}} \right\}^2, \quad (5-14)$$

где  $R_c$  — радиус углубления. В работе [23] уравнение (5-13) было проинтегрировано для различных значений параметров, пренебрегая величиной  $R_c$ , которая представляет собой радиус пузырька при  $t=0$ , по сравнению с величиной  $R$  в процессе роста пузырька. Результаты интегрирования представлены графически на рис. 5.6.

Когда рост пузырька определяется динамическими процессами,

имеют место условия  $t^+ \ll 1$  и  $t_w^+ \gg t^+$ . В этом случае интегрирование уравнения (5-13) дает

$$R^+ = t^+. \quad (5-15)$$

Для случая, когда рост пузырька определяется тепловыми процессами, имеем  $t^+ \gg 1$ ; при этом уравнение (5-13) и кривые на рис. 5.6 аппроксимируются выражением

$$R^+ = (t^+)^{1/2} - \theta [(t^+ + t_w^+)^{1/2} - (t_w^+)^{1/2}]. \quad (5-16)$$

Если рост пузырька в перегретой жидкости, имеющей постоянную температуру ( $t_w^+ \rightarrow \infty$ ), происходит от начального радиуса, превышающего критический радиус, даваемый уравнением (5-4а), то интегрирование уравнения (5-13) приводит к выражению

$$R^+ = \frac{2}{3} [(t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1], \quad (5-17)$$

которое справедливо для обоих режимов роста пузырька. В выражении для  $A$  в этом случае  $b = 2/3$ .

В области динамического роста пузырька имеем  $t^+ \ll 1$ , и уравнение (5-17) принимает вид

$$R^+ = t^+. \quad (5-18)$$

Это решение было получено Рэлеем; оно совпадает с уравнением (5-15).

Для области теплового роста пузырька имеем  $t^+ \gg 1$ , и уравнение (5-17) принимает вид

$$R^+ = (t^+)^{1/2}. \quad (5-19)$$

Этот результат был получен в работах [26, 27].

Лайен и Гриффитс [24] провели экспериментальное исследование роста пузырьков в перегретой воде в диапазоне давлений 0,01—0,4 бар, для перегрева в диапазоне от 9 до 16 К и  $58 < Ja < 2690$ . Для давлений  $\leq 0,03$  бар рост пузырька полностью происходит в динамической области, где  $R^+ = t^+$ . Для давлений  $\geq 0,35$  бар область динамического роста существует только очень короткое время и практически весь рост пузырька определяется теплопроводностью. В интервале между этими значениями давлений начальная стадия роста определяется динамическими процессами, а более поздняя стадия определяется тепловыми процессами. Переход из одной области в другую происходит при  $t^+ \approx 1$ . Результаты экспериментов согласуются с расчетом по формуле (5-17).

Эксперименты по определению роста пузырьков в жидкостях с неоднородным полем температуры, в которых регистрировалось время ожидания появления пузырька  $t_w$ , весьма немногочисленны,

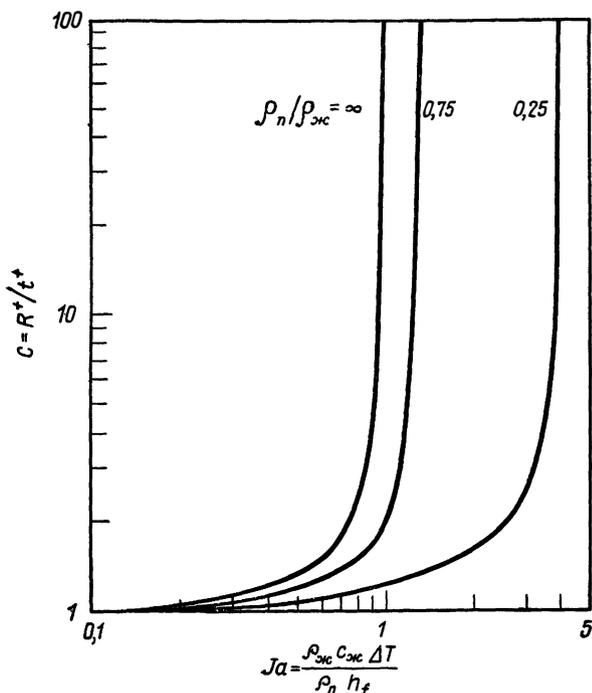


РИС. 5.7. Рост пузырька при больших давлениях [27].

однако они хорошо описываются [25] формулой (5-14). Имеются экспериментальные данные [28] по росту пузырьков на нагретых поверхностях при пониженных давлениях, однако время  $t_w$  не приводится. Эти данные лежат ниже кривой, полученной по формуле (5-17), из чего следует, что нужно использовать уравнение (5-13) и рис. 5.6 и что влияние времени  $t_w$  на экспериментальные результаты является существенным.

Полученные выше решения и результаты пригодны для низких давлений, когда  $\rho_n \ll \rho_{ж}$ . Как показано в работе [27], при больших давлениях, когда рост пузырьков определяется теплопроводностью, влияние давления ( $\rho_n/\rho_{ж}$  увеличивается с ростом давления) характеризуется кривыми, представленными на рис. 5.7, для которых

$$R^+ = Ct^+ \quad (5-20)$$

Вычисленные по формуле (5-12) значения диаметра, при котором происходит отрыв пузырька, не очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Авторам работы [29] удалось получить показанные на рис. 5.8 обобщенные кривые, позволяющие определить диаметр отрыва пузырька  $D_b$  для различных жидко-

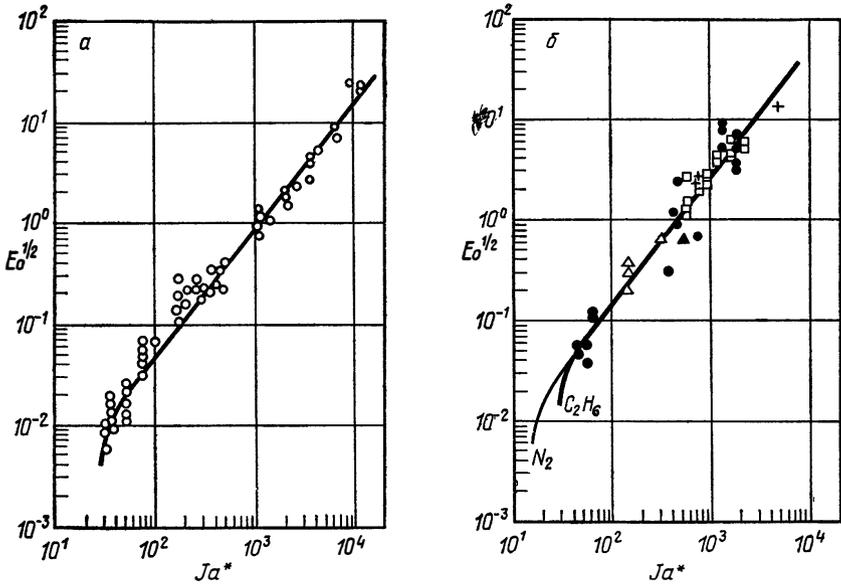


РИС. 5.8. Критериальные зависимости для определения диаметра отрыва [29].  
 а —  $\circ$  вода; б —  $\blacktriangle$  бензол,  $\triangle$  фреон-12,  $+$  ацетон,  $\bullet$  четыреххлористый углерод,  $\square$  метиловый спирт.

стей. Прямые участки кривых, где  $\rho/\rho_{кр} < 0,2$ , описываются следующими уравнениями:

$$Eo^{1/2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot (Ja^*)^{5/4} \quad (\text{вода}); \quad (5-21)$$

$$Eo^{1/2} = 4,65 \cdot 10^{-4} (Ja^*)^{5/4} \quad (\text{другие жидкости}),$$

где

$$Eo = g(\rho_{ж} - \rho_{п}) D_b^2 / \sigma, \quad Ja^* = \rho_{ж} c_{ж} T_{нас} / \rho_{п} h_f.$$

Применительно к криогенным жидкостям отметим, что второе уравнение (5-21) хорошо согласуется с экспериментальными данными для жидкого азота.

Для частоты отрыва пузырьков от поверхности нагрева не существует удовлетворительных методов расчета. Якоб и Линке предложили выражение  $fD_b = 280$  м/ч для пузырьков в воде и жидком водороде. Позднее в работах [30, 31] была получена формула

$$fD_b = 0,36 [t_c / (t_c + t_w)] [\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / \rho_{ж}^2]^{1/4}. \quad (5-22)$$

В работе [32] на основании экспериментальных данных было показано, что величина  $0,36 [t_c / (t_c + t_w)]$  изменяется от 0,046 до 0,426, что вызывает серьезные сомнения в справедливости формулы (5-22).

Позднее было показано [33], что связь диаметра пузырька с частотой отрыва зависит от режима роста пузырьков: для динамической области справедливо соотношение  $D_b f^2 = \text{const}$ , а в тепловой области имеем  $D_b f^{1/2} = \text{const}$ . В промежуточной области показатель степени при  $f$  изменяется от 2 до  $1/2$ .

Микич и др. [23] получили для режима, определяемого теплопроводностью, формулу

$$D_b f^{1/2} / 2\text{Ja} (\pi\alpha_{ж})^{1/2} = [t_c / (t_c + t_w)]^{1/2} + [t_w / (t_c + t_w)]^{1/2} - 1, \quad (5-23)$$

где  $t_c$  и  $t_w$  — время нахождения пузырька на поверхности и время ожидания появления пузырька соответственно, причем  $t_c + t_w = 1/f$ . В диапазоне  $0,2 < t_c / (t_c + t_w) < 0,8$  из формулы (5-23) получаем

$$D_b f^{1/2} = \frac{3}{4} (\pi\alpha_{ж})^{1/2} \text{Ja} \pm 10\%. \quad (5-24)$$

Для режима, определяемого динамическими процессами, в работе [34] предложена зависимость

$$D_b f^2 = \frac{4}{3} g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / C_{d\rho_{ж}}, \quad (5-25)$$

которая для водяного пара при атмосферном давлении,  $C_d \approx 1$  и  $\rho_{п} \ll \rho_{ж}$  сводится к

$$D_b f^2 = 1,32g. \quad (5-26)$$

Приведенные выше зависимости  $f$  от  $D_b$  не имеют достаточного экспериментального подтверждения, поэтому их следует рассматривать как приближенные.

Влияние вынужденной конвекции на  $D_b$  и  $f$  изучено слабо. В работе [35] было показано, что  $D_b$  уменьшается почти линейно с ростом скорости. Однако какие-либо общие методы расчета отсутствуют.

При увеличении  $q/A$  число углублений, являющихся активными центрами парообразования, увеличивается. Станишевский [36] показал, что

$$q \sim n^m, \quad (5-27)$$

где  $m=1$  для малых  $q$  и уменьшается приблизительно до  $1/2$  для больших  $q$ .

## 5.6. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО КИПЕНИЮ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

В этом разделе будут представлены результаты экспериментов, отражающие влияние различных факторов на кипение в большом объеме. Если не оговорено особо, все обсуждаемые данные относятся к жидкостям, смачивающим поверхность нагрева.

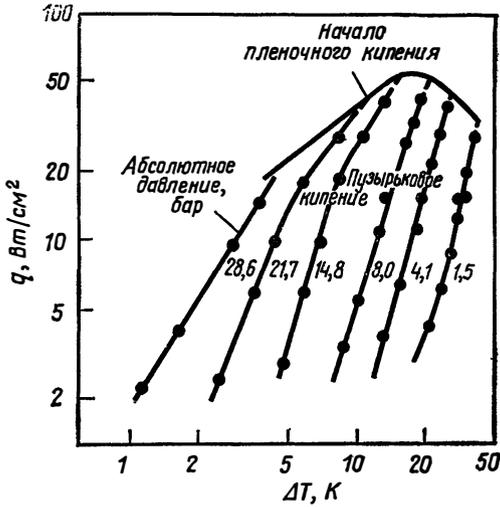


РИС. 5.9. Влияние давления на кривую кипения в большом объеме для пентана [52].

Величины давления и разности температур оказывают существенное влияние во всех режимах кипения. На рис. 5.9 приведены данные для пентана. Аналогичные данные для неона имеются в работе [37]. Рассмотрим функцию распределения размеров углублений (т. е. зависимость числа углублений, размеры которых находятся в некотором диапазоне около данного диаметра, от диаметра углубления), представленную на рис. 5.10. Первыми активируются те углубления, диаметр которых приблизительно равен диаметру, вычисленному для точки касания на рис. 5.4. Тогда в соответствии с уравнением (5-27) при увеличении  $q$  должно воз-

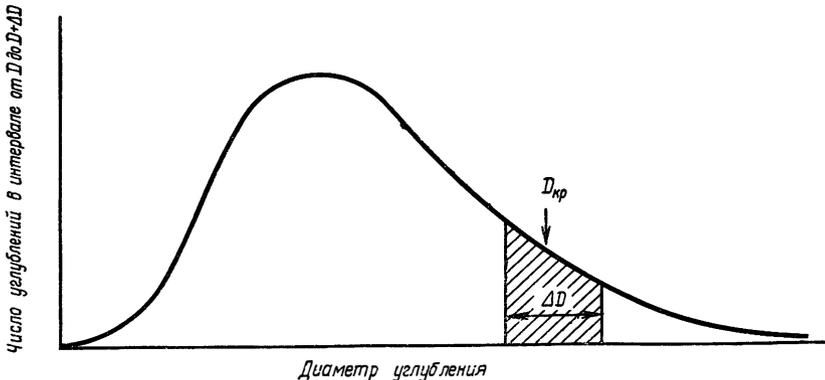


РИС. 5.10. Функция распределения для диаметров углублений.

растать число активных углублений  $n$ , так как имеются углубления как больших, так и меньших размеров, чем  $D_{кр}$  (рис. 5.10). Как показано на рис. 5.4, это требует большей величины перегрева стенки.

Наклон кривой  $\lg q$  в зависимости от  $\lg \Delta T$  дает величину изменения  $\Delta T$ , необходимую для такого увеличения числа активных центров, которое соответствовало бы новому тепловому потоку. Хотя в большинстве случаев наклон имеет значение около 3, имеются эксперименты, в которых величина наклона была близка к единице для загрязненных поверхностей и достигала значения  $\sim 25$  для чистых полированных поверхностей. Действительная величина наклона зависит от распределения по размерам и форме углублений, на которых образуются зародыши пара (рис. 5.10).

Гриффитс и Уоллис [8] получили экспериментальные данные для числа активных центров парообразования в зависимости от величины перегрева стенки и из уравнения (5-5) вычислили радиус, соответствующий данному перегреву стенки. Из экспериментальных данных, полученных при кипении воды, метилового и этилового спиртов на одной и той же поверхности, получается единая кривая для числа активных центров парообразования в зависимости от этого радиуса, соответствующая распределению размеров углублений (рис. 5.10) на этой поверхности.

### 5.6.1. Влияние давления

Данные по кипению в большом объеме, построенные в зависимости от перегрева стенки, описываются кривыми типа показанных на рис. 5.9. Из этого рисунка следует, что при больших давлениях перегрев меньше. Для объяснения этого сдвига в сторону более низких перегревов стенки является существенным то, что величина  $\Delta T_{нас}$ , необходимая для активации углублений данного размера, в случае любых жидкостей уменьшается при увеличении давления [соотношение (5-4)].

### 5.6.2. Влияние состояния поверхности

**5.6.2.1. Влияние обработки поверхности.** Как и ожидалось, обработка поверхности может существенно повлиять на положение кривой кипения, вероятно, потому, что изменение характера обработки поверхности изменяет кривую распределения углублений по размерам (рис. 5.10). Эксперименты, в которых изучалось влияние обработки поверхности, описаны в работе [3]. На рис. 5.11 приведены типичные результаты.

Данные для более шероховатых поверхностей лежат левее, в области более низких значений перегрева стенки, по-видимому, потому, что размеры активных углублений на гладких поверхностях меньше.

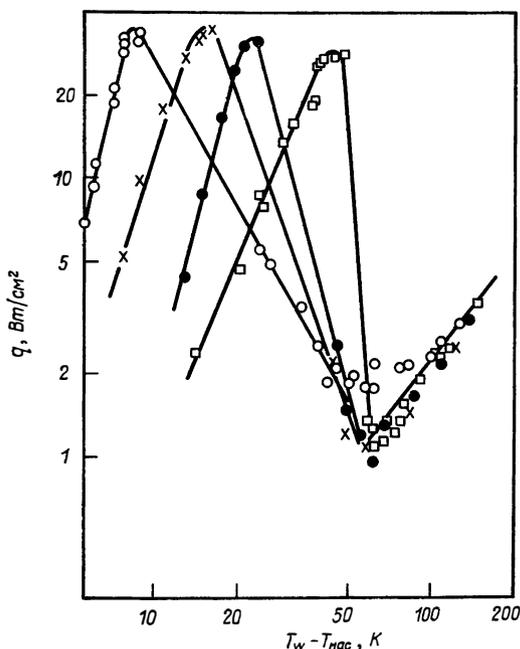


РИС. 5.11. Экспериментальные данные по влиянию шероховатости для системы медь—пентан [68].

Обработка поверхности: ○ наждачный круг; × шлифовальная шкурка № 60; ● шлифовальная шкурка № 320; □ зеркальная полировка.

**5.6.2.2. Старение.** Эксперименты показывают, что старые поверхности имеют более высокое значение  $\Delta T$  при данном  $q$ . На металлических поверхностях может образовываться накипь или выпадать осадок из кипящей жидкости; может также образовываться пленка вследствие окисления или другой химической реакции. Все это способствует уменьшению размеров углублений, что увеличивает перегрев, необходимый для активации.

**5.6.2.3. Влияние покрытий или осадков.** На величину перегрева влияет не только старение поверхности, но и наличие на поверхности покрытия или осадка, передача тепла через которые приводит к появлению дополнительной разности температур. Поскольку покрытия могут быть очень тонкими, а их свойства неизвестными, при графическом представлении экспериментальных данных указанная разность температур обычно включается в  $\Delta T$ . С учетом этого постоянного термического сопротивления кривые  $q$  в зависимости от  $\Delta T$  смещаются вправо и имеют меньший наклон, чем кривые для чистых поверхностей. Кривые для поверхностей с различными покрытиями могут отличаться друг от друга еще больше, чем кривые на рис. 5.11.

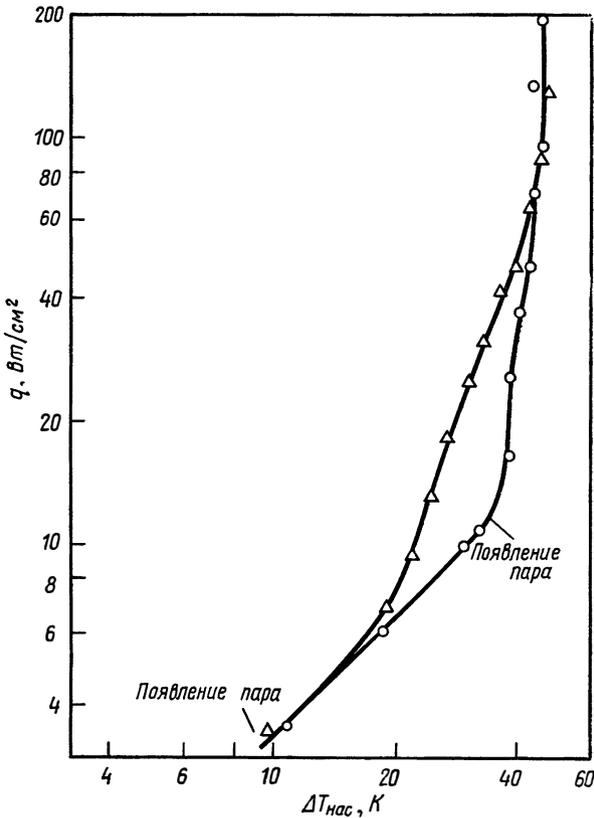


РИС. 5.12. Влияние растворенного газа на кривую кипения [70].

Давление 6,1 бар; температура воды 405 К; скорость 0,3 м/с.

$\circ$  сжатый пар, 0,3 см<sup>3</sup>/л, эксперимент № 9М;  $\Delta$  сжатый воздух, 69 см<sup>3</sup>/л, эксперимент № 15 М.

### 5.6.3. Влияние газов, растворенных в жидкости

Неконденсируемые газы, растворенные в воде, на горячей поверхности, как правило, выделяются из раствора. Обычно наличие газа в жидкости приводит к сдвигу кривой  $q(\Delta T)$  влево и уменьшению величины  $q_{кр}$ .

На рис. 5.12 представлены результаты для случая, когда содержащая газ жидкость непрерывно поступает к поверхности нагрева вследствие вынужденной конвекции. Пузырьки газа могут появляться при температурах, которые значительно ниже нормальной точки кипения, и дополнительный конвективный перенос, вероятно, вызванный термокапиллярной конвекцией, может приводить, как показано, к значительно большему тепловому потокам.

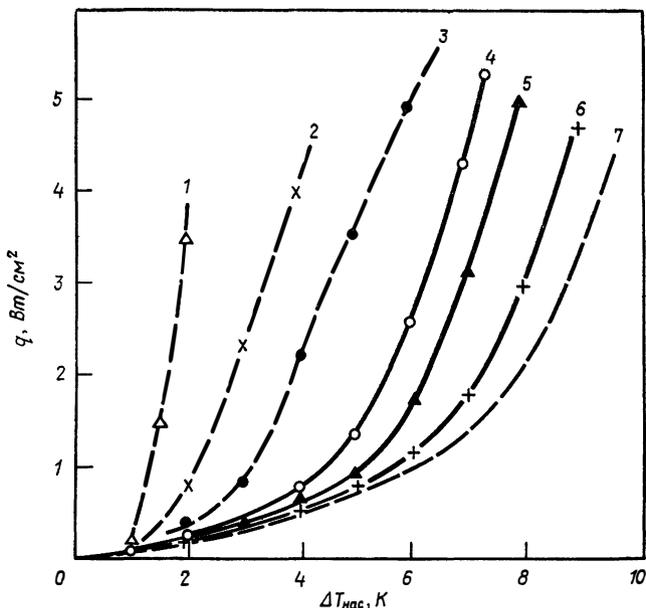


РИС. 5.13. Влияние пескоструйной обработки поверхности на кипение в большом объеме [71].

1 — поверхность с шероховатостью в виде канавок; 2 — после 4 ч кипения и 24 ч пребывания в воде; 3 — после 8 ч кипения и 24 ч пребывания в воде; 4 — окисленная в результате длительного использования; 5 — после повторной пескоструйной обработки; 6 — после еще более длительного использования; 7 — гладкая хромированная поверхность.

На рис. 5.13 приводятся экспериментальные данные для кипения в большом объеме. Поверхность нагрева подвергалась пескоструйной обработке, после которой в углублениях, по-видимому, оставался воздух. Через некоторое время после начала нагрева по мере того, как газ из углублений уносится пузырьками, кривая кипения сдвигается вправо в сторону больших  $\Delta T$ . Другое интересное явление, которое, по-видимому, также связано с присутствием газа в углублениях, — это неустойчивое, или «пульсирующее», кипение [7, 38], которое наблюдалось до сих пор только при кипении жидких металлов.

#### 5.6.4. Гистерезис

Повышенные температуры стенки при увеличении  $q$  в режиме естественной конвекции и значительное уменьшение  $\Delta T$  после начала кипения отражают явление гистерезиса. Превышение температур при увеличении  $q$  более заметно для жидких металлов, особенно для щелочных металлов, которые очень хорошо смачивают

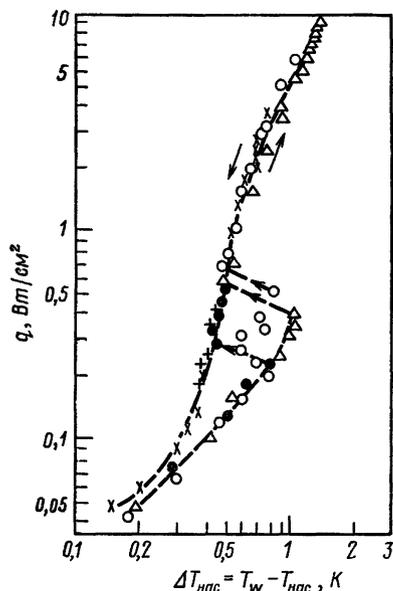


РИС. 5.14. Явление гистерезиса для жидкого неона при очень малом тепловом потоке [37].

Пузырьковое кипение в большом объеме при абсолютном давлении 4 бар.  
 ● рост в первом цикле; + падение в первом цикле; ○ рост во втором цикле; × падение во втором цикле; △ рост в третьем цикле.

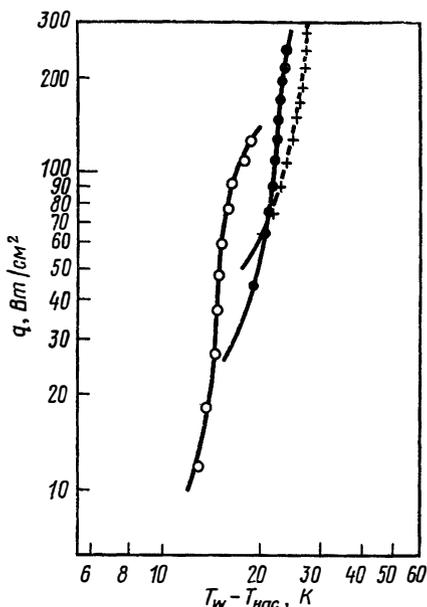


РИС. 5.15. Влияние недогрева на кипение в большом объеме при  $p=2$  бар [9].

○  $T_{нас} - T_{ж} = 1,7$  К;  
 ●  $T_{нас} - T_{ж} = 39,5$  К;  
 +  $T_{нас} - T_{ж} = 87$  К.

практически все твердые поверхности. Смачивание приводит к дезактивации углублений, как это уже обсуждалось в связи с рис. 5.1, в.

Для обычных жидкостей такое превышение случается реже, поскольку на поверхности обычно имеются полости типа показанных на рис. 5.1, г, которые остаются активными даже после охлаждения системы. Если происходит частичная дезактивация углублений, явление гистерезиса может наблюдаться и для обычных жидкостей; однако экспериментальные данные для области пузырькового кипения, полученные при уменьшении теплового потока, свидетельствуют о гладком переходе к режиму естественной конвекции. Рис. 5.14 показывает, что такое поведение характерно и для криогенных жидкостей.

### 5.6.5. Размер и ориентация поверхности нагрева

Влияние размера или ориентации нагретой проволоки на зависимость  $q$  от  $\Delta T$  в области пузырькового кипения очень мало. Од-

нако влияние положения и размеров проволоки оказывается существенным в области естественной конвекции, когда кипения нет. Эта область лежит слева от кривой кипения, и в ней справедливы обычные зависимости для естественной конвекции в однофазной системе. В режиме пленочного кипения положение и размеры проволоки также влияют на результаты экспериментов (кривые для проволок меньшего диаметра лежат левее).

### 5.6.6. Перемешивание

Влияние перемешивания (например, вентилятором) аналогично влиянию скорости, которое показано на рис. 4.9. Кривые, соответствующие большему числу оборотов, лежат на графике выше. Влияние перемешивания изучалось в работе [39] и в более поздней работе [40]. С увеличением числа оборотов возрастает также критический тепловой поток. Никаких попыток обобщения этих данных не предпринималось, поскольку явление сильно зависит от формы, размера и положения источника перемешивания.

### 5.6.7. Недогрев

Влияние недогрева на положение кривой кипения в случае естественной конвекции, по-видимому, зависит от конфигурации системы. На рис. 5.15 приведены экспериментальные данные по кипению воды [9] на трубке диаметром 0,16 см из нержавеющей стали. Здесь кривые кипения смещаются вправо при увеличении недогрева. Слева от кривых находится область естественной конвекции, в которой при одинаковом перепаде  $T_w - T_{\text{нас}}$  большему недогреву соответствует большая величина  $q$ . Результаты для горизонтального плоского нагревателя из никрома размером  $10,6 \times 10,6$  см<sup>2</sup> и толщиной 0,41 см [41] совершенно противоположны — кривые кипения смещаются влево с ростом недогрева. Различие между результатами работ [9] и [41] может быть обусловлено различием конфигураций систем или, возможно, оно связано с различными условиями образования зародышей пара на поверхности.

### 5.6.8. Несмачиваемые поверхности

Если жидкость не смачивает поверхность нагрева, то образуются очень большие паровые пузыри, которые покрывают значительно большие площади поверхности нагрева [42, 43]. В результате для передачи данного потока  $q$  требуются значительно более высокие значения  $T_w - T_{\text{нас}}$ . Критический тепловой поток для таких поверхностей уменьшается в 10—20 раз.

### 5.6.9. Сила тяжести

Зигель и Усыскин [44] фотографировали в условиях свободного падения кювету с водой, в которую был погружен ленточный нагреватель. Во всех случаях тепловые потоки были таковы, что в условиях нормальной силы тяжести существовал бы режим пузырькового кипения. В состоянии свободного падения при меньших тепловых потоках наблюдался рост пузырьков, которые, однако, не отрывались от нагретой ленты. При больших тепловых потоках вокруг всей ленты образовывался паровой пузырь. Из этого можно сделать вывод, что, по существу, пузырьковое кипение при  $g=0$  не существует.

Позже Зигель и Усыскин создали в свободно падающей системе небольшое сопротивление, подняв ускорение приблизительно до  $0,09 g$ . Согласно их устному сообщению, в этих условиях пузырьковое кипение продолжалось и во время падения. Это показывает, что для поддержания пузырькового кипения достаточно небольшого ускорения силы тяжести.

Мёрт и Кларк [45] привели результаты опытов с нагретой поверхностью, расположенной на дне сосуда большой емкости. Система помещалась на центрифугу и вращалась так, что результирующее ускорение было направлено по нормали к поверхности. Их эксперименты охватывали диапазон ускорений от  $1 g$  до  $21 g$ . На рис. 5.16 приведены результаты этих экспериментов. При больших тепловых потоках влияние ускорения на положение кривых  $q$  в зависимости от  $\Delta T$  оказывается незначительным. Смещение кривых при низких тепловых потоках, вероятно, объясняется влиянием естественной конвекции.

### 5.7. СВОДКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО КИПЕНИЮ

Перепады температур  $T_w - T_{\text{нас}}$ , которые имеют место при пузырьковом кипении, невелики и составляют  $0,5-55 \text{ K}$ . Во многих приложениях эти перепады температур не имеют первостепенной важности и интерес представляет лишь порядок величины этой разности температур. На рис. 5.17 приведена сводка экспериментальных данных по пузырьковому кипению для различных органических жидкостей и различных поверхностей [46]. 276 экспериментальных точек, показанных на рис. 5.17, получены для различных комбинаций следующих условий:

1. Жидкости: ацетон, бензол, изобутиловый спирт, нормальный бутиловый спирт, дисульфид углерода, четыреххлористый углерод, диэтиловый эфир, дифенил, этиловый спирт, этилацетат, фреон-12,

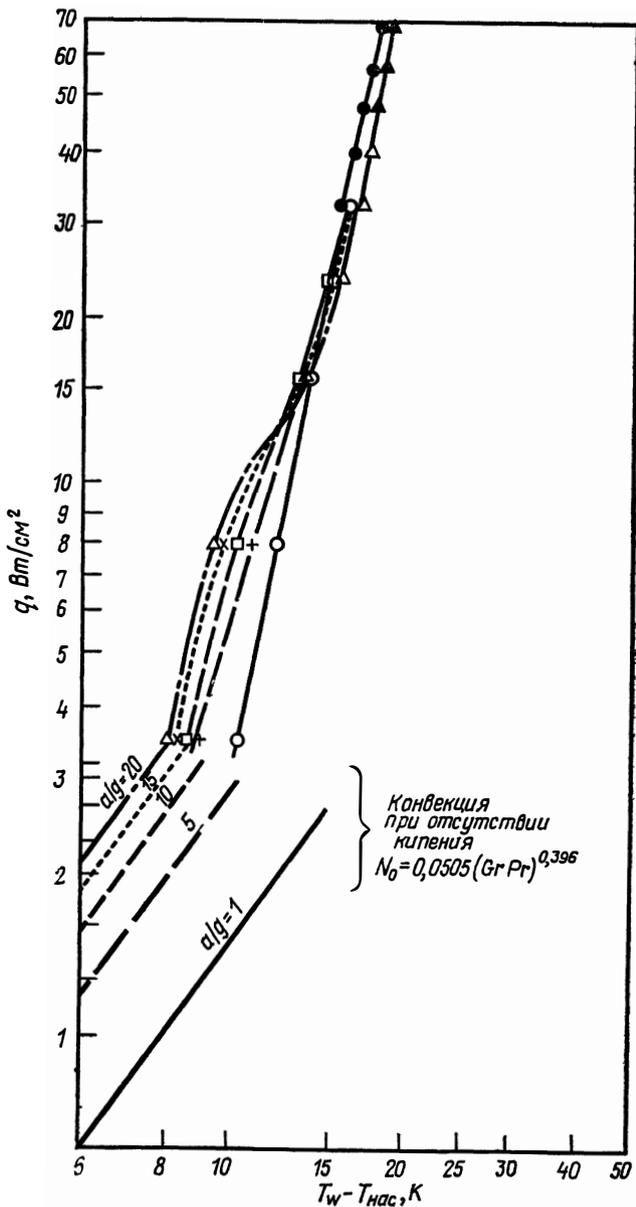


РИС. 5.16. Влияние ускорения системы, нормального к поверхности нагрева, на конвекцию и кипение в большом объеме [45]. Экспериментальные данные по кипению воды при насыщении.  
 ○  $a/g=1$ ; +  $a/g=5$ ; □  $a/g=10$ ; ×  $a/g=15$ ; △  $a/g=20$ . Данные Костелло ●  $a/g=1$ ; ▲  $a/g=20$ .

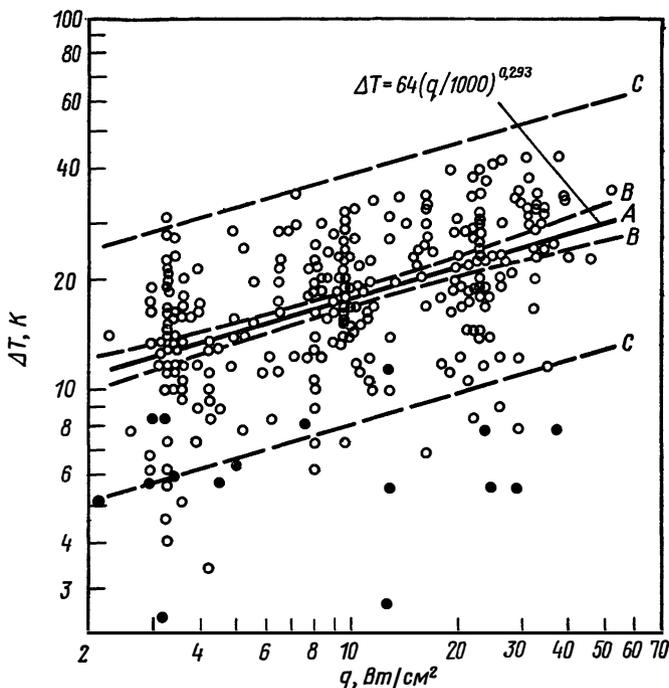


РИС. 5.17. Пузырьковое кипение в большом объеме органических и криогенных жидкостей при атмосферном давлении.

○ органические жидкости; ● криогенные жидкости; А — кривая регрессии; В — 95%-ный доверительный интервал для кривой регрессии; С — диапазон 95%-ной вероятности величины  $\Delta T$ , определяемой регрессионным анализом [46].

фреон-113, гептан, гексан, криогенные жидкости, метиловый спирт, метилхлороформ, пентан, изопропиловый спирт, стирол, *o*-терфенил, *m*-терфенил, толуол.

2. Поверхности: латунь, пластина из хрома, медь, золото, инконель, пластина из никеля, платина, нержавеющая сталь, глазурь, цинк (кристаллический).

3. Обработка поверхности: без обработки; обработка на шлифовальном круге № 36, 60, 120, 150, 200 или 320; зеркальная полировка; обработка кислотой и стальной щеткой с отжигом и без отжига; новая и старая.

4. Конфигурация: трубки диаметром 0,012—3,75 см (горизонтальные и вертикальные); диски диаметром 2—10 см (вертикальные; горизонтальные, обращенные вверх); пластины размером 2×2 см и 2×10 см (вертикальные; горизонтальные, обращенные вверх или вниз).

### 5.8. КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕПЛОТДАЧЕ ПРИ КИПЕНИИ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Уже давно предпринимались попытки нахождения критериальных зависимостей на основании экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении в большом объеме. Здесь мы опустим рассуждения, из которых следуют те или иные зависимости, а приведем только предложенные формулы и обсудим пределы их применимости.

Рассматривая рис. 5.11 и 5.13, неизбежно приходим к выводу, что любое критериальное соотношение, которое содержит только свойства жидкости (жидкой или парообразной фазы), не может являться «универсальным» для всех жидкостей и, следовательно, годиться для любой интересующей нас жидкости. При изменении свойств твердой поверхности должна изменяться по крайней мере величина коэффициента в критериальном соотношении (а возможно, даже величина показателя степени). Об этом свидетельствуют, например, данные на рис. 5.11, полученные для одних и тех же условий в жидкости при различных состояниях твердой поверхности. Этот вопрос нельзя недооценивать. Подобная недооценка породила много недоразумений в исследованиях теплоотдачи при кипении. В настоящее время не существует удовлетворительного способа количественного учета в критериальном соотношении влияния состояния твердой поверхности. Несмотря на это, некоторые исследователи приводят критериальные соотношения, в которых коэффициент является постоянной величиной. Максимум, что можно сделать в таком случае, это учесть влияние давления в критериальной зависимости для данной комбинации жидкость—твердая поверхность.

Многие из предложенных формул были получены с использованием анализа упрощенных моделей кипения, которые дают возможность ввести ряд безразмерных комплексов. В эти формулы входят в различной форме числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля для пузырька. В одной из ранних формул [47] используются эти безразмерные комплексы, причем в качестве характерного размера берется диаметр  $D$ , определяемый выражением (5-12). Предложенная зависимость имеет вид

$$\frac{c_{ж}(T_{ж} - T_{нас})}{h_f} = C_{пж} \left\{ \frac{q}{\mu_{ж} h_f} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} \right\}^r \left( \frac{c_{ж} \mu_{ж}}{k_{ж}} \right)^s, \quad (5-28)$$

где коэффициент  $C_{пж}$  должен принимать различные значения в зависимости от конкретного сочетания жидкость—поверхность нагрева. Для зависимостей, изображенных на рис. 5.18, а, 5.18, б и 5.19, показатель степени  $r$  равен 0,33. Построение зависимости  $c_{ж} \Delta T / h_f$  от  $Pg$  для постоянных значений ординаты дает  $s=1,0$  для

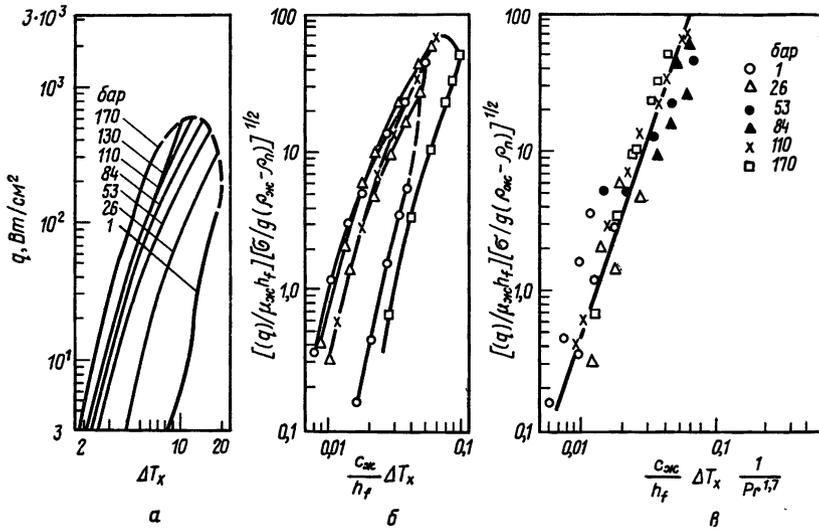


РИС. 5.18. Экспериментальные данные по пузырьковому кипению воды [47]. Нагреватель — платиновая проволока диаметром 0,6 мм: Для рис. 5.18, в

$$\frac{c_{ж}}{h_f} \Delta T_x = 0,013 \left\{ \frac{q}{\mu_{ж} h_f} \left| \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right|^{1/2} \right\}^{0,33} \left( \frac{c_{ж} \mu_{ж}}{k_{ж}} \right)^{1,7}$$

воды и  $s=1,7$  для всех других жидкостей. Окончательная критериальная зависимость показана на рис. 5.18, в. Для этой зависимости коэффициент  $C_{пж}$  равен 0,013 с погрешностью приблизительно  $\pm 20\%$ . Описанная процедура была использована для обработки других экспериментальных данных; соответствующие результаты представлены в табл. 5.3.

Следует подчеркнуть, что для получения критериальной зависимости или при использовании формулы (5-28) важно брать точные значения свойств жидкости. Кроме того, поверхность нагрева должна быть чистой. Наличие загрязнения или осадка на поверхности нагрева может привести к смещению относительного положения и наклона кривой и тем самым к изменению не только  $C_{пж}$ , но также  $r$  и  $s$ . Кроме того, следует отметить, что в уравнение (5-28) входит член  $g^{1/6}$ , который появляется при подстановке  $D$  из выражения (5-12). Как можно видеть из рис. 5.16, величина ускорения силы тяжести на положение кривой кипения не влияет; таким образом, в формуле (5-28) следует использовать  $|g| = |g_0|$ .

Позднее в работе [53] были применены аналогичные безразмерные комплексы, но при построении числа Рейнольдса в качестве произведения скорости на характерный размер использовалась величина  $\dot{R}R$  [ $R$  определяется из формулы (5-21)], а при построении числа Нуссельта в качестве характерного размера была выбрана величина  $2\sigma/\Delta\rho$ .

ТАБЛИЦА 5.3  
Значения констант в критериальном соотношении (5-28)  
при  $r=0,33$

Сочетание жидкость — поверхность	$C_{\text{пж}}$	$S$
Вода — никель [48]	0,006	1,0
Вода — платина [49]	0,013	1,0
Вода — медь [49]	0,013	1,0
Вода — латунь [51]	0,006	1,0
$\text{CCl}_4$ — медь [51]	0,013	1,7
Бензол — хром [52]	0,101	1,7
Пентан — хром [52]	0,015	1,7
Этиловый спирт — хром [52]	0,0027	1,7
Изопропиловый спирт — медь [51]	0,0025	1,7
35% $\text{K}_2\text{CO}_3$ — медь [51]	0,0054	1,7
50% $\text{K}_2\text{CO}_3$ — медь [51]	0,0027	1,7
Бутиловый спирт — медь [51]	0,0030	1,7

В работе [54] эта формула была модифицирована (не производилась линеаризация зависимости  $\Delta p$  от  $\Delta T$ ), в результате чего была получена следующая формула:

$$\begin{aligned} & \frac{q}{h_f \rho_{\text{п}}} \left( \frac{2\sigma}{\alpha \Delta p} \right)^{1/2} \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\Delta p} \right)^{1/4} = \\ & = C_2 \left\{ \frac{\rho_{\text{ж}}}{\mu} \left[ \frac{c \rho_{\text{ж}} (\pi \alpha)^{1/2} T_{\text{нас}}}{(h_f \rho_{\text{п}})^2} \Delta p \right]^2 \right\}^{5/8} R \Gamma^{1/3}. \end{aligned} \quad (5-29)$$

Для  $C_2$  было получено значение 0,0012 на основании анализа экспериментальных данных для воды при атмосферном давлении и при 50 бар, для бутилового спирта при 3,4 бар, для анилина при 2,4 бар и для ртути при атмосферном давлении и 3 бар. Формулу (5-29) можно записать в следующем виде, в котором она хорошо аппроксимирует экспериментальные данные:

$$q = K_{\text{пж}} \left( \frac{\alpha c \rho_{\text{ж}} T_{\text{нас}}}{h_f \rho_{\text{п}} \sigma^{1/2}} \right) \left[ \frac{c T_{\text{нас}} \alpha^{1/2}}{(h_f L \rho_{\text{п}})^2} \right]^{1/4} \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\mu} \right)^{5/8} R \Gamma^{1/3} (\Delta p)^2. \quad (5-30)$$

На основании ограниченного экспериментального материала для  $K_{\text{пж}}$  было предложено значение  $4,3 \cdot 10^{-5}$ . Недавно это уравнение было проверено с использованием других экспериментальных данных. В случае системы этиловый спирт — хром для  $K_{\text{пж}}$  предлагается брать значение  $8,2 \cdot 10^{-5}$  [52], а для системы вода — платина, согласно данным работы [49],  $K_{\text{пж}} = 14,2 \cdot 10^{-5}$ . Очевидно, величина этого коэффициента действительно изменяется для раз-

личных сочетаний жидкость — поверхность. Формула (5-30) нуждается в более тщательной экспериментальной проверке.

Формула (5-30) полностью совпадает с формулой, предложенной в работе [53], за исключением того, что  $\Delta p$  и  $\Delta T$  связаны соотношением (5-6). Кроме того из (5-30) следует, что показатель степени зависимости  $q/A$  от  $\Delta T$  является переменным и при увеличении  $\Delta T$  изменяется от 2 до 4. Во многих случаях эта кривая имеет меньший наклон в области естественной конвекции, чем это следует из экспериментальных данных.

Другие критериальные соотношения были предложены в работах [55—57]. В формуле, предложенной в работе [55], учитывается влияние размеров системы, однако экспериментальное подтверждение этой формулы отсутствует. В работе [57] используется размерная эмпирическая зависимость, причем экспериментальные данные отличаются от нее иногда в 5 раз и более. Это отклонение того же порядка, что наблюдаемые для  $C_{\text{плж}}$  в табл. 5.3. (Ординату на рис. 4 работы [57] следует умножить на  $10^{-5}$  вместо  $10^{-6}$ .)

Советские авторы предложили записывать критериальную зависимость в следующей форме [58]:

$$\text{Nu}_* = A \text{Pr}^{n_1} \text{Re}_*^{n_2} K_p^{n_3} K_f^{n_4} \text{Ar}_*^{n_5}. \quad (5-31)$$

Значения коэффициента  $A$  и показателей степени, предложенные различными авторами, приведены в табл. 5.4.

ТАБЛИЦА 5.4

Авторы	$A$	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_4$	$n_5$
М. А. Кичиган и Н. И. Тобилович	$1,04 \cdot 10^{-4}$	0	0,7	0,7	0	0,125
С. С. Кутателадзе	$7 \cdot 10^{-4}$	-0,35	0,7	0,7	0	0
В. М. Боришанский и Ф. П. Минченко	$8,7 \cdot 10^{-4}$	0	0,7	0,7	0	0
Г. Н. Кружилин и Е. К. Аверин	0,082	-0,5	0,7	0	0,377	0
Д. А. Лабунцов	0,125	-0,32	0,65	0	0,35	0

В формуле (5-31)

$$\begin{aligned} \text{Nu}_* &= \frac{h}{k} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})} \right]^{1/2}; & \text{Re}_* &= \frac{q}{\alpha \rho_{\text{п}} h_f}; \\ K_p &= \frac{p}{[g\sigma(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{1/2}}; & K_f &= \frac{(\rho_{\text{п}} h_f)^2}{c_{\text{ж}} T_{\text{нас}} \rho_{\text{ж}} [g\sigma(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{1/2}}; \\ \text{Ar}_* &= \frac{g}{v^2} \left( \frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})} \right)^{3/2} \left( 1 - \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} \right). \end{aligned} \quad (5-32)$$

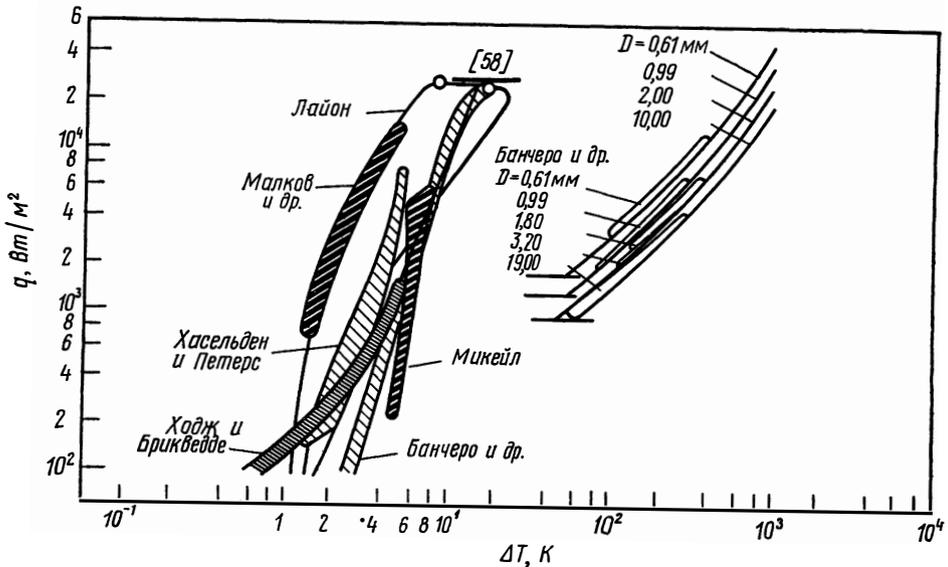


РИС. 5.19. Экспериментальные данные по пузырьковому и пленочному кипению жидкого кислорода при атмосферном давлении и сравнение с расчетом по формулам Кутателадзе и Брина—Вестутера [63].

Точки минимума теплового потока при пленочном кипении находятся по формулам Линхарда—Уонга или Зубера и сотр.  
 ○ экспериментальные значения критического теплового потока; — расчетные значения критического теплового потока.

Снова следует подчеркнуть, что коэффициент  $A$  в формуле (5-31) не является константой, а зависит от сочетания жидкость—поверхность.

Криогенные жидкости — жидкий кислород, азот, водород, гелий и т. д. — при кипении в большом объеме ведут себя так же, как обычные жидкости. Положение кривой  $q=f(T_w-T_{\text{нас}})$  сильно зависит от материала и характеристик твердой поверхности. Обзор таких экспериментальных данных имеется в работах [59—63]. На рис. 5.19 приведен обобщенный график, построенный на основании большого количества экспериментальных данных по кипению в большом объеме, а также по пленочному кипению для кислорода. В работе [63] была предпринята попытка описать все эти данные модифицированным соотношением Кутателадзе

$$q = 4,87 \cdot 10^{-11} \left[ \frac{C_{pж}}{h_{f\rhoп}} \right]^{1/5} \left[ \frac{k_{ж}\rho_{ж}^{1,282} p^{1,75}}{\sigma^{0,906} \mu_{ж}^{0,626}} \right] (T_w - T_{\text{нас}})^{2,5}, \quad (5-33)$$

которое представляет собой уравнение кривой, проходящей через центральную часть области, заполненной экспериментальными точ-

ками. Очевидно, что коэффициент должен изменяться в 10 раз или около того, чтобы описать все эти данные. Подобные сводки данных имеются для азота, водорода и гелия [63].

Кларк [61] показал, что формула (5-28) в модифицированном виде

$$\frac{q}{h_f \mu_{ж}} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} = 3,25 \cdot 10^5 \left[ \frac{C_{рж} \Delta T}{h_f} \left( \frac{T/T_{кр}}{Pr_{ж}} \right)^{1/8} \right]^{2,89} \quad (5-34)$$

также описывает данные по кипению криогенных жидкостей. Эта модификация формулы (5-28) была получена путем эмпирического учета влияния давления (через отношение  $T/T_{кр}$ ), изменения показателя степени при числе Прандтля и выбора одного значения  $C_{пж}$ .

Формула (5-28) позволяет описать влияние давления для широкого многообразия экспериментальных данных по кипению в большом объеме. Состояние наших знаний таково, что коэффициент  $C_{пж}$  в этой формуле приходится определять из ограниченного количества данных для каждого сочетания жидкость—поверхность. Это, конечно, справедливо и в случае любой другой критериальной зависимости для кипения в большом объеме.

Следует также отметить, что материал поверхности, возможно, играет меньшую роль, чем состояние поверхности, которое характеризуется распределением размеров углублений типа показанного на рис. 5.10. Эти распределения неизвестны практически ни для каких испытуемых поверхностей.

Микич и Розенов [64] предприняли попытку выяснить, как характер распределения размеров углублений для данной поверхности влияет на положение кривой кипения в координатах  $q/A$  и  $\Delta T$  при кипении в большом объеме. Начав с описания процесса кипения аналогично тому, как это сделано в разд. 5.4, и приняв, что число углублений, радиус которых больше  $r$ , описывается выражением

$$n = C_1 (r_s/r)^m, \quad (5-35)$$

где  $r_s$  — радиус наибольшего углубления, а  $C_1$ ,  $r_s$  и  $m$  определяются по результатам измерений распределения размеров углублений, Браун и Берглз [65] получили следующее выражение:

$$q = (A_{к}/A) q_{к} + q_{б}. \quad (5-36)$$

Здесь  $A_{к}/A$  — доля площади поверхности, на которой не образуются пузырьки,  $q_{к}$  — тепловой поток на этой части поверхности за счет естественной конвекции, а  $q_{б}$  определяется из уравнения

$$\frac{q_{б}}{\mu_{ж} h_f} \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} = B (\varphi \Delta T)^{m+1}, \quad (5-37)$$

где

$$B = \left( \frac{r_s}{2} \right)^m \frac{2\sqrt{\pi}}{g^{9/8}} C_2^{5/3} C_3^{3/2} C_1; \quad (5-38)$$

$$\varphi^{m+1} = \frac{k_{ж}^{1/2} \rho_{ж}^{17/8} c_{ж}^{19/8} h_f^{m-23/8} \rho_{п}^{m-15/8}}{\mu_{ж} (\rho_{ж} - \rho_{п})^{9/8} \sigma^{m-11/8} \tau_{нас}^{m-15/8}}. \quad (5-39)$$

Здесь  $C_2=0,00015$  для воды и  $C_2=0,000465$  для других жидкостей [формулы (5-21)];  $C_3=0,6$  [формула (5-22)];  $C_1$ ,  $r_s$  и  $m$  должны находиться из распределения углублений [формула (5-35)]. Отметим, что  $B$  зависит только от распределения размеров углублений, а  $\varphi$  — только от свойств жидкости, если не считать показателя степени  $m$ . Если распределение размеров углублений имеет наклон  $m$ , то кривая  $q$  от  $\Delta T$  должна иметь наклон  $m+1$ .

Для большинства жидкостей  $q_k \ll q_b$ , и в формуле (5-36) величиной  $q_k$  можно пренебречь.

Распределение размеров углублений для большинства поверхностей, для которых имеются экспериментальные данные, не определялось. В этих случаях данные по кипению могут быть использованы для определения  $m$  и  $B$ . В работе [64] показано, что при таком использовании соотношения (5-38) оно действительно описывает имеющиеся данные по кипению.

## 5.9. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь поверхности нагрева;
- $A_b$  — площадь поверхности пузырька;
- $C_{пж}$  — коэффициент в уравнении (5-28), зависящий от свойств жидкости и поверхности нагрева;
- $c_{ж}$  — удельная теплоемкость насыщенной жидкости, Дж/(кг·К);
- $D$  — диаметр трубы;
- $D_b$  — диаметр пузырька в момент отрыва от поверхности нагрева, м;
- $D_e = 4$  (площадь сечения канала)/периметр — эквивалентный диаметр;
- $f$  — частота образования пузырьков, с<sup>-1</sup>;
- $G$  — удельный массовый расход в канале или трубе, кг/(м<sup>2</sup>·с);
- $G_b$  — удельный массовый расход пузырьков в момент отрыва от поверхности нагрева, кг/(м<sup>2</sup>·с);
- $g_H$  — ускорение силы тяжести;

- $H$  — энтальпия, Дж/кг;  
 $h_f$  — скрытая теплота парообразования, Дж/кг;  
 $h = (q/A)/\Delta T$  — коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $Ja = \rho_{ж} c_{ж} (T_w - T_{нас}) / \rho_{п} h_f$  — число Якоба;  
 $k_{ж}$  — коэффициент теплопроводности насыщенной жидкости, Вт/(м·К);  
 $L$  — длина;  
 $M$  — молекулярный вес;  
 $Nu = hd/k$  — число Нуссельта;  
 $Nu_b$  — число Нуссельта для пузырька;  
 $n$  — число источников цепочек пузырьков на единицу площади поверхности нагрева;  
 $P_{гж} = c_{ж} \mu_{ж} / k_{ж}$  — число Прандтля для жидкости;  
 $p_{кр}$  — критическое давление;  
 $p_{ж}$  — давление жидкости около поверхности раздела радиуса  $r$ ;  
 $p_{п}$  — давление пара около поверхности раздела радиуса  $r$ ;  
 $q$  — тепловой поток через единицу площади поверхности нагрева, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $q_b$  — удельный тепловой поток к пузырьку, находящемуся на поверхности нагрева, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $R$  — газовая постоянная, а также радиус пузырька;  
 $Re_b$  — число Рейнольдса для пузырька;  
 $r$  — радиальное расстояние;  
 $S$  — энтропия, Дж/(кг·К);  
 $T_{кр}$  — критическая термодинамическая температура, К;  
 $T_{ж}$  — температура жидкости, К;  
 $T_{нас}$  — температура насыщения, К;  
 $T_w$  — температура поверхности нагрева, К;  
 $t$  — время;  
 $t_c$  — время нахождения пузырька на поверхности;  
 $t_w$  — время ожидания появления пузырька;  
 $v$  — удельный объем, м<sup>3</sup>/кг;  
 $W, w$  — массовый расход, кг/с;  
 $z$  — глубина (расстояние от поверхности);  
 $\alpha = k/\rho c_p$  — коэффициент температуропроводности;  
 $\beta$  — угол смачивания;  
 $\Delta T_{нас} = T_w - T_{нас}$ ;  
 $\Delta T_{нед} = T_{нас} - T_{ж}$ ;  
 $\mu_{ж}$  — вязкость насыщенной жидкости, кг/(м·с);  
 $\rho_{ж}$  — плотность насыщенной жидкости, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\rho_{п}$  — плотность насыщенного пара, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\sigma$  — поверхностное натяжение на поверхности раздела, Н/м;

- $\sigma_{тж}$  — поверхностное натяжение на поверхности раздела  
твердое тело—жидкость, Н/м;  
 $\sigma_{пж}$  — поверхностное натяжение на поверхности раздела  
пар—жидкость, Н/м;  
 $\nu = \mu/\rho$  — кинематическая вязкость.

### Индексы

- $b$  — пузырек;  
 $c$  — углубление;  
 $f$  — пленка;  
 $w$  — стенка;  
 $г$  — газ;  
 $ж$  — жидкость;  
 $з$  — закипание;  
 $к$  — конвективный;  
 $кр$  — критический;  
макс — максимальный;  
нас — насыщение;  
нед — недогрев;  
 $\Pi$  — шар;  
ПЖ — поверхность и жидкость.

### 5.10. ЛИТЕРАТУРА

1. Gouse S. W., An Index to Two-Phase Gas-Liquid Flow Literature, MIT Report, № 9, MIT Press, Cambridge, Mass., 1966.
2. Westwater J. W., Streng P. H., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 29, 95 (1959).
3. Carty C., Foust A. S., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 17, 51 (1955).
4. Bankoff S. G., Proc. of Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford Univ. Press, 1956.
5. Rohsenow W. M., *Ind. Eng. Chem.*, 58, 1 (1966).
6. Griffith P., Symp. on Boiling Heat Transfer, Proc. Inst. Mech. Engrs., 180, Part 1 and 3C, 1965—1966.
7. Shai I., MIT Heat Transfer Lab. Rept. 76303-45, January 1967.
8. Griffith P., Wallis J. D., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 30, 49 (1960).
9. Bergles A. E., Rohsenow W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86, 365 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C, № 3, стр. 83 (1964)*.
10. Hsu Y. Y., Graham R. W., NASA Tech. Note TNP-594, May 1961.
11. Brown W., Sc. D. Thesis, MIT Heat Transfer Lab., Mech. Eng. Dept., January 1967.
12. Frost W., Dzakowic G. S., ASME paper 67-HT-61, 1967.
13. Kenning D. B. R., Cooper M. G., Boiling Symp., Inst. Mech. Engrs. (London), 180C, 1965.
14. Deane C. W., IV, Rohsenow W. M., MIT Heat Transfer Lab., Rept. № DSR 76303-65, October 1969.
15. Singer R. M., Holtz R. E., paper at Intern. 4th Heat Trans. Conf., Versailles, France, September 1970.

16. Han C. Y., Griffith P., MIT Heat Transfer Lab., Rept. № 19, 1962.
17. Moissis R., Berenson P. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **85C**, 221 (1963); русский перевод: *Труды амер. об-ва инж.-мех., серия C*, № 3, стр. 39 (1963).
18. Cooper M. G., Lloyd J. P., 3rd Intern. Heat Trans. Conf., 1966, p. 193; также *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **12**, 895 (1969).
19. Cooper M. G., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **12**, 915 (1969).
20. Curcio M., CNEN, CSN, Rome, Italy, частное сообщение.
21. Fritz W., *Phys. Z.*, **36**, 379 (1935).
22. Wark J. W., *J. Phys. Chem.*, **37**, 623 (1933).
23. Mikic B. B., Rohsenow W. M., Griffith P. G., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **13**, 657 (1970).
24. Lien Y., Griffith P., PhD. Thesis, ME Dept., MIT, Jan. 1969.
25. Mikic B. B., Rohsenow W. M., *Progress in Heat and Mass Transfer*, Vol. II, Pergamon Press, London, 1969, p. 283.
26. Plesset M. S., Zwick J. A., *J. Appl. Phys.*, **25**, 493 (1954).
27. Scriven L. E., *Chem. Eng. Sci.*, **10**, p. 1—13 (1959).
28. Cole R., Shulman H. L., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **9** (12), 1377 (1966).
29. Cole R., Rohsenow W. M., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **65**, 92, 211 (1969).
30. Zuber N., USAEC Rept. AECU-4439, 1959.
31. Peebles F. N., Garber H. J., *Chem. Eng. Progr.*, **49** (2), 88 (1953).
32. Cole R., *AIChE J.*, **10** (7), 779 (1967).
33. Ivey H. J., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **10** (8), 1023 (1967).
34. Cole R., *AIChE J.*, **6** (4), 533 (1960).
35. Koumoutsos N., Moissis R., Spyridonos A., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **90C** (2), 223 (1968); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C*, № 2, стр. 44 (1968).
36. Staniszewski B. E., Technical Rept., № 16, DSR 7673, Office of Naval Research Contract Nonr-1841 (39), MIT Heat Transfer Lab., August 1959.
37. Astruc J. M., Perroud P., Lacaze A., Weil L., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, p. 387.
38. Marto P. J., Rohsenow W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **88C** (2), 183 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C*, № 2, стр. 38 (1966).
39. Austin L., *Mitt. Forsch.*, **7**, 75 (1903).
40. Pramuk F. S., Westwater J. W., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **52** (18), 79 (1956).
41. Duke E. E., Shrock V. E., *Fluid. Mech. Heat Trans. Inst.*, June 1961, p. 130.
42. Jakob M., Fritz W., *Forsch. Gebiete Ing.*, **2**, 434 (1931).
43. Аверин Е. К., *Изв. АН СССР (ОТН)*, № 3, стр. 116 (1954).
44. Siegel R., Usiskin C., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **81**, 3 (1959).
45. Merte H. J., Jr., Clark J. A., Univ. Michigan Rept. № 2646-21-T, Tech. Rept № 3, November 1959.
46. Armstrong R. J., *Intern. J. Heat Mass Trans.*, **9**, 1148 (1966).
47. Rohsenow W. M., *Trans. ASME*, 969 (1952).
48. Rohsenow W. M., Clark J. A., *Heat Transfer Fluid Mech. Inst.*, Stanford, California, 1951.
49. Addoms J. M., D. Sc. Thesis, Chem. Eng. Dept., MIT, June 1948.
50. Cryder D. S., Finalborgo A. C., *Trans AIChE*, **33**, 346 (1937).
51. Piret E. L., Isbin H. S., *AIChE Heat Transfer Symp.*, St. Louis, December 1953.
52. Cichelli M. T., Bonilla C. F., *Trans. AIChE*, **41**, 755 (1945).
53. Forster K., Zuber N., *AIChE J.*, **1**, 531 (1955).
54. Forster K., Greif R., Progr. Rept. № 7, Dept. of Eng., UCLA, Los Angeles, California, 1958.
55. Gilmour C. H., *Chem. Eng. Progr.*, **54** (10), 77 (1958).
56. McNeilly M. J., *J. Imperial College Chem. Eng. Soc.*, **7**, 18 (1953).
57. Levy S., *J. Heat Transfer*, **81**, 37 (1959).

58. Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, Машгиз, М., 1957.
59. Zuber N., Fried E., Am. Rocket Soc. Propellants, Combustion and Liquid Rocket Conf., April 1961.
60. Richards R. J., Steward W. G., Jacobs R. B., NBS Tech. Note 122, Boulder, Colorado, October 1961.
61. Clark J. A., Cryogenic Technology, Chapt. 5 (Vance R. W., ed.), John Wiley, New York, 1963; также Advances in Heat Transfer, Vol. 5 (Hartnett and Irving, eds.), Academic Press, New York, 1968, p. 325.
62. Seader J. D., Miller W. S., Kalvinskas L. A., NASA CR-243, 1965.
63. Brentari E. G., Smith R. V., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 325.
64. Mikic B. B., Rohsenow W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 91 (2), 245 (1969); русский перевод: *Труды Америк. об-ва инж.-мех., серия С, № 2, стр. 45 (1969)*.
65. Brown W. T., Jr., Bergles A. E., Ph. D. Dissertation, MIT, January 1967.
66. Chen J. C., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 90C, 303 (1968); русский перевод: *Труды Америк. об-ва инж.-мех., серия С, № 3, стр. 23 (1968)*.
67. Ivey H. J., Morris D. J., UK Rept. AEEW-R-137, Winfrith, 1962.
68. Berenson P., D. Sc. Thesis, Mech. Eng. Dept. MIT, February 1960; также Tech. Rept. № 17, MIT Heat Transfer Lab., March 1960.
69. Marto P. J., Rohsenow W. M., *Trans. ASME*, 88C (2), 196 (1966); русский перевод: *Труды Америк. об-ва инж.-мех., серия С, № 2, стр. 51 (1966)*.
70. McAdams W. H., Kennel W. E., Minden C. S., Rudolf C., Dow J. E., *Ind. Eng. Chem.*, 41, 1945 (1959).
71. Jakob M., *Mech. Eng.*, 58, 643 (1936).

## КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК

У. Фрост, Р. фон Рет<sup>1</sup>

### 6.1. ВВЕДЕНИЕ

Критический тепловой поток — это тепловой поток, при котором происходит переход от пузырькового кипения к пленочному. Он представляет интерес для инженеров-конструкторов, потому что при таком переходе происходит заметное уменьшение теплоотдачи, которое сопровождается значительным повышением температуры поверхности и может происходить внезапно. Знание критического теплового потока позволяет решить, следует ли проектировать систему в расчете на теплоотдачу при пузырьковом кипении (см. гл. 5), когда тепловое сопротивление невелико, или при пленочном кипении (см. гл. 7), когда имеется значительное тепловое сопротивление. Хотя в случае криогенных жидкостей или легко испаряющихся обычных хладагентов этот вопрос менее существен. для таких жидкостей, как вода, повышение температуры, связанное с переходом к пленочному режиму кипения, может быть достаточно большим, чтобы вызвать плавление поверхности нагрева и разрушение всей системы.

Кризис теплоотдачи может возникать в различных режимах течения. Возможные случаи можно классифицировать следующим образом:

I. Кризис теплоотдачи в режиме кипения при естественной конвекции: а) в неограниченном объеме, например в очень большом сосуде; б) в ограниченном объеме, например в термосифоне с естественной циркуляцией.

II. Кризис теплоотдачи в режиме кипения при вынужденной конвекции: а) внутренние течения: 1) осесимметричные течения в круглых каналах, 2) осесимметричные течения в каналах другой формы, 3) течения с закруткой; б) внешние течения; в) течения около пучка стержней.

---

<sup>1</sup> W. Frost, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома; R. von Reth, фирма «Мессершмитт—Бельков—Блом», ФРГ.

В каждом из перечисленных режимов течения жидкость может быть либо насыщенной, либо недогретой. Системы, в которых течение жидкости осесимметрично, часто подразделяют также на системы с однородными и неоднородными нагревательными секциями.

Течения IIa(3) и IIв, а также системы с неоднородными нагревательными секциями в этой главе обсуждаться не будут.

Здесь мы обратим особое внимание на имеющиеся в настоящее время критериальные соотношения, которые могут быть использованы при проектных и конструкторских разработках. Происхождение существующих теорий и аргументы за и против предложенных объяснений механизма кризиса теплоотдачи обсуждаться не будут. Имеющиеся в литературе экспериментальные результаты приводятся, если они поясняют предложенные зависимости и способствуют их правильному применению.

Хотя мы пытались охватить по возможности все имеющиеся в литературе экспериментальные данные, относящиеся к криогенным и низкотемпературным жидкостям, собранные данные являются весьма скудными. Поэтому мы часто будем вынуждены приводить критериальные зависимости или теоретические соображения, подтвержденные только для воды или для органических жидкостей. К счастью, там, где можно провести сравнение экспериментальных данных для криогенных жидкостей с критериальными зависимостями, предложенными для других жидкостей, согласие сравнительно неплохое. Это дает определенную степень уверенности разработчику криогенных систем при применении критериальных зависимостей или экстраполяции экспериментальных данных, полученных для обычных жидкостей.

## **6.2. КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК В РЕЖИМЕ КИПЕНИЯ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ**

### **6.2.1. Естественная конвекция в неограниченном объеме**

**6.2.1.1. Насыщенная жидкость.** Переход от пузырькового к пленочному кипению в большом объеме жидкости происходит, когда пар на поверхности нагрева образуется настолько интенсивно, что он не успевает отводиться от поверхности, и поверхность нагрева оказывается отделенной от жидкости сплошной пленкой пара. Не существует единого мнения относительно механизма этого процесса. В ранних исследованиях [1—7] принималось, что переход от пузырькового режима кипения к пленочному определяется исключительно гидродинамическими факторами, и практически все используемые в настоящее время критериальные зависимости для определения критического теплового потока получены на основании этого допущения.

ТАБЛИЦА 6.1

Сводка теоретических зависимостей для определения критического теплового потока при пузырьковом кипении в большом объеме<sup>1</sup>

Автор и работа	$\Phi_1$	Номер уравнения
Эдломс [4]	$[g(k_{ж}/\rho_{ж}C_{ж})]^{1/3}\varphi[(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}]$ (рис. 6.1)	(1)
Розенов и Гриффитс [1]	$43,5[(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}]^{0,6}$ , м/ч	(2)
Гриффитс [9]	$\{[g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\mu_{ж}][k_{ж}/\rho_{ж}C_{ж}]^2\}^{1/3}\varphi(\rho/\rho_{кр})$ (рис. 6.2)	(3)
Зубер и Трибус [10]	$K[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}^2]^{1/4}[(\rho_{ж}+\rho_{п})/\rho_{ж}]^{1/2}$ , $0,12 \leq K \leq 0,16$	(4)
Кутателадзе [2]	$K[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}^2]^{1/4}$ , $0,095 \leq K \leq 0,20$	(5)
Боришанский [2]	$[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}^2]^{1/4} \{0,13 + 4[\mu_{ж}^2 g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{ж}\sigma^{3/2}]^{1/2}\}^{0,4}$	(6)
Нойс [6]	$0,144(g\sigma/\rho_{ж})^{1/4}[(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}]^{1/2}(C_{ж}\mu_{ж}/k_{ж})^{-0,245}$	(7)
Нойс [6]	$[g(k_{ж}/\rho_{ж}C_{ж})]^{1/3}(C_{ж}\mu_{ж}/k_{ж}a^b)^{1/2}\varphi(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}$ (рис. 6.1)	(8)
Ченг и Снайдер [5]	$0,145[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}^2]^{1/4}[(\rho_{ж}+\rho_{п})/\rho_{ж}]^{1/2}$	(9)
Ченг [11]	$K[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})/\rho_{п}^2]^{1/4}$ , $\begin{cases} K=0,098 \text{ (вертикальный)} \\ K=0,13 \text{ (горизонтальный)} \end{cases}$	(10а) (10б)
Мойссис и Беренсон [7]	$0,18[\sigma g(\rho_{ж}-\rho_{п})]^{1/4}[(\rho_{ж}+\rho_{п})/\rho_{ж}\rho_{п}]^{1/2} \times [1+2(\rho_{п}/\rho_{ж})^{1/2}+\rho_{п}/\rho_{ж}]^{-1}$	(11)

<sup>1</sup>  $q_{кр}/\rho_{п}h_f \neq \Phi_1$  (используются согласующиеся единицы, за исключением специально оговоренного случая).

Сидер и сотр. [8] установили, что почти все предложенные зависимости могут быть записаны через среднеобъемную скорость пара

$$\Phi_1 = q_{кр}/\rho_{п}h_f. \quad (6-1)$$

Различные выражения для  $\Phi_1$  приводятся в табл. 6.1 и на рис. 6.1 и 6.2, заимствованных из работы [8]. Заметим, что величина  $\Phi_1$  имеет размерность длины, деленной на время, и при ее вычислении необходимо все величины брать в одной системе единиц. Физические модели явления, использованные при выводе перечисленных соотношений, несколько различаются, однако во всех них принимается, что при приближении теплового потока к критическому значению число центров парообразования становится очень большим, а частота образования пузырьков настолько возрастает, что отрывающиеся пузырьки сливаются с теми, которые оторвались

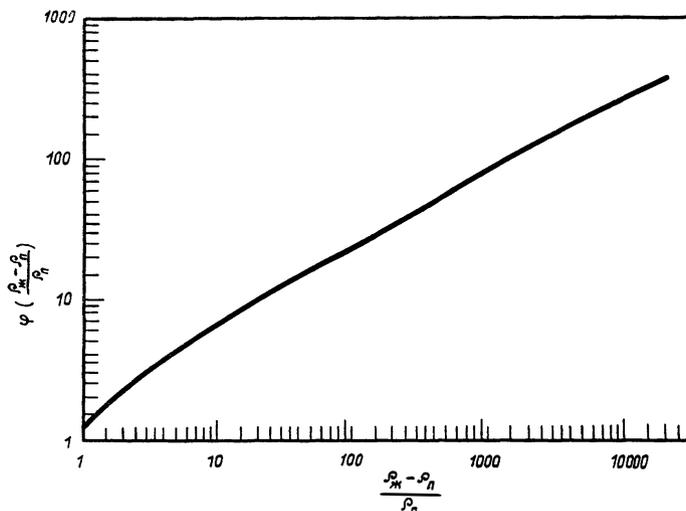


РИС. 6.1. Параметр Эдломса и Нойса [формулы (1) и (8) табл. 6.1].

раньше, и образуют многочисленные струйки пара на нагретой поверхности. Розенов и Гриффитс [1] получили полуэмпирическое критериальное соотношение [формула (2) табл. 6.1], предположив, что слияние этих паровых струй и приводит к кризису теплоотдачи. Кутателадзе [2] использовал теорию размерностей и теорию устойчивости системы жидкость—пар, а Зубер [3] из теоретиче-

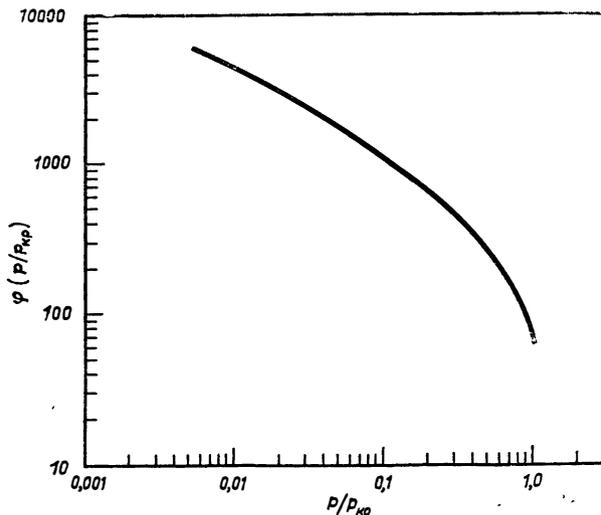


РИС. 6.2. Параметр Гриффитса [формула (3) табл. 6.1].

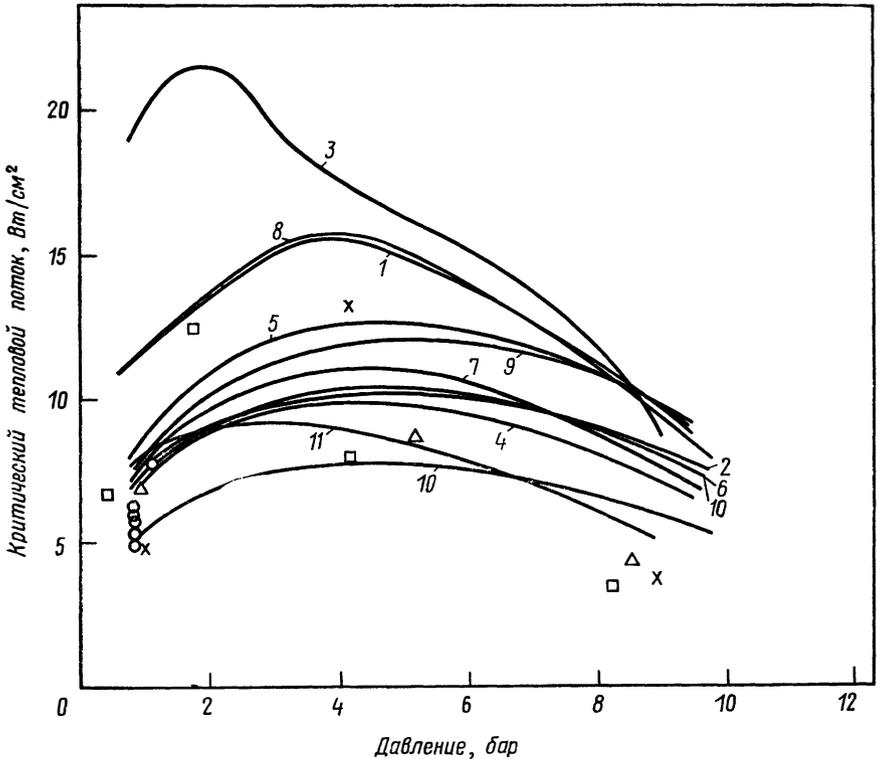


РИС. 6.3. Сравнение расчетов по формулам различных авторов с экспериментальными данными для критического теплового потока при пузырьковом кипении в большом объеме (водород).

Здесь, а также на рис. 6.4 и 6.5 номера кривых соответствуют номерам уравнений табл. 6.1.

ских соображений получил почти такую же зависимость, анализируя устойчивость двумерного течения паровых струек, направленных вверх, и струй жидкости, направленных вниз. При выводе других критериальных зависимостей использовались аналогичные допущения; их можно найти в соответствующей литературе.

На рис. 6.3—6.5, заимствованных из работы [8], все эти зависимости сравниваются с экспериментальными данными, полученными различными авторами, для водорода, азота и кислорода соответственно. Данные для водорода на рис. 6.3 обнаруживают значительный разброс. Формулы (2), (4)—(7), (9), (10б) и (11) из табл. 6.1 при низких давлениях дают результаты в пределах разброса, однако при высоких давлениях получаемые из них значения критического теплового потока оказываются завышенными. Данные для азота также обнаруживают разброс около  $\pm 30\%$  при промежуточных значениях давления и  $\pm 75\%$  при атмосферном

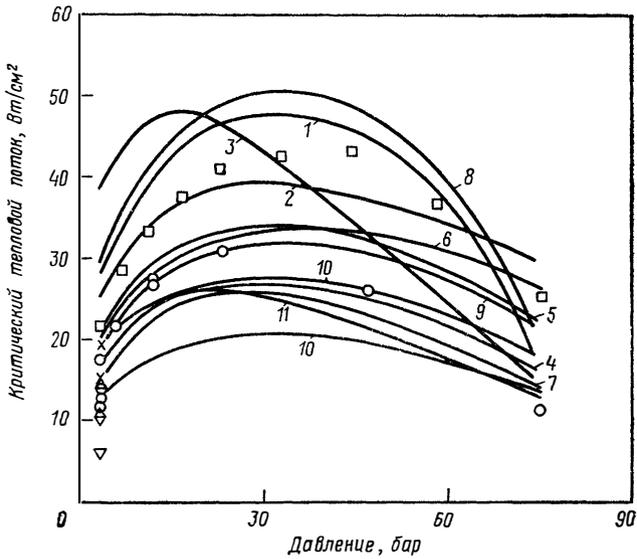


РИС. 6.4. Сравнение расчетов по формулам различных авторов с экспериментальными данными для критического теплового потока при пузырьковом кипении в большом объеме (азот).

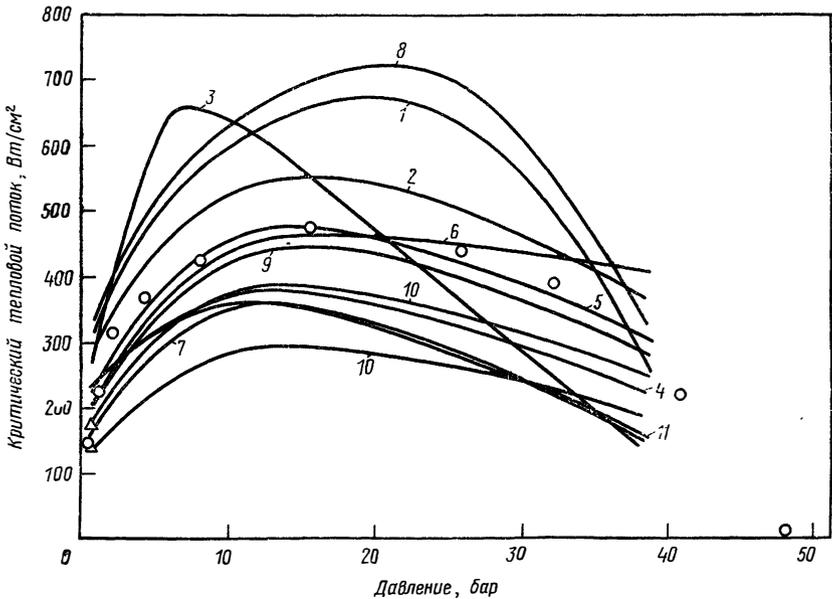


РИС. 6.5. Сравнение расчетов по формулам различных авторов с экспериментальными данными для критического теплового потока при пузырьковом кипении в большом объеме (кислород).

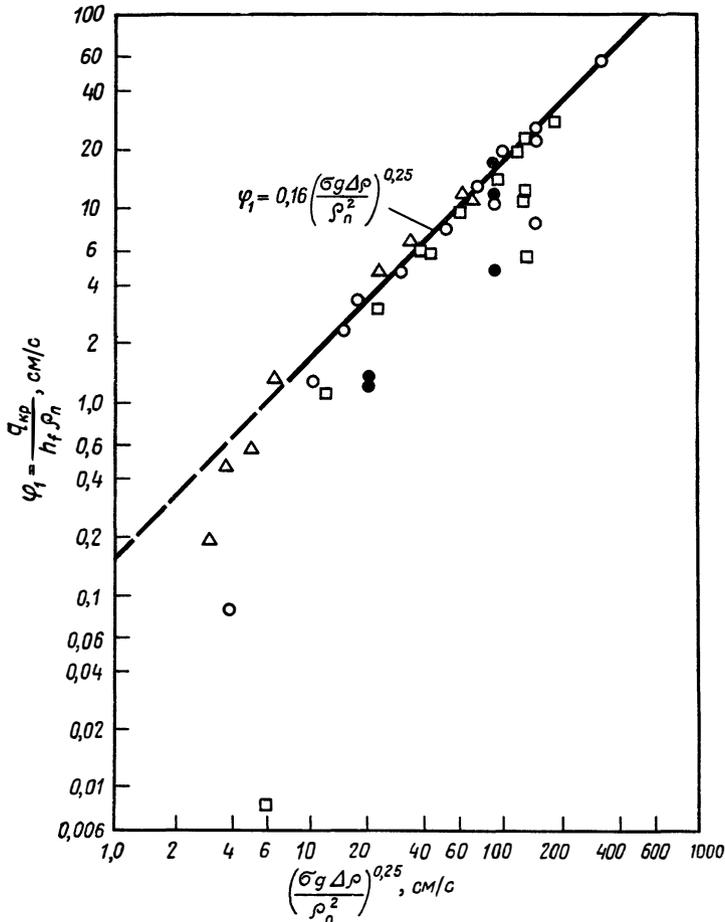


РИС. 6.6. Сравнение расчетов по формуле Кутателадзе с экспериментальными значениями критических тепловых потоков при пузырьковом кипении.

О кислород; □ азот; ◇ водород; △ гелий.

давлении. Формулы (2), (4)—(6), (9) и (106) из табл. 6.1 обеспечивают точность в пределах разброса экспериментальных данных при всех давлениях, при которых эти данные имеются. По имеющимся для кислорода немногочисленным результатам, которые достаточно хорошо согласуются с формулой (5) из табл. 6.1, все же нельзя судить о величине разброса экспериментальных данных.

На рис. 6.6 расчеты по формуле (5) из табл. 6.1 сравниваются с экспериментальными данными для кислорода, азота, водорода и гелия [9]. Штриховая часть кривой относится к условиям,

ТАБЛИЦА 6.2

Определяющие значения критического теплового потока при кипении в большом объеме насыщенной жидкости (вычисленные при  $\bar{p}=0,05$  и  $a/g=1$ )

Жидкость	Диапазон $q_{кр, 0}$ , Вт/см <sup>2</sup>
Аммиак	117,7—153,9
Аргон	24,9—32,5
Двуокись углерода	48,3—63,1
Четыреххлористый углерод	25,7—33,6
Этиловый спирт	71,3—93,0
Фреон-12	26,6—34,8
Гелий	0,35—0,45
Параводород	7,03—9,21
Керосин (JP-4)	31,0—40,6
Неон	10,5—13,8
Азот	18,6—24,3
Кислород	29,7—38,9
Пентан	27,2—35,6
Пропан	21,4—27,9
Вода	268,2—350,7
Метан	27,8—36,2
Этан	31,7—41,5
Этилен	30,1—39,3

когда приведенное давление выше значения 0,6, при котором теоретическая зависимость начинает отклоняться от экспериментальных данных. В работах [12, 13] показано, что существующие методы расчета критического теплового потока еще можно применять при значениях приведенного давления несколько больше 0,6, однако они становятся практически бесполезными при значениях приведенного давления выше 0,8.

Можно считать доказанным, что большинство расхождений в экспериментальных результатах, которые привели к появлению большого числа различных формул для определения критического теплового потока, вызвано различием в конфигурации нагревателей и способах обработки поверхностей нагрева. Однако до сих пор еще нет удовлетворительного и достаточно общего метода расчета, учитывающего эти факторы, поэтому ни одной из приведенных в табл. 6.1 формул, которые получены на основании гидродинамической теории устойчивости, нельзя отдать предпочтение пе-

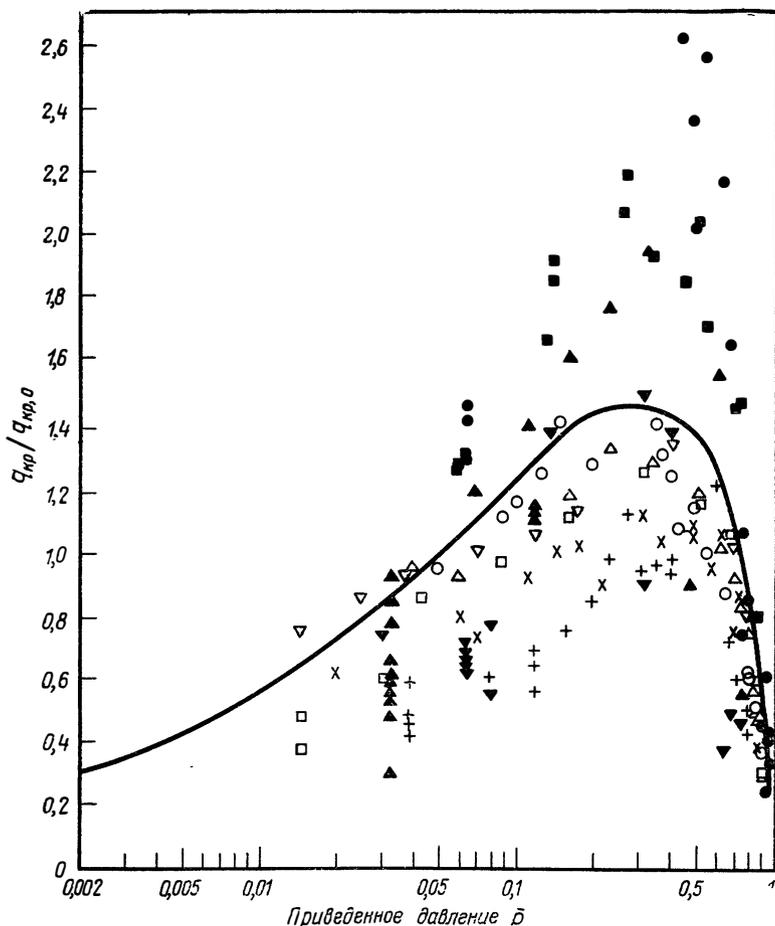


РИС. 6.7. Сравнение расчетов критического теплового потока по формуле Кутателадзе с экспериментальными данными.

○ метан; ● пропан; ▽ этиловый спирт; ■ *n*-пентан; × этан; △ этилен; □ кислород; + неон; ▲ азот; ▼ водород.

ред другими. Однако, хотя в этих формулах не учитываются форма нагревателя и свойства поверхности, большинство из них все же согласуется с полученной экспериментально зависимостью от давления  $p$  и местного ускорения силы тяжести  $g$ .

Чикелли и Бонилья [14], а также Кутателадзе и Боришанский [15] первыми провели исследования по определению критического теплового потока для воды и органических жидкостей в зависимости от величины приведенного давления. Максимальная величина

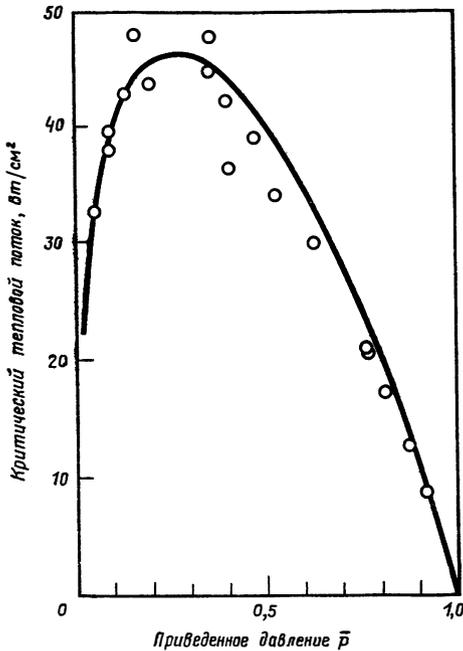


РИС. 6.8. Сравнение расчетов критического теплового потока по формуле Чайса с экспериментальными данными для метана [17].

критического теплового потока была получена при значениях приведенного давления около 0,25—0,33.

Фрост и Дзакевич [16] показали, что формула Кутателадзе и некоторые другие формулы из табл. 6.1 могут быть представлены единой зависимостью для большого числа жидкостей, если строить величину  $q_{кр}/q_{кр,0}$  в зависимости от величины приведенного давления. Определяющее значение  $q_{кр,0}$  было выбрано произвольно при  $\bar{p}=0,05$ . Определяющие значения для различных жид-

костей приведены в табл. 6.2. На рис. 6.7 результаты расчетов по формуле (5) из табл. 6.1, представленные в этих координатах, сравниваются с данными для десяти различных жидкостей. Экспериментальные данные обнаруживают значительный разброс.

В работе [17] были проведены эксперименты с метаном с целью получения достаточно точных данных по кипению в большом объеме насыщенной жидкости в диапазоне изменения давления от атмосферного до критического. Было обнаружено, что формула (7) из табл. 6.1 настолько хорошо описывает результаты экспериментов с метаном, что даже не требуется изменять значения входящих в нее констант (рис. 6.8). На рис. 6.9 данные, приведенные на рис. 6.7, сравниваются с результатами расчетов по формуле (7) из табл. 6.1. На этом рисунке координаты те же, только в выражение величины, отложенной вдоль оси ординат, входит дополнительно число Прандтля.

Боришанский [18] и Кобб и Парк [19] также строили зависимости для критического теплового потока в приведенных координатах. В отличие от рис. 6.7 и 6.9, при построении которых использовались определяющие значения, вычисленные из формул табл. 6.2, они выбрали в качестве определяющих значения тепловых потоков, полученные экспериментально. При использовании измеренных значений в качестве определяющих получается лучшее

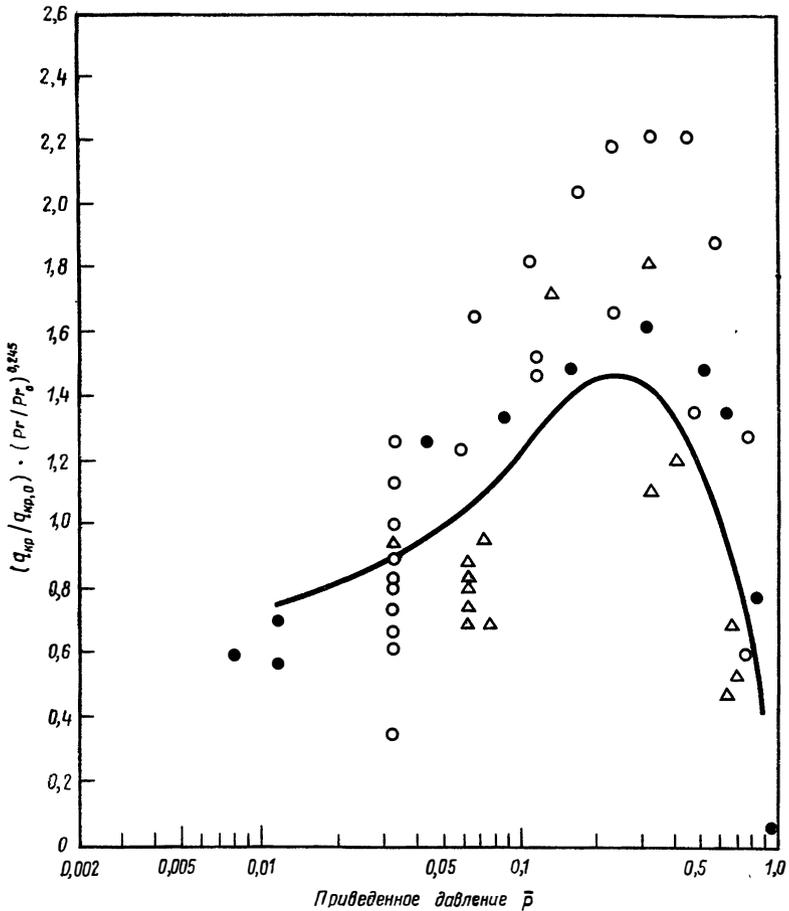


Рис. 6.9. Сравнение расчетов критического теплового потока по формуле Нойса с экспериментальными данными для азота, кислорода и водорода.

○ азот; ● кислород; △ водород.

согласие с экспериментом, что иллюстрирует рис. 6.10, взятый из работы [19]. Этот факт объясняется тем, что критический тепловой поток зависит от геометрии системы и свойств поверхности, а не только от приведенного давления (что будет обсуждаться в следующем разделе). Оба указанных влияния используемой системы удастся исключить, когда берется отношение тепловых потоков.

Авторам работы [19] удалось описать свои экспериментальные данные следующей формулой, полученной по методу наименьших

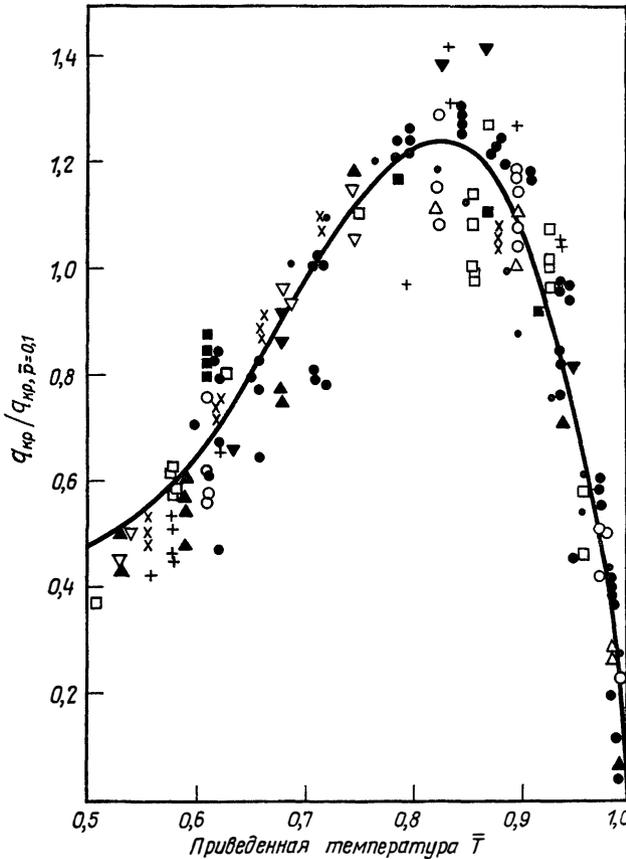


РИС. 6.10. Эмпирическая зависимость Кобба и Парка [19].

квадратов:

$$q_{кр}/q_{кр,0} = 1,70 - 3,90\bar{T} - 0,048\bar{T}^2 + 2,41\bar{T}^3 + 7,58\bar{T}^4 + 5,20\bar{T}^5 + 12,88\bar{T}^6. \quad (6-2)$$

Среднеквадратичное отклонение для этой формулы составляет 12,6%. Единственная трудность, возникающая при использовании формулы (6-2), состоит в том, что для проведения расчетов необходимо знать хотя бы одно экспериментальное значение критического теплового потока, которое принимается в качестве определяющего.

Изменение критического теплового потока при изменении местного ускорения в настоящее время приобретает большой интерес в связи с проблемами космических полетов. В работах [20, 21]

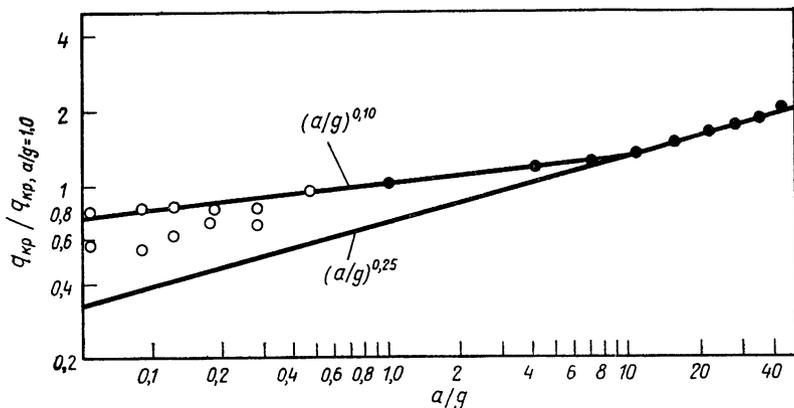


РИС. 6.11. Влияние ускорения на величину критического теплового потока. О данные работы [20]; ● данные работы [28].

экспериментально исследовалось влияние пониженной гравитации и полного отсутствия силы тяжести на теплоотдачу при кипении воды и жидкого азота. Данные этих работ подтверждают зависимость критического теплового потока от  $g$  в степени 0,25 вплоть до значений  $a/g$  порядка 0,1. При  $a/g < 0,1$  зависимость от  $g$  в степени 0,25, по-видимому, нарушается. На рис. 6.11 и 6.12 приводятся данные для кислорода, азота, водорода и воды, полученные в работах [13, 20—22] и перестроенные Кларком [23]. Эти данные показывают, что критический тепловой поток при  $g=0$  имеет конечную величину, которая все еще составляет существенную часть критического теплового потока при нормальной силе тяжести  $1 g$ . В недавно опубликованной работе [24] влияние невесомости изучалось при кипении жидкости в плоском слое на поверхности тонкого наклоненного сосуда. В этой работе была получена зависимость от  $g$  в степени  $0,26 \pm 0,10$  для воды, этилового эфира и этилового спирта вплоть до значения  $a/g=0,2$ . При  $g=0$  критический тепловой поток составил 0,38 от своего значения при  $1 g$ .

Измерения критического теплового потока для воды при местном ускорении выше нормального были выполнены в работах [25—27]. Костелло и Адамс [25] установили, что критический тепловой поток пропорционален  $(a/g)^{0,15}$  при  $1 < a/g < 10$  и  $(a/g)^{0,25}$  при  $10 < a/g < 100$ . Они пришли к выводу, что показатель степени зависит от свойств поверхности. По данным работы [26], значение показателя степени составляет 0,273 в диапазоне  $1 < a/g < 160$ , а по данным работы [27] показатель степени равен 0,27, 0,25, 0,22 и 0,14 для давлений 1,0, 3,4, 10,2 и 20,4 бар соответственно. В целом, однако, использование для критического теплового потока зависимости  $(a/g)^{0,25}$  должно давать пригодные для технических приложений результаты в диапазоне  $a/g > 0,1$ .

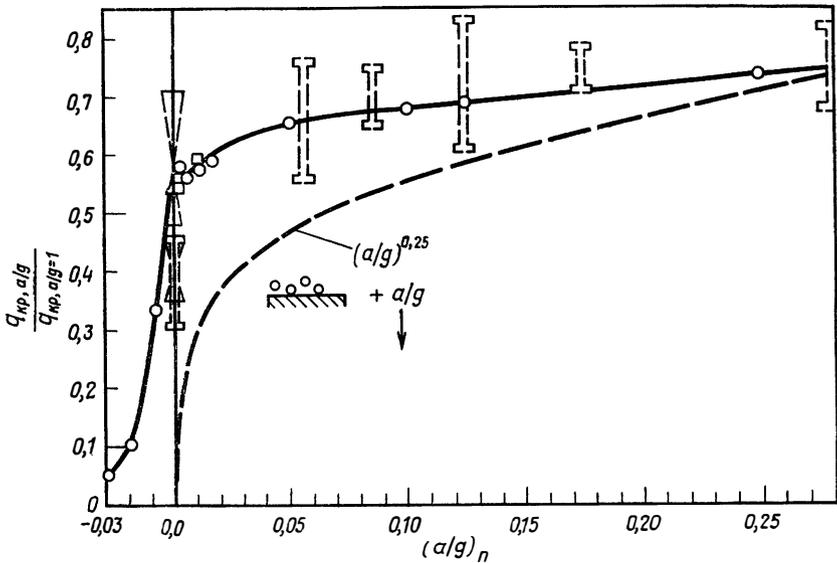


РИС. 6.12. Относительные значения критического теплового потока при небольших положительных и отрицательных ускорениях [23].

В работе [28] также исследовалось влияние формы нагревателя и его ориентации по отношению к вектору ускорения. Оказалось, что ориентация вектора ускорения оказывает слабое влияние на величину критического теплового потока, за исключением тех случаев, когда вектор направлен по нормали или под небольшим углом к плоской или цилиндрической поверхности нагрева. Для полуминдров, если вектор направлен по нормали к оси, критический тепловой поток увеличивается с ростом  $a/g$  в степени 0,38. В случае плоских поверхностей пузырьки задерживаются на поверхности нагревателя и критический тепловой поток даже уменьшается с ростом  $a/g$  (рис. 6.13). Влияние направления ускорения на величину критического теплового потока также иллюстрирует рис. 6.12. При отрицательном ускорении  $-0,03 g$  критический тепловой поток для кипящего кислорода приблизительно в 20 раз меньше, чем при нормальной силе тяжести.

Возвращаясь снова к формулам из табл. 6.1, отметим, что для некоторых из них приводится диапазон значений, внутри которого может заключаться эмпирическая константа  $K$ . Эта неопределенность в значении  $K$  не обязательно обусловлена погрешностью эксперимента. Теоретический анализ, проведенный Зубером [3], показал, что имеется целый спектр длин волн, любая из которых может привести к неустойчивости поверхности раздела жидкость—пар в двухфазном пограничном слое и возникновению кризиса

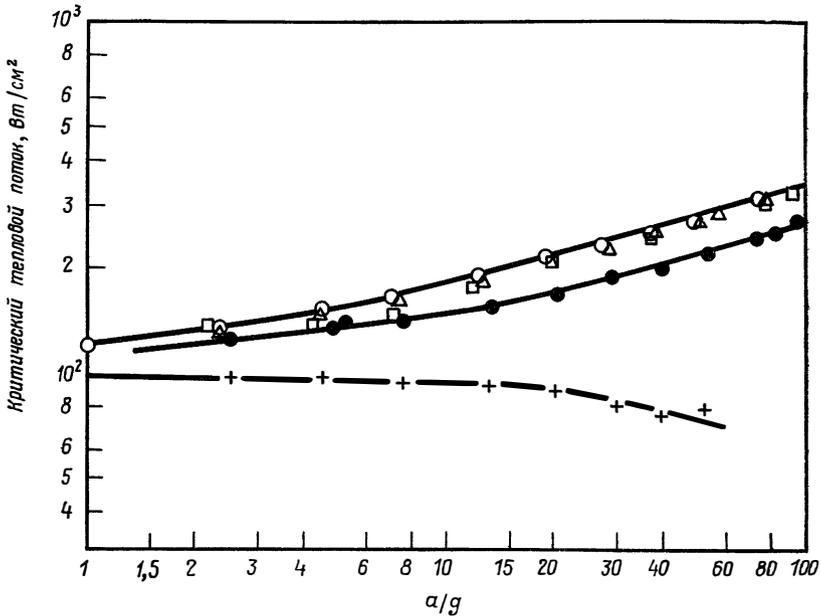


РИС. 6.13. Влияние ориентации поверхности на зависимость критического теплового потока от ускорения.

○ вектор ускорения направлен по нормали от поверхности нагревателя; △ вектор ускорения направлен от поверхности под углом 45° к нормали; □ вектор ускорения параллелен поверхности нагревателя; ● вектор ускорения направлен к поверхности под углом 45° к нормали; + вектор ускорения направлен почти по нормали к поверхности нагревателя.

теплоотдачи. Соответствующая неопределенность в величине критического теплового потока составляет приблизительно  $\pm 14\%$ .

Гэмбилл [29] определял экспериментально диапазон изменения величины  $K$ . Он пришел к заключению, что существует естественный случайный разброс порядка  $\pm 9,3\%$  в величине критического теплового потока, определенного в условиях кипения насыщенной жидкости в большом объеме при почти неизменных свойствах поверхности. Гэмбилл особо подчеркнул, что свойства поверхности должны быть стабильными, поскольку он попутно установил, что состояние поверхности оказывает существенное влияние на величину критического теплового потока, а это никак не учитывается чисто гидродинамическими теориями кризиса теплоотдачи.

Имеются и другие экспериментальные доказательства изменения величины критического теплового потока в зависимости от свойств поверхности или осадка на ней. Как показано в работе [30], покрытия, образованные, вероятно, солями кальция, которые осаждаются на поверхности нагрева при длительном кипении водопроводной воды, улучшают смачиваемость поверхности и по-

зволяют передавать очень большие тепловые потоки. В работе [31] производилось предварительное окисление поверхности проволоки путем нагрева ее докрасна в процессе пленочного кипения. После такой обработки поверхности были получены критические тепловые потоки, в 2—3 раза превышающие нормальные значения. Использовались проволоки диаметром 1 мм из никеля, вольфрама, хромель-алюмеля и хромель-копеля. На окисленной поверхности алюминия были получены более высокие критические тепловые потоки, чем на чистой поверхности [32]. Однако для проволок из непохожих друг на друга и плохо поддающихся окислению металлов, таких, как никель, платина, серебро, нержавеющая сталь, и хромоникелевых сплавов экспериментальные значения критического теплового потока отличаются не более чем на 20%, что находится в пределах точности эксперимента. Бернатс [33] также получил повышенные критические тепловые потоки на окисленной поверхности алюминия. Он объяснил этот эффект тем, что молекулы воды значительно лучше адсорбируются окислом алюминия, чем окислами других металлов. Клас и др. [34] отметили увеличение критического теплового потока для жидкого азота на 50—100% при нанесении на поверхность нагрева силиконовой смазки. Это наблюдение противоречит результатам ряда других авторов, которые установили, что при кипении воды критический тепловой поток резко уменьшается, если поверхность нагревателя покрыть слоем масла или жира. Гёртнер [35] также сообщает, что критический тепловой поток для воды на нагретой платиновой проволоке уменьшился с 155,2 Вт/см<sup>2</sup> до настолько низкого значения, что его нельзя было измерить, когда поверхность проволоки была случайно покрыта силиконовой смазкой. Это уменьшение связано с изменением угла смачивания поверхности. На смачиваемых поверхностях (угол смачивания меньше 90°) жидкость стремится прилипнуть к поверхности, тогда как на несмачиваемых поверхностях (угол смачивания больше 90°) пар стремится распространиться над всей поверхностью, что приводит к преждевременному возникновению кризиса теплоотдачи. Увеличение на 50—100% теплового потока, о котором сообщается в работе [34], можно объяснить более высокой адгезионной способностью жидкого азота к смазанной поверхности. Однако сведения на этот счет в литературе отсутствуют.

Исследования влияния величины угла смачивания на критический тепловой поток проводились также и другими авторами. Уолкер [36] изучал явление кризиса теплоотдачи при кипении воды на нагревателях из нихрома, нержавеющей стали без покрытия и нержавеющей стали с тефлоновым покрытием при различных значениях  $a/g$  (рис. 6.14). Он пришел к выводу, что критический тепловой поток зависит от материала нагревателя и увеличивается при улучшении смачиваемости поверхности. В работе [35], кроме

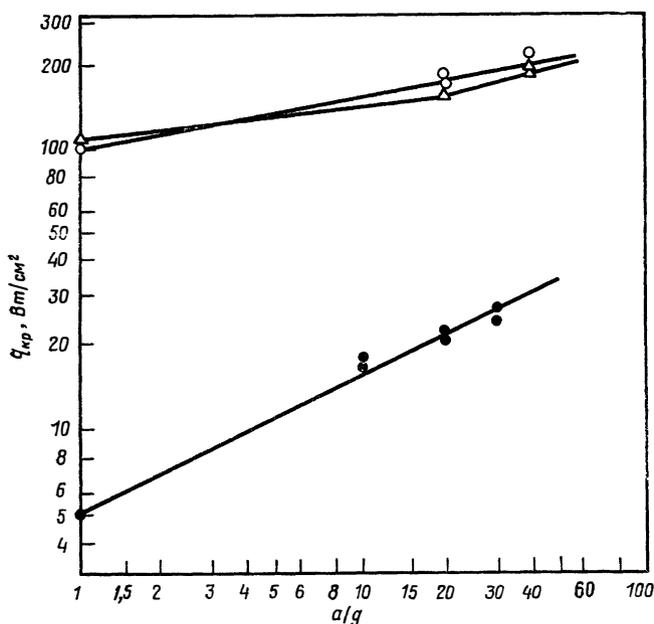


РИС. 6.14. Влияние угла смачивания (материала поверхности) на зависимость критического теплового потока от ускорения [36].

● тefлон, угол смачивания 118°; Δ нержавеющая сталь 302, угол смачивания 58°; ○ никром, угол смачивания 50°.

того, изучалось влияние свойств поверхности на кризис теплоотдачи. При кипении дистиллированной воды на стальной поверхности с фторопластовым покрытием критический тепловой поток составлял около 1% своего нормального значения для металлических поверхностей (т. е., по существу, был равен тепловому потоку при закипании).

Оуэнс [37] получил экспериментально следующие значения критического теплового потока: 111 Вт/см<sup>2</sup> для дистиллированной воды, 164 Вт/см<sup>2</sup> для водопроводной воды на поверхности, которая предварительно протиралась четыреххлористым углеродом, и 142 Вт/см<sup>2</sup> на поверхности, которая протиралась ацетоном. В последующих экспериментах значения критического теплового потока для дистиллированной воды на той же поверхности после протирки четыреххлористым углеродом и диэтиловым эфиром (близкие по свойствам растворители) оказались близкими, а для водопроводной воды различными (различие составило 29%). По данным работы [37], вода хорошо смачивает поверхность, протертую ацетоном, и плохо — в случае 17 других органических жидкостей, что еще раз указывает на роль, которую играет угол смачивания. Кроме того, при кипении водопроводной воды на по-

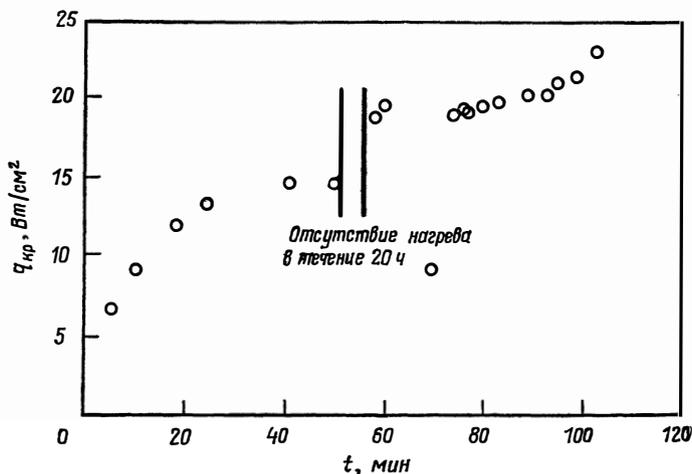


РИС. 6.15. Увеличение критического теплового потока (вследствие выпадения осадка) при кипении кислорода.

верхности нагрева образовывалась накипь, по-видимому, подобная той, о которой шла речь в работе [30] и которая, как было показано, улучшает смачиваемость поверхности. По данным работы [38], критический тепловой поток равен 28 Вт/см<sup>2</sup> для пентана на чистой медной поверхности, где угол смачивания составляет около 10°, и 31 Вт/см<sup>2</sup> на окисленной медной поверхности, где угол смачивания равен нулю.

Лайон [39] в экспериментах с неочищенным жидким кислородом и обогащенным кислородом жидким воздухом обнаружил отложение на поверхности нагрева небольших количеств твердых частиц (предположительно, альдегидов). Он обнаружил, что критический тепловой поток непрерывно возрастает с течением времени. На рис. 6.15 показаны некоторые полученные им результаты. Для изучения влияния шероховатости поверхности нагрева было изготовлено несколько нагревателей со специально обработанными поверхностями нагрева. Затем были проведены измерения критического теплового потока на этих поверхностях. В табл. 6.3а и 6.3б приводятся полученные в работе [39] результаты. В экспериментах с жидким азотом наблюдалось существенное различие в величине критического теплового потока на медной и на анодированной золотом поверхностях нагрева. Для жидкого кислорода разброс экспериментальных данных не позволяет установить существование подобного различия. Из остальных данных следует, что различие в величине критического теплового потока может достигать приблизительно 25% при изменении свойств поверхности.

ТАБЛИЦА 6.3а

**Критический тепловой поток при пузырьковом кипении жидкого азота  
на различных вертикальных цилиндрических поверхностях  
при атмосферном давлении [39]**

Материал поверхности	Критический тепловой поток, Вт/см <sup>2</sup>			
	Установка № 1	Установка № 2	Установка № 3	Установка № 4
Золото	1,28	1,28	1,28	1,29
Медь	14,2 <sup>1)</sup>	14,4	14,1	13,4
Cu <sub>2</sub> S	—	15,5 <sup>2)</sup>	12,6 <sup>4)</sup>	14,4 <sup>5)</sup>
Фенилацетонитрил	—	14,3 <sup>3)</sup>	—	—
Этиловый спирт (95%) <sup>7)</sup>	—	16,2	—	—
Триоктилфосфат	—	16,4	—	15,4
Фторорганическая смазка Kel-F № 3	—	—	15,1	15,0
Фторохимикат № 43 <sup>6)</sup>	—	—	—	15,6
Светлое минеральное масло (техн. сорт)	—	—	—	14,8
H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> (85%) <sup>7)</sup>	—	—	—	15,7
H <sub>4</sub> SO <sub>4</sub> (96%) <sup>7)</sup>	—	—	—	12,7
				12,6

<sup>1)</sup> Значение получено из кривой остывания при закалке.

<sup>2)</sup> Начальное значение, полученное без протирки поверхности этиловым спиртом.

<sup>3)</sup> Значение, полученное после выдержки в течение 8 ч в жидком азоте.

<sup>4)</sup> Стандартная подготовка поверхности.

<sup>5)</sup> Без протирки поверхности этиловым спиртом.

<sup>6)</sup> Производство Minnesota Mining and Manufacturing Co.

<sup>7)</sup> Начальная концентрация.

Хотя большинство приведенных выше данных относительно влияния шероховатости и загрязнения поверхности нагрева относилось к обычным, а не криогенным жидкостям и их экстраполяция невозможна, поскольку характер взаимодействия жидкость—поверхность неизвестен, очевидно, что большинство расхождений в экспериментальных результатах связано с различиями в состоянии поверхности нагрева, и инженер-конструктор не должен никогда упускать это обстоятельство из вида. Некоторые авторы [29, 30—34, 36, 37] считают, что различие в критическом тепловом потоке, обусловленное разной обработкой поверхности, не может быть учтено в рамках чисто гидродинамической теории. Другие [35], напротив, считают, что существующая теория, исходящая из гидродинамической устойчивости, может быть усовершенствована с целью учета влияния этих факторов.

ТАБЛИЦА 6.36

Критический тепловой поток при пузырьковом кипении жидкого кислорода на различных вертикальных цилиндрических поверхностях при атмосферном давлении [39]

Материал поверхности	Критический тепловой поток, Вт/см <sup>2</sup>				
	Установка № 1	Установка № 2	Установка № 3	Установка № 4	Установка № 5
Золото	18,5	17,9	16,9	17,5	—
Медь	17,9 <sup>1)</sup>	—	18,8	18,3	17,3
Cu <sub>2</sub> S	—	—	—	18,5	—
Этиловый спирт (95%) <sup>2)</sup>	—	13,8 <sup>2)</sup>	—	19,6 <sup>2)</sup>	—
	—	15,5	—	21,9	—
Триоктилфосфат	—	—	20,2	19,8	21,5
Фторорганическая смазка Kel-F № 3	—	—	—	20,3	—
Светлое минеральное масло	—	—	—	19,2	—
H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> (85%) <sup>3)</sup>	—	—	—	16,2	—
H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> (96%) <sup>3)</sup>	—	—	—	15,8	—

<sup>1)</sup> Значение получено из кривой остывания при закалке.

<sup>2)</sup> Значения возрастали при каждом последующем измерении.

<sup>3)</sup> Начальная концентрация.

Другие факторы, влияние которых подтверждено экспериментально и которые не учитываются в теории, основанной на гидродинамической устойчивости, это — форма, размеры и ориентация нагревателя. В работе [33] проведено сравнение имеющихся в литературе данных по величине критического теплового потока для горизонтально и вертикально расположенных проволок. Для приблизительно одинаковых условий экспериментов отношение критических тепловых потоков в этих двух случаях оказалось равным 0,76. Существенную роль играет длина проволоки при вертикальном ее расположении. В случае кипения воды при давлении 6,4 бар и недогреве 97 К при использовании проволок короче 20 см критический тепловой поток увеличивался. При еще большем уменьшении длины проволок критический тепловой поток асимптотически приближался к его величине для горизонтально расположенной проволоки. Увеличение длины вертикально расположенной нагретой проволоки свыше 20 см не влияло на величину критического теплового потока. Теоретический анализ Ченга [11] подтверждает это наблюдение. Однако это противоречит результатам экспериментов с жидким азотом и кислородом на вертикально расположенных цилиндрах [39], где критические тепловые потоки

ТАБЛИЦА 6.4

Критический тепловой поток при пузырьковом кипении азота и кислорода на позолоченной поверхности при вертикальной и горизонтальной ориентации поверхности (испытательная установка № 5)

Жидкость	Характер поверхности	Критический тепловой поток, Вт/см <sup>2</sup>	
		вертикальная ориентация	горизонтальная ориентация
Азот	Полированная	13,6	11,5
	»	12,8	10,7
Кислород	»	17,8	13,3
	Шероховатая	16,9	15,4
Азот	»	12,8	11,8

оказались выше, чем на горизонтальных цилиндрах (табл. 6.4). Кутателадзе [2] также указал, что критический тепловой поток для горизонтально расположенной пластины ниже, чем для вертикальной пластины, однако без ссылки на экспериментальные данные. В настоящее время нам неизвестно никакого удовлетворительного объяснения этого противоречия.

Ишигаи и сотр. [40] изучали теплоотдачу при кипении воды, когда жидкость находилась под поверхностью нагрева. Поверхность нагрева представляла собой торец медного кругового цилиндра диаметром  $d$ , который был помещен внутрь полого цилиндра, имеющего внешний диаметр  $D$ , из малотеплопроводного материала. Критический тепловой поток увеличивался с ростом отношения  $d/D$  и достигал значения 197 Вт/см<sup>2</sup> при  $d/D=1$ , полученного путем экстраполяции. Это на 40% больше величины, определенной осреднением 12 значений, полученных различными авторами для горизонтально расположенных проволок (140 Вт/см<sup>2</sup>). Максимальный измеренный критический тепловой поток был на 29% больше, чем вышеупомянутое среднее значение для горизонтальных проволок, что противоречит результатам работ [13, 28], в которых случай кипения жидкости под поверхностью нагрева имитировался путем изменения направления вектора ускорения на обратное. В этих работах было получено заметное уменьшение критического теплового потока.

Как уже говорилось, размеры поверхности нагрева также влияют на величину критического теплового потока. Айви и Моррис [41] построили график изменения критического теплового потока при изменении диаметра проволоки по данным пяти различных исследований (рис. 6.16). Критический тепловой поток уменьшается с уменьшением диаметра приблизительно до 0,5 мм. При этом значении кривая терпит разрыв, который авторы объясняют измене-

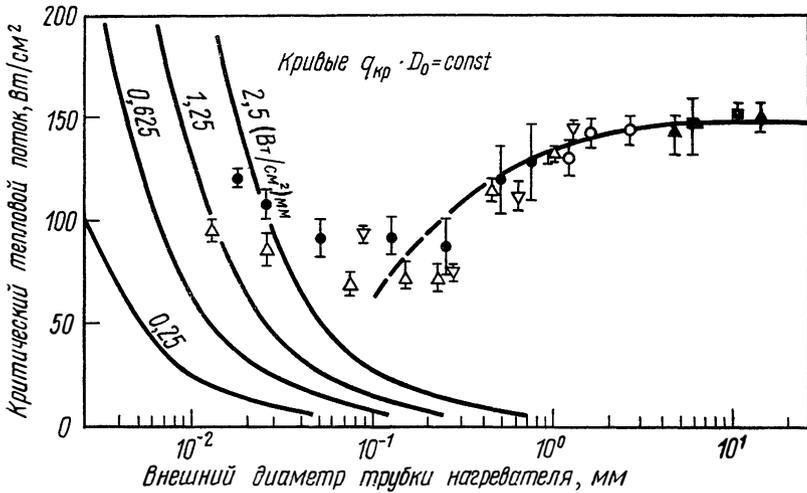


РИС. 6.16. Изменение критического теплового потока при изменении диаметра проволоки [41].

нием механизма теплоотдачи. Уменьшение диаметра ниже 0,25 мм приводит к увеличению критического теплового потока. Авторы работы пришли к выводу, что кризис теплоотдачи происходит в результате образования пленки пара из большого числа паровых пузырьков при диаметрах проволоки  $D > 0,5$  мм и в результате образования пленки пара из одного парового пузыря при  $D < 0,25$  мм. Для малых диаметров они предложили формулу

$$q_{кр} D_0 = const. \quad (6-3)$$

Некоторые из этих кривых показаны на рис. 6.16.

Предложена также модель, позволяющая рассчитать критический тепловой поток при изменении диаметра проволоки в диапазоне от 2,5 до 0,5 мм [42].

По данным других авторов, изменение критического теплового потока при изменении диаметра проволоки происходит иначе. Фри [43] нашел, что критический тепловой поток увеличивается при уменьшении диаметра проволоки. Костелло и сотр. [44] проводили эксперименты с нагревателями, имеющими форму плоских пластин шириной 1,25—5 см. Они обнаружили существенное увеличение критического теплового потока при уменьшении ширины пластины. Их результаты и результаты работы [43] представлены на рис. 6.17. Там же показано влияние накипи, образующейся на поверхности нагрева при кипении водопроводной воды. Авторы работы [44] предположили, что кризис теплоотдачи наступает, когда достигается некоторая определяемая смачиваемостью поверх-

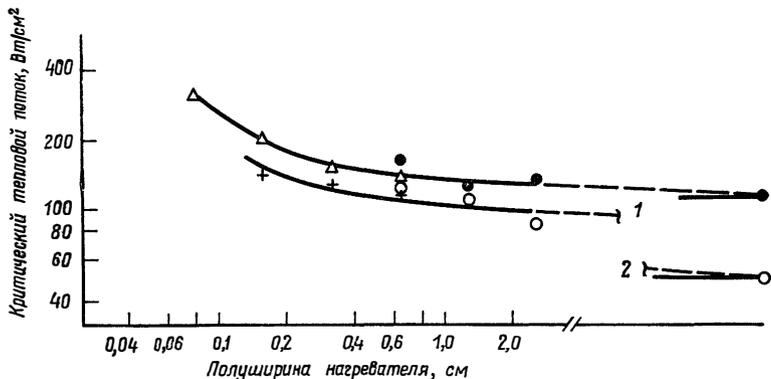


РИС. 6.17. Изменение критического теплового потока при изменении ширины пластины нагревателя [44].

Δ, + — полуцилиндр; ○, ● — пластина; 1 — асимптотическое значение при кипении водопроводной воды; 2 — асимптотическое значение при кипении дистиллированной воды.

ности величина энергии, которая может быть отведена от поверхности путем реализации скрытой теплоты испарения. Кроме отвода тепла испарением, энергия отводится также вследствие индуцированной движением пара конвекции в жидкости. Эта конвективная составляющая зависит от диаметра нагревателя, как видно из рис. 6.17, где асимптотическое значение, к которому стремится величина критического теплового потока при увеличении диаметра, принимается за величину критического потока тепла, отводимого только за счет испарения. Это асимптотическое значение было получено при моделировании бесконечной плоской пластины, для чего нагреватель размером  $5 \times 5$  см<sup>2</sup> был снабжен стенками из стекла, чтобы ограничить втекание жидкости с краев.

Для нагревателя с чистой поверхностью, имеющего ограничивающие стенки, среднее асимптотическое значение критического теплового потока оказалось равным 50 Вт/см<sup>2</sup>, что существенно ниже значений, которые получаются по формулам, полученным из гидродинамической теории. Для нагревателя, на поверхности которого имеется осадок, среднее асимптотическое значение повышается до 111 Вт/см<sup>2</sup>. Финлей [45] предпринял попытку воспроизвести результаты работы [44]. Однако при этом было получено среднее значение 96 Вт/см<sup>2</sup> (а не 50 Вт/см<sup>2</sup>, как в [44]), которое согласуется с результатами расчетов по формулам табл. 6.1.

На основании результатов работы [47], которые были получены из теории размерностей с учетом индуцированной конвекции, было предложено следующее выражение для  $q_{кр}$  [46]:

$$q_{кр}/q_{кр,F} = f[\bar{R}, I, (1 + \rho_{г}/\rho_{ж})^{1/2}, \theta_c], \quad (6-4)$$

где  $q_{кр, F}$  определяется выражением

$$q_{кр, F} = 0,131 h_f [\sigma_{г,г} (\rho_{ж} - \rho_{г})]^{1/4}, \quad (6-5)$$

а  $\bar{R}$  — безразмерный радиус:

$$\bar{R} = R [g (\rho_{ж} - \rho_{г}) / \sigma]^{1/2}. \quad (6-6)$$

Когда  $\bar{R}$  велик, выталкивающие силы больше капиллярных, и наоборот. Параметр  $I$  характеризует индуцированную конвекцию и определяется выражением

$$I = (\rho_{ж} R \sigma / \mu_{ж}^2)^{1/2}. \quad (6-7)$$

В формуле (6-4)  $\theta_c$  — угол смачивания, причем влияние угла смачивания пренебрежимо мало.

На рис. 6.18 показано, как изменяется отношение  $q_{кр}/q_{кр, F}$  при изменении  $I$  для некоторого диапазона изменения характерной ширины нагревателя. Здесь вместо  $\bar{R}$  используется параметр  $\bar{W}$ , так как экспериментальные данные получены на нихромовом ленточном нагревателе. Зависимость  $q_{кр}/q_{кр, F}$  от  $\bar{R}$  показана на рис. 6.19. На основе анализа устойчивости паровых струек, поднимающихся от поверхности проволоки, и экспериментальных данных Сан и Линхард [46] для горизонтального цилиндра получили следующую формулу:

$$q_{кр}/q_{кр, F} \approx 0,890 + 2,27 \exp(-3,44 \sqrt{\bar{R}}). \quad (6-8)$$

По их мнению, при  $\bar{R} < 0,15$  кризис теплоотдачи возникает из-за неустойчивости другого типа, что, по-видимому, согласуется с результатами работы [41].

Критерические зависимости, предложенные в работах [41, 46, 47], представляют собой первые попытки создания методов расчета критического теплового потока, в которых учитываются также и негидродинамические факторы. Следует, однако, отметить, что во всех этих работах приведено лишь несколько экспериментальных точек для двух криогенных жидкостей, с которыми сравниваются предложенные зависимости (рис. 6.19).

В работе [39] изучалось влияние состава смесей азот—кислород на величину критического теплового потока. Как видно из рис. 6.20, критический тепловой поток остается таким же, как для чистого азота, при увеличении содержания кислорода в смеси почти до 80%. Этот результат существенно отличается от результатов, полученных Ван-Страленом [50] для бинарных смесей воды и различных спиртов или кетонов. По работе [50] критический тепловой поток имеет максимум для смесей. Губер и Хёне [51] добавляли небольшие количества бензола к дифенилу и также отмечали существование максимума критического теплового потока для

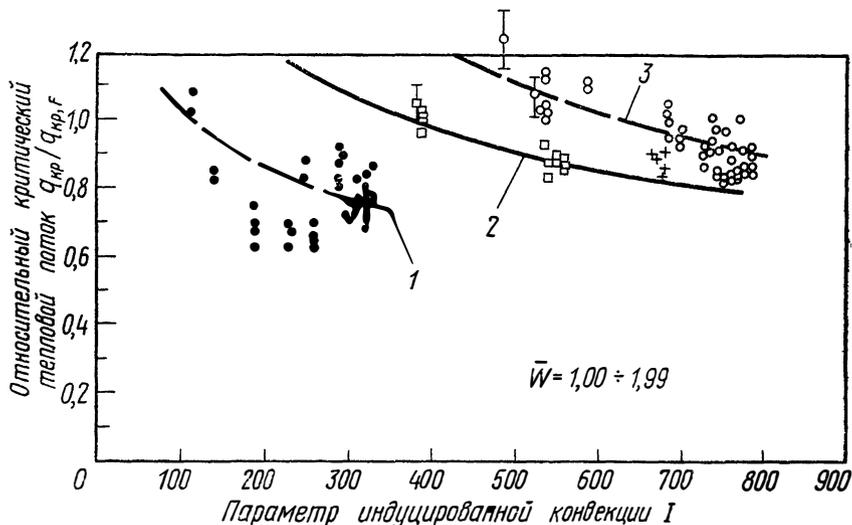


РИС. 6.18. Влияние индуцированной конвекции на величину критического теплового потока [47].

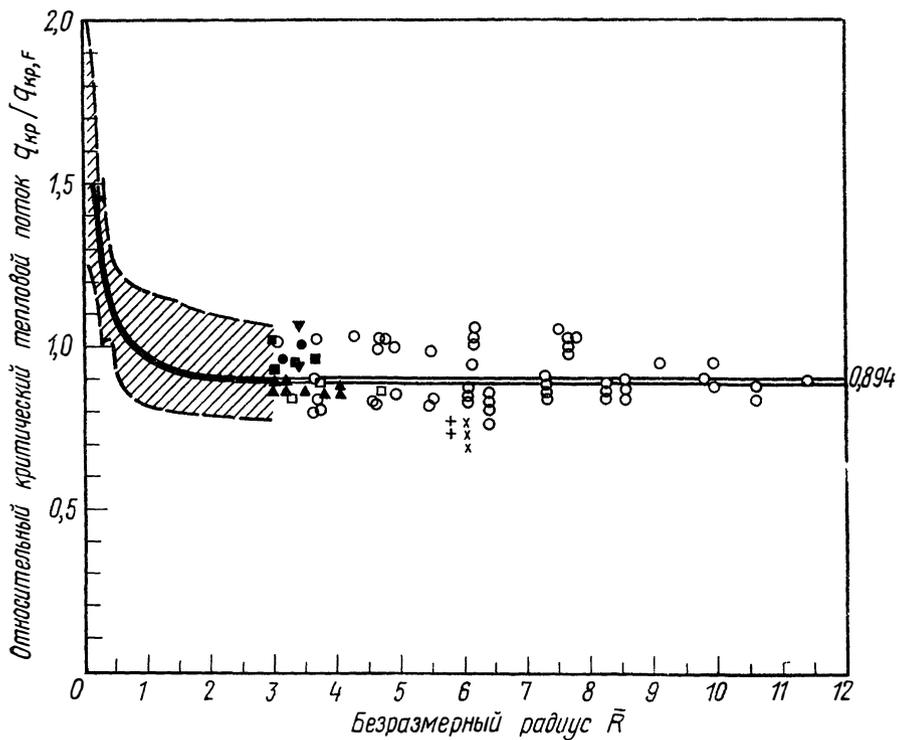
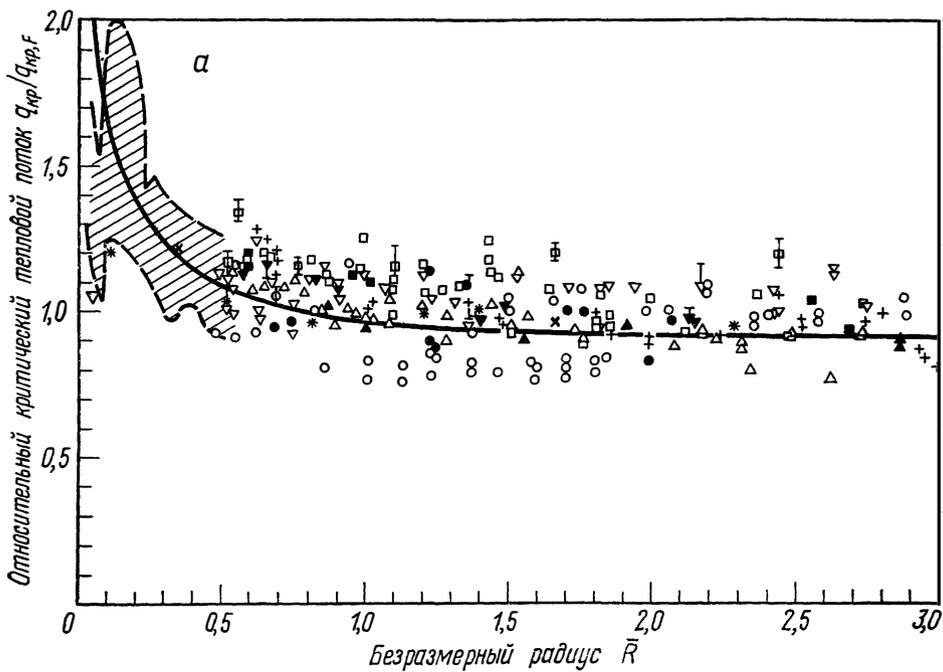
□ метиловый спирт; ● изопропиловый спирт; ○ ацетон; + бензол; 1 — аппроксимационная кривая для изопропилового спирта; 2 — критериальная зависимость настоящей работы (согласуется с экспериментальными результатами для метилового спирта); 3 — аппроксимационная кривая для ацетона.

смеси. С другой стороны, по данным работы [37], отношение критического теплового потока для бинарной смеси к потоку для чистой воды имеет максимумы и минимумы, однако само отношение всегда меньше единицы.

**6.2.1.2. Недогретая жидкость.** Величина недогрева является одним из основных факторов, влияющих на величину критического теплового потока. Экспериментальные данные свидетельствуют, что при любых значениях давления критический тепловой поток увеличивается почти линейно с ростом  $\Delta T_{\text{нед}}$ . Также экспериментально установлено, что при низких давлениях критический тепловой поток сильнее зависит от степени недогрева (рис. 6.21).

Когда пузырьки отрываются от поверхности нагрева или схлопываются при кипении в большом объеме недогретой жидкости, необходимо некоторое количество тепла, чтобы нагреть поступающую на их место недогретую жидкость до температуры насыщения. На основе этих представлений Кутателадзе [2] предложил полуэмпирическое выражение, позволяющее использовать соотношение (5) из табл. 6.1, полученное для насыщенной жидкости, для расчета  $q_{\text{кр}}$  в недогретой жидкости:

$$F = q_{\text{кр,нед}}/q_{\text{кр,нас}} = 1,0 + (\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{п}})^{0,80} (C_p \Delta T_{\text{нед}}/15,38 h_f). \quad (6-9)$$



Зубер [3] рекомендует выражение

$$\frac{q_{кр,нед}}{q_{кр,нас}} = 1,0 + \frac{5,3}{h_f \rho_{II}} (k_{ж} \rho_{ж} C_p)^{1/2} \times \\ \times \left[ \frac{g(\rho_{ж} - \rho_{II})}{\sigma} \right]^{1/4} \left[ \frac{\sigma g(\rho_{ж} - \rho_{II})}{\rho_{II}^3} \right]^{1/8} (T_{нас} - T_{ж}). \quad (6-10)$$

Позже Айви и Моррис [48] предложили следующую формулу, при выводе которой они использовали весь имеющийся экспериментальный материал:

$$F = 1 + (\rho_{ж}/\rho_{II})^{0,75} C_p \Delta T_{нед} / 9,8 h_f. \quad (6-11)$$

Все входящие в эти формулы величины, за исключением  $C_p$ , берутся для условий насыщения, а  $C_p$  берется при некоторой определяющей температуре

$$T_0 = T_{нас} - 1/2 \Delta T_{нед}. \quad (6-12)$$

Приведенные выше формулы для критического теплового потока в недогретой жидкости сравнивались с экспериментальными данными для воды и некоторых органических жидкостей. На рис. 6.22 приведены для сравнения зависимость (6-9) и две экспериментальные точки для недогретого азота [49]. Эти две точки являются единственными, которые авторам удалось обнаружить для недогретых криогенных жидкостей. Согласие расчетов с экспериментом достаточно хорошее.

Обнаружено [41], что для горизонтальных проволок диаметром 0,4—1,2 мм зависимость критического теплового потока от степени недогрева не является строго линейной. Для недогретой жидкости изменения величины критического теплового потока при изменении диаметра проволоки, подобного показанному на рис. 6.16, не наблюдалось.

### 6.2.2. Естественная конвекция в замкнутом объеме

Знание критического теплового потока при кипении в трубах в режиме естественной конвекции необходимо при проектировании ядерных реакторов, теплообменных агрегатов и криогенных откач-

РИС. 6.19. Влияние безразмерного радиуса нагревателя на величину критического теплового потока [46].

а) □, ■ метиловый спирт; ○, ● бензол; ▽, ▼ ацетон; △, ▲ изопропиловый спирт; + вода; × четыреххлористый углерод; \* этиловый спирт. Светлым значкам соответствует  $g/g_0=1$  (данные работы [46]); зачерненным значкам соответствует  $1,0 < g/g_0 < 67,1$  (данные работы [46]); остальные данные заимствованы из других работ.  
б) Данные работы [46],  $32 < g/g_0 < 57,3$ : ▼ ацетон; ▲ изопропиловый спирт; ■ метиловый спирт; ● бензол. Данные других работ: □ этиловый спирт,  $1 < g/g_0 < 80$ ; ○ вода,  $1 < g/g_0 < 80,7$ ; × азот,  $g/g_0=1$ ; + кислород,  $g/g_0=1$ .

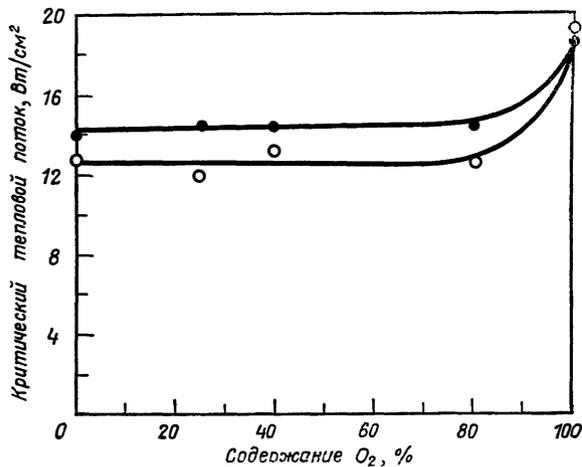


Рис. 6.20. Влияние состава смеси на величину критического теплового потока [39].  
○ полированное золото; ● полированная медь.

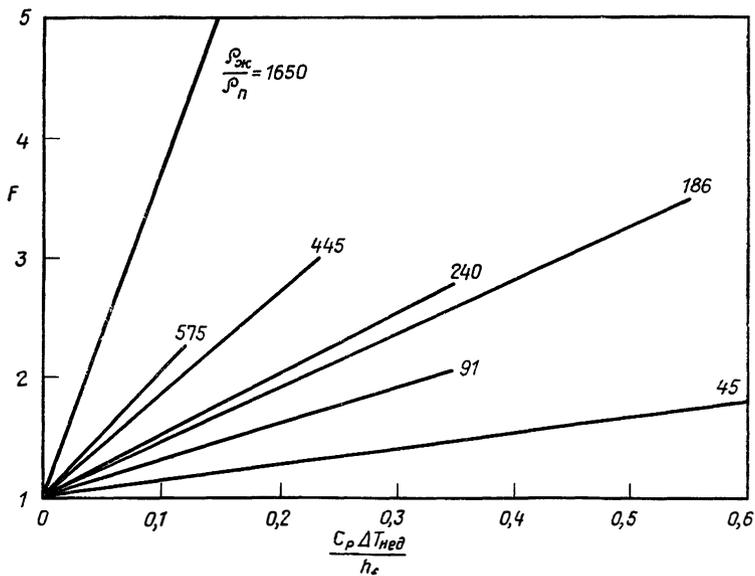


Рис. 6.21. Увеличение критического теплового потока с ростом недогрева и с уменьшением давления насыщенного пара.

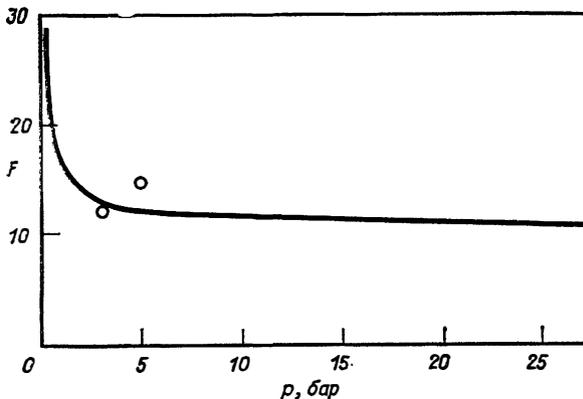


Рис. 6.22. Сравнение поправочного множителя Кутателадзе с экспериментальными данными по кипению недогретого азота.

ных систем вакуумных камер [52]. В работе [53] описаны три возможных механизма возникновения кризиса теплоотдачи в условиях естественной конвекции в замкнутом объеме и предложено полуэмпирическое уравнение, позволяющее рассчитать величину критического теплового потока для воды при низких давлениях.

В недавно опубликованной работе [54] применены методы теории автоматического регулирования к расчету теплоотдачи при кипении в петлевом контуре в режиме естественной конвекции и сообщается о значительном увеличении мощности в результате использования нагревателей переменного сечения с неоднородным распределением теплового потока по поверхности. Для контура, работающего при атмосферном давлении на фреоне-113, расчетное увеличение мощности при использовании нагревателя, имеющего форму, близкую к оптимальной, составило 16,7% по сравнению с обычным каналом постоянного сечения с постоянным тепловым потоком по длине канала, тогда как измеренное в эксперименте увеличение составило 15%.

Нам неизвестно о каких-либо исследованиях криогенных жидкостей с определением критического теплового потока в замкнутых контурах, в которых кипение происходит в условиях естественной конвекции.

### 6.2.3. Заключение

Представленный выше материал показывает, что существующие методы расчета критического теплового потока при кипении в большом объеме основываются преимущественно на гидродинамических моделях. Хотя известно, что ряд других факторов, таких

как состояние поверхности, форма нагревателя и др., влияют на величину критического теплового потока, они не учитываются в гидродинамических моделях. Таким образом, инженер-конструктор должен использовать имеющиеся критериальные зависимости, но помнить о тех факторах, которые не учитываются теорией.

В работе [16] предложен графический метод определения критического теплового потока, удобный для практических расчетов.

### 6.3. КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ПРИ КИПЕНИИ В РЕЖИМЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Как показано в гл. 4, в течениях с вынужденной конвекцией может встречаться кризис теплоотдачи двух различных типов: 1) при кипении с недогревом; 2) в режиме развитого кипения. При кипении криогенных жидкостей чаще встречается последний режим. Однако экспериментальных данных по кризису теплоотдачи при кипении криогенных жидкостей имеется очень мало.

Возникновение кризиса теплоотдачи в режиме кипения при вынужденной конвекции сильно зависит от того, насколько устойчиво течение. В работе Макбета [55] имеется превосходный современный обзор явлений и параметров, влияющих на возникновение кризиса теплоотдачи; там описаны также различные типы систем, в которых двухфазное течение устойчиво и, следовательно, критические тепловые потоки максимальны. Эту работу можно рекомендовать для использования при проектных и конструкторских расчетах.

В работе [55] приведены две эмпирические формулы для расчета критического теплового потока при течении воды в трубах с равномерным обогревом. Одна из этих формул дает критический тепловой поток при малых скоростях течения (этот режим течения приближенно охарактеризован на рис. 6.23) и имеет вид

$$q_{кр} \cdot 10^{-3} = \frac{G \cdot 10^{-3} (h_f + \Delta h)}{124d^{0,1} (G \cdot 10^{-3})^{0,49} + 4L/d}, \quad (6-13)$$

где  $G$  выражается в кг/(м<sup>2</sup>·с), а  $d$  — в см. Эта формула описывает имеющиеся в литературе данные для самых различных давлений в системе, причем среднеквадратичная ошибка составляет 5,5%.

Другая корреляционная формула, представляющая собой общий вид выражения для  $q_{кр}$ , получена путем обработки на ЭВМ около 5000 экспериментальных точек, разделенных по величине давления на восемь групп. Эта формула имеет вид

$$q_{кр} \cdot 10^{-3} = [A' + 1/4d (G \times 10^{-3}) \Delta h] / (C' + L), \quad (6-14)$$

где  $A'$  и  $C'$  — полиномы от давления, диаметра трубы и расхода.

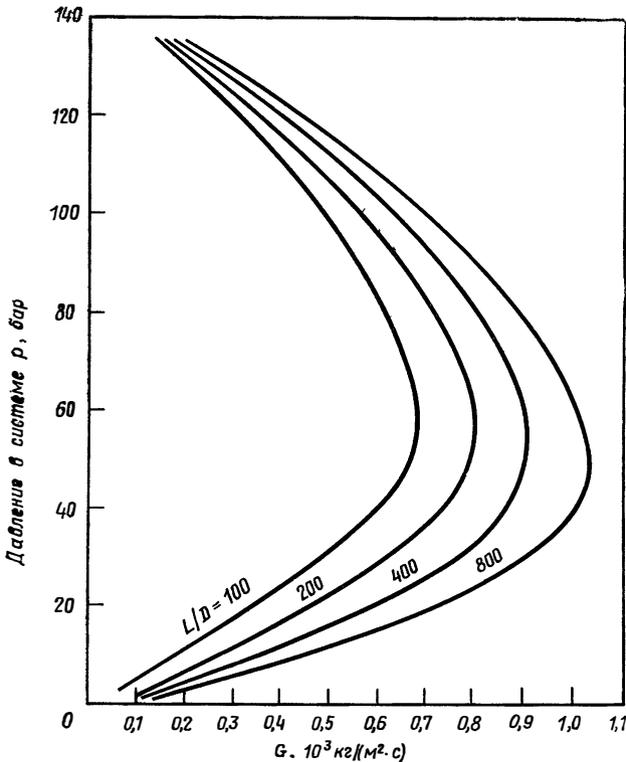


Рис. 6.23. Приближенные линии кризиса теплоотдачи при малых скоростях течения воды в цилиндрических трубках (режимы, соответствующие меньшим скоростям течения, лежат левее показанных кривых) [55].

Следует отметить, что приведенные выше формулы справедливы для течения воды в осесимметричных, равномерно обогреваемых каналах. В работе [55] также проанализированы законы подобия и масштабные множители, позволяющие использовать эти формулы для других жидкостей. Метод получения масштабных множителей предложен в работе [56]. Основные положения метода следующие:

1. Критический тепловой поток зависит главным образом от параметров  $h_f$ ,  $\rho_{ж}$ ,  $\rho_{п}$ .

2. Отношение  $\rho_{ж}/\rho_{п}$  предполагается одним и тем же для натурной и модельной жидкостей. Это требование определяет величину давления в каждой жидкости, однако только при условии, что другие безразмерные комплексы не оказывают заметного влияния.

3. Масштабный множитель для  $\Delta h$  находится из условия, что отношение  $\Delta h/h_f$  одинаково для обеих жидкостей.

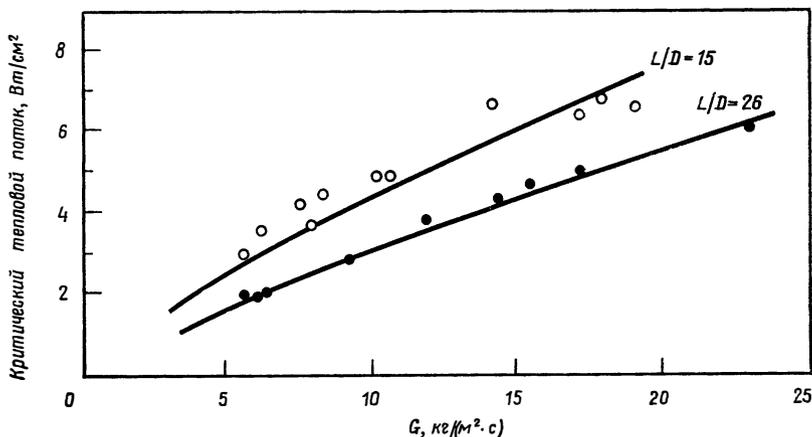


Рис. 6.24. Сравнение расчетов по методу масштабного моделирования [56] с экспериментальными данными по кипению жидкого водорода [57].

4. Отношение  $L/d$  принимается одинаковым для обеих жидкостей, как это всегда делается в теории подобия.

5. С учетом сказанного выше, например, для круглых труб получаем соотношение

$$q_{кр} = f(L/d, d, G, \rho_{ж}/\rho_{п}, \Delta h/h_f), \quad (6-15)$$

из которого следует, что необходимо еще знать масштабные множители для  $q_{кр}$   $d$  и  $G$ .

6. Выше указывалось, что  $q_{кр}/h_f G$  — величина безразмерная, поэтому можно написать:

$$\text{масштабный множитель для } q_{кр} = h_f/h_{f,м} \times \text{масштабный множитель для } G,$$

где  $h_f$  и  $h_{f,м}$  относятся соответственно к натурной и модельной жидкостям. Отсюда следует, что необходимо определить только два масштабных множителя.

На рис. 6.24 показаны результаты, полученные при использовании этого метода для обработки данных по жидкому водороду [57]. Для описания экспериментальных данных использовалось соотношение (6-13), пригодное для малых скоростей течения. Масштабные множители для  $L/d$ ,  $d$ ,  $\rho_{ж}/\rho_{п}$ ,  $\Delta h/h_f$  принимались равными единице. Масштабные множители для  $q_{кр}$  и  $G$  приведены в табл. 6.5.

Хотя формулы (6-13) и (6-14) не позволяют в общем случае рассчитать величину критического теплового потока при кипении криогенных жидкостей, использование масштабных множителей дает такую возможность, если имеется достаточное количество экспериментальных данных. Другие критериальные зависимости

ТАБЛИЦА 6.5  
**Масштабные множители для жидкого водорода [57]**

$L/d$	Масштабный множитель $q_{кр}/q_{кр, м}$	Масштабный множитель $G/G_m$
26	0,041	0,140
20	0,058	0,199
15	0,037	0,126
8,5	0,026	0,090

для определения критического теплового потока при развитом кипении, которые составлялись так, чтобы быть пригодными для любых жидкостей, не согласуются с экспериментальными данными для криогенных жидкостей [23].

Гэмбилл [58] предложил общий метод расчета критических тепловых потоков для течения недогретых жидкостей на смачиваемых поверхностях. В этом методе к величине критического теплового потока, вычисленной при отсутствии вынужденной конвекции, добавляется величина, обусловленная вынужденным конвективным движением жидкости. Сравнение с обширным экспериментальным материалом (с 96% из имеющихся на сегодня 878 экспериментальных точек), полученным для осесимметричных и закрученных течений семи различных жидкостей в каналах круглого и прямоугольного сечений, а также при поперечном обтекании стержней в очень широком диапазоне условий течения, показало, что максимальное расхождение составляет 40%. Недавно был разработан графический вариант этого метода [16], который позволяет производить быструю оценку критических тепловых потоков, что необходимо при проектных и конструкторских разработках.

В работе [58] отсутствует оценка предложенного метода применительно к криогенным жидкостям, однако Сидер и сотр. [8] показали, что он хорошо согласуется с теми немногочисленными экспериментальными данными для криогенных жидкостей, которые им удалось найти в литературе.

#### 6.4. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $a$  — местное ускорение;
- $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;
- $D, d$  — диаметр;
- $G$  — удельный массовый расход (расходонапряженность);
- $g$  — ускорение силы тяжести;
- $h$  — энтальпия;
- $h_f$  — скрытая теплота парообразования;
- $I$  — параметр, определяемый соотношением (6-7);
- $k$  — коэффициент теплопроводности;
- $L$  — длина;
- $p$  — давление;

- $q$  — плотность теплового потока;  
 $R$  — радиус;  
 $\bar{R}$  — параметр, определяемый соотношением (6-6);  
 $T$  — температура;  
 $\theta_c$  — угол смачивания;  
 $\mu$  — вязкость;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\sigma$  — поверхностное натяжение;  
 $\varphi_1$  — среднеобъемная скорость пара.

### Индексы

- г — газ;  
 ж — жидкость;  
 кр — критический;  
 м — модель;  
 нас — насыщенный;  
 нед — недогретый;  
 о — начальное (определяющее) значение;  
 п — пар;  
 — — черта сверху обозначает относительную (безразмерную) величину.

### 6.5. ЛИТЕРАТУРА

1. Rohsenow W. M., Griffith P., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 52 (18), 47 (1956).
2. Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, Машгиз, М., 1957.
3. Zuber N., AECU-4439, 1959.
4. Addoms J. N., D. Sc. Thesis, MIT, Cambridge, Massachusetts, 1948.
5. Chang Y. P., Snyder N. W., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 56 (30), 25 (1960).
6. Noyes R. C., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 85C, 125 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 2*, стр. 59 (1963).
7. Moissis R., Berenson P. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 85C, 221 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 3*, стр. 39 (1963).
8. Seader J. D., Miller W. S., Kalvinskas L. A., NASA CR-243, 1965.
9. Griffith P., ASME-AIChE Heat Transfer Conference, paper 57-H-21, Philadelphia, Pennsylvania, August 1957.
10. Zuber N., Tribus M., UCLA Rept. 58-5, 1958.
11. Chang Y. P., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86C, 89 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 1*, стр. 79 (1963).
12. Brentari E. G., Giarratano P. J., Smith R. V., NBS-TN-317, 1965.
13. Lyon D. N., Jones M. C., Ritter G. L., Chiladakis C., Kosky P. G., *AIChE J.* 11 (5), 773 (1965).
14. Gichelli M. T., Bonilla C. F., *Trans. AIChE*, 41, 755 (1945).
15. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М., Справочник по теплопередаче, Л.—М., Госэнергоиздат, 1959, стр. 182.
16. Frost W., Dzakowic G. S., AEDC-TR-69-106, 1969.
17. Sciance C. T., Colver C. P., Slipevich C. M., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, p. 395.
18. Боришанский В. М., в сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред», М.—Л., Госэнергоиздат, 1961, стр. 118.
19. Cobb C. B., Park E. L., Jr., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 65 (92), 188 (1969).

20. Usiskin S. M., Siegel R., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 83C, 243 (1961); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 3, стр. 15 (1961)*.
21. Merte H., Clark J. A., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86C, 351 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 3, стр. 66 (1964)*.
22. Sherley J. E., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 495.
23. Clark J. A., in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5, Academic Press, New York, 1968, p. 325.
24. Кирченко Я. А., Долгой М. Л., *Теплофизика высоких температур*, № 1 (1970).
25. Costello C. P., Adams J., *Intern. Developments in Heat Transfer*, Paper № 30, ASME, 1961, p. 255.
26. Ivey H. J., AEEW-R99, 1961.
27. Beasant W. R., Jones H. W., UK Report AEEW-R, Winfrith, 1963, p. 275.
28. Costello C. P., Adams J. M., *AIChE J.*, 9 (5), 663 (1963).
29. Gambill W. R., *AIChE J.*, 10 (4), 502 (1964).
30. Costello C. P., Frea W. J., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 61 (57), 258 (1965).
31. Farber E. A., Scora R. L., *Trans. ASME*, 70, 369 (1952).
32. Ivey H. J., Morris D. J., AICHE Preprint 160, Chicago, Illinois, 1960.
33. Bernath L., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 56 (30), 95 (1960).
34. Class C. R. et al., Beechcraft Research and Development, Inc., Engineering Report 6154, WADC TR 58-528, ad 214256, 1958.
35. Gaertner R. F., 63-RL-3449C, General Electric Report, Schenectady, New York, 1963.
36. Walker G. E., Jr., M. S. Thesis, Mech. Engr. Dept., Univ. of Washington, Seattle, Washington, 1965.
37. Owens W. L., AEW-R, 180, 1964.
38. Berenson P. J., Tech. Rept. № 17, Heat Transfer Lab., MIT, Cambridge, Massachusetts, March 1960.
39. Lyon D. N., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 7, 1097 (1964).
40. Ishigai S. et al., in *Intern. Developments in Heat Transfer*, ASME, Boulder, Colorado, 1961, p. 224.
41. Ivey H. J., Morris D. J., in Third Intern. Heat Transfer Conference, AICHE, Chicago, Illinois, 1966.
42. Pitts C. C., Dept. of Mech. Engr. Rept., Stanford Univ., Stanford, California, 1964.
43. Frea W. J., Dept. of Mech. Eng., Heat Transfer Lab., Univ. of Washington, Seattle, Washington, 1963.
44. Costello C. P. et al., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 61 (59), 271 (1965).
45. Finley B. G., M. S. Thesis, Univ. of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee, 1968.
46. Sun K. H., Lienhard J. H., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 13, 425 (1970).
47. Lienhard J. H., Keeling K. B., Jr., ASME Paper № 69-HT, 48, 1969.
48. Ivey H. J., Morris D. J., UR Report AEEW-R-137, Winfrith, 1962.
49. Merte H., Lewis E. W., Heat Transfer Lab., Dept. Mech. Eng., Univ of Michigan, Ann Arbor, Michigan, 1967.
50. Van Stralen S. J. D., *Chem. Eng. Sci.*, 5, 290 (1956).
51. Huber D. A., Hoehne J. C., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 85C, 215 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 3, стр. 31 (1963)*.
52. Triplett M. J., in Proc. Space Simulation Conference, NBS special publication 336, September 1970.
53. Gambill W. R., Bundy R. D., *Nucl. Sci. Eng.*, 18, 80 (1964).
54. Bandy D. B., et al., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 65 (92), 231 (1969).
55. MacBeth R. V., *Advances in Chemical Engineering* (Drew T. B. et al., eds.), Vol. 7, Academic Press, New York, 1968.
56. Staniforth R., Stevens G. F., *Proc. Inst. Mech. Eng. (London)*, 180, Pt. 36 (1965—1966).
57. Lewis J. P., Goodykoontz J. H., Kline J. F., NASA TN-4382, 1958.
58. Gambill W. R., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 59 (47), 71 (1963).

## ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ

**Д. Клементс<sup>1</sup>**

### 7.1. ВВЕДЕНИЕ

Пленочное кипение является одним из видов теплообмена при изменении фазового состояния, отличительная особенность которого состоит в том, что передача тепла от твердого тела к окружающей жидкости происходит через разделяющую их паровую пленку. Эта паровая пленка образует сплошной, сравнительно однородный слой на поверхности тела. Такая система, в которой жидкость находится над паром, по своей природе неустойчива. Однако при пленочном кипении разность температур между твердым телом и жидкостью настолько велика, что жидкость не может находиться в контакте с поверхностью тела, поэтому пленка оказывается устойчивой.

Знание закономерностей пленочного кипения особенно важно при обращении с криогенными жидкостями. Очень большие температурные перепады между находящимися при комнатной температуре твердыми телами и криогенными жидкостями часто приводят к возникновению пленочного кипения в процессе захлаживания. При работе с криогенными жидкостями пленочное кипение встречается настолько часто, что понимание механизма теплоотдачи при пленочном кипении очень важно для общей теории теплообмена при криогенных температурах.

Здесь мы ограничимся обсуждением режима устойчивого пленочного кипения для случая большого объема неподвижной жидкости. Пленочное кипение при вынужденной конвекции и явление Лейденфроста<sup>2</sup> обсуждаться не будут. Сначала мы сосредоточим внимание на описании физических явлений, влияющих на процесс

---

<sup>1</sup> D. Clements, Учебно-испытательный центр Армии США, Абердин, шт. Мэриленд.

<sup>2</sup> Лейденфрост исследовал испарение капель воды на нагреваемой, хорошо отполированной поверхности железа (см. сб. «Успехи теплопередачи», изд-во «Мир», М., 1971, стр. 73). — *Прим. перев.*

плёночного кипения, и на обсуждении имеющихся в литературе экспериментальных данных. При обсуждении экспериментальных данных будет использован фактический материал в виде графиков и таблиц, позволяющий использовать эти данные в конструкторских расчетах. Затем обсудим критериальные зависимости, позволяющие инженеру-конструктору рассчитать теплопередачу при плёночном кипении. Для оценки точности предложенных формул будет проведено также сравнение результатов расчетов по этим формулам с экспериментальными данными. Более полный обзор всех аспектов плёночного кипения имеется в работах Джордана [1] и Клементса и Колвера [2], к которым мы отсылаем интересующегося читателя. Плёночное кипение в криогенных жидкостях подробно рассмотрено в работах [3—5].

## **7.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ТЕПЛОТДАЧЕ ПРИ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ**

Прежде чем начать обсуждение результатов экспериментов по плёночному кипению криогенных жидкостей, целесообразно сделать несколько общих замечаний относительно факторов, влияющих на процесс плёночного кипения. Эти замечания будут касаться влияния отдельных факторов на коэффициент теплоотдачи при плёночном кипении для данной разности температур  $\Delta T$ . Так, например, существует обратная зависимость между характерным размером нагревателя и коэффициентом теплоотдачи, т. е. увеличение характерного размера нагревателя приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи. Для горизонтально расположенного нагревателя цилиндрической формы характерным размером является диаметр, для ленточного нагревателя — ширина, а для вертикального трубчатого нагревателя — его длина. Увеличение давления в системе или ускорения силы тяжести приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи при плёночном кипении. Различными авторами изучалось также влияние на коэффициент теплоотдачи ориентации нагревателя, состояния и материала поверхности нагрева, вида жидкости и внешних электрических полей.

### **7.2.1. Экспериментальные данные для водорода**

Данные по теплоотдаче при плёночном кипении водорода на горизонтальных проволоках имеются в работах [6—8]. Эти результаты лежат в пределах заштрихованной области, показанной на рис. 7.1. Данные работы [9], полученные на горизонтальном ленточном нагревателе для случая, когда жидкость находится над поверхностью нагрева, подтверждают увеличение коэффициента

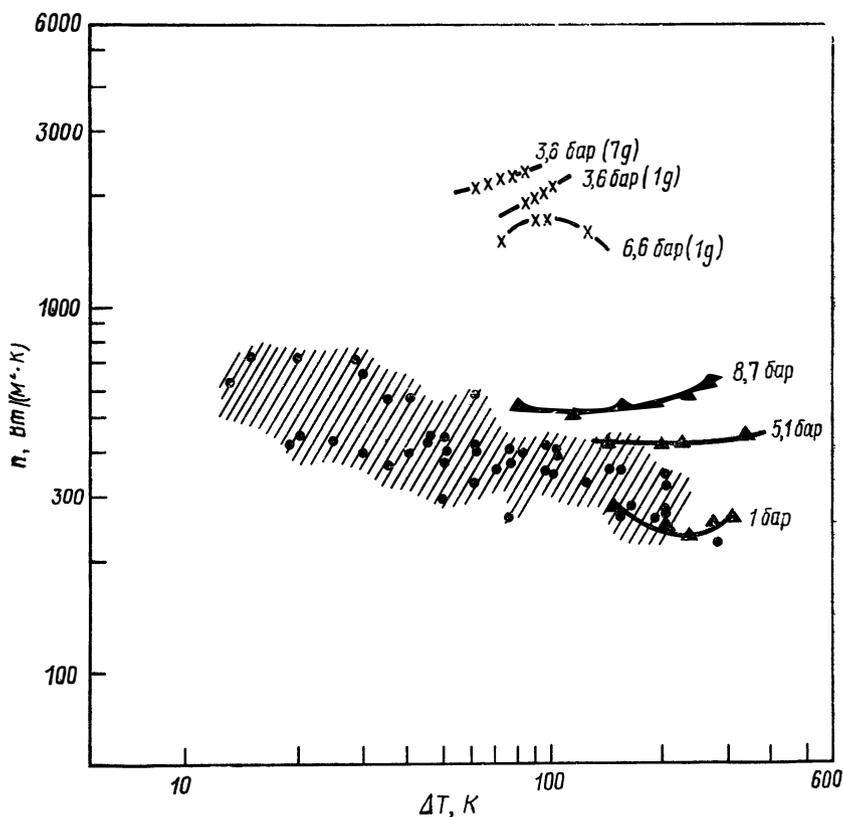


РИС. 7.1. Экспериментальные данные по пленочному кипению водорода.

▲ лента из никелевого сплава [9]; × лента из хромель-алюмеля [10]; заштрихованная область — медная трубка [8], свинцовая проволока [6], медная проволока [7].

теплоотдачи с ростом давления. Эксперименты при других ориентациях нагревателя (под углом  $45^\circ$  и при вертикальном расположении) показывают, что при увеличении угла наклона к горизонту коэффициент теплоотдачи несколько возрастает. На рис. 7.1 представлены также результаты работы [10]. Эти данные, полученные при давлении 3,6 бар и ускорениях 1 g и 7g, подтверждают, что коэффициент теплоотдачи увеличивается с ростом ускорения, однако зависимость от давления при ускорении 1 g оказывается обратной по отношению к ожидаемой. Простого объяснения этому факту найти не удастся. Сводка результатов экспериментальных исследований теплоотдачи при пленочном кипении водорода представлена в табл. 7.1.

ТАБЛИЦА 7.1

Эксперименты по пленочному кипению водорода<sup>1</sup>

Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Свинцовая проволока, Ø 1 мм	1	Получение кривой кипения	[6]
Медная проволока, Ø 0,1 мм	1	То же	[7]
Медная трубка, Ø 12 мм	0,79	»	[8]
Лента из никелевого сплава, 560×25 мм	1,0, 5,1 и 8,7	Изучалось влияние давления и ориентации, а также наличия смазки на поверхности	[9]
Лента из хромель-алюмеля	3,6 и 6,6	Изучалось влияние давления и ускорения силы тяжести (1g и 7g)	[10]

<sup>1</sup>) Положение нагревателя горизонтальное.

## 7.2.2. Экспериментальные данные для гелия I

Большинство данных по теплоотдаче при кипении гелия I, представленных в табл. 7.2, получено Фредеркингом с сотрудниками. На рис. 7.2 представлены данные Фредеркинга и других ав-

ТАБЛИЦА 7.2

## Эксперименты по пленочному кипению гелия I

Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Платиновые проволоки, Ø 5,5 и 51 мкм	0,008—0,96	Изучалось влияние давления [12] и размеров нагревателя	[11—14]
Медные сферы, Ø 6,3 и 9,5 мм	—	Изучалось захолаживание	[15]
Медная пластина Ø 4,8 мм	1	—	[16]
Платиновый цилиндр, Ø 9,91 мм	—	Температура жидкости 2,27, 4,21 и 5,13 К	[17]
Стеклянные цилиндры, покрытые железо-никелевой пленкой, Ø 1,45 и 2,45 мм	—	Температура жидкости 2,6, 3,2 и 3,8 К	[18]
Керамические нити, Ø 10 и 20 мкм	—	Температура жидкости 4,2 и 2,83 К	[19]

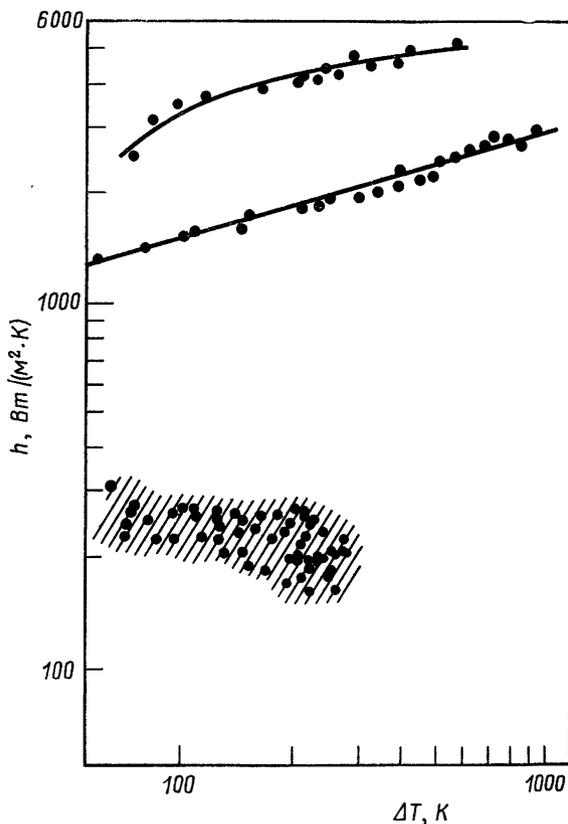


РИС. 7.2. Влияние диаметра нагревателя на теплоотдачу при пленочном кипении гелия I.

— платиновая проволока (верхняя кривая для проволоки меньшего диаметра) [11—14]; заштрихованная область — медные сферы [15], медная пластина [16].

торов, которые показывают, как влияют размеры нагревателя на коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении гелия I. На этом рисунке приведены результаты, полученные на платиновых проволоках [11—14], медных сферах [15] и плоской медной пластине [16]. Данные работы [12], полученные также на платиновых проволоках, подтверждают влияние давления на коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении в диапазоне давлений от 0,008 до 0,96 бар.

В работе [17] наблюдалось пленочное кипение при очень низких тепловых потоках. Эти результаты были получены при температурах жидкости 5,13, 4,21 и 2,27 К. Интересно отметить, что данные для температуры 2,27 К лежат между кривыми для двух дру-

гих температур и что кривая для температуры 4,21 К лежит выше других кривых. Если экстраполировать эти данные до более высоких  $\Delta T$ , то данные для температуры 4,21 К хорошо согласуются с результатами работы [16], полученными на нагревателях большого диаметра.

В недавно опубликованной работе [18] приводятся данные, полученные при температурах жидкости 2,6, 3,2 и 3,8 К с использованием двух нагревателей различных размеров. Согласно этим данным, коэффициент теплоотдачи увеличивается при увеличении температуры жидкости и уменьшается при увеличении диаметра нагревателя. В работе [19] приводятся результаты, полученные для двух различных керамических нагревателей при двух температурах жидкости.

### 7.2.3. Экспериментальные данные для азота

Из табл. 7.3 видно, что пленочное кипение азота изучалось более широко, чем какой-либо другой криогенной жидкости. Однако основная часть результатов была получена в исследованиях, в которых использовались нагреватели большого диаметра. Данные работ [20—29], полученные для нагревателей большого диаметра, лежат в заштрихованной области на рис. 7.3. Данные работы [30]

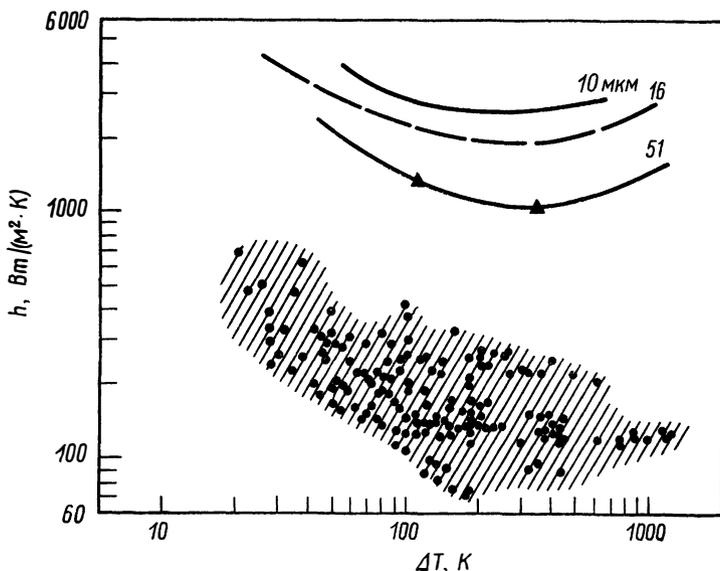


РИС. 7.3. Влияние диаметра нагревателя на теплоотдачу при пленочном кипении азота.

— платиновая проволока [11, 12]; заштрихованная область — плоская пластина и нагреватели больших диаметров.

Эксперименты по пленочному кипению азота<sup>1</sup>

Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Медная трубка, Ø 15,9 мм	1	Получение кривой кипения	[20]
Пластины из полупроводящего материала, 10×2 мм	1	Использовались полупроводники с дырочной (германий) и электронной (кремний) проводимостью; изучение захлаживания	[21]
Графитовая трубка, Ø 8,9 мм	1	—	[22, 23]
Медный цилиндр длиной 100 и диаметром 40 мм	1	Изучалось захлаживание; исследовалось влияние покрытий	[24]
Вертикальный цилиндр из нержавеющей стали, Ø 12,7 мм	1	Использовались нагреватели длиной 67,5, 73 и 114 мм	[25, 26]
Медные трубки, Ø 10, 15 и 20 мм	1	Получение кривой кипения	[27]
Медные сферы, Ø 6,35 и 9,5 мм	1	Изучалось захлаживание	[16]
Медные сферы, Ø 25,4, 19 и 12,7 мм	1	Изучалось влияние геометрии, состояния поверхности и наложенных колебаний	[28]
Позолоченные или медные трубки, Ø 16,5 мм	1—30,4	Изучалось влияние давления и материала нагревателя	[29]
Платиновое кольцо диаметром 33,25 и шириной 2 мм	31,5	Представлены только три экспериментальные точки	[30]
Платиновые проволоки, Ø 10, 16,2, 31, 51, 100 и 200 мкм	0,185—0,955	Изучалось влияние геометрии и давления	[11, 12]
Свинцовая проволока, Ø 1 мм	0,97	—	[6]
Медная проволока, Ø 1,5 мм	0,97	—	[31]
Лента из сплава кантал А-1 или инконель-600 шириной 12,7, 25,4 и 51 мм	1	Изучалось влияние размеров, давления и способа обработки поверхности	[32]
Цилиндры, Ø 14, 19 и 24,1 мм	1—30,5	Изучалось влияние давления и размера	[33]
Медная сфера, Ø 25,4 мм	1	Изучалось влияние уменьшения ускорения силы тяжести	[34—36]
Лента из сплава инконель-600 шириной 51 мм	1	Изучалось влияние ориентации нагревателя	[37]

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛ. 7.3

Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Пластины из порошковой нержавеющей стали, полученные путем спекания (три сорта)	1	Изучалось влияние текстуры поверхности и отсоса пара	[39, 40]
Пластина из нержавеющей стали, 44,5×44,5 мм	1	Изучалось влияние отсоса пара	[41]
Платиновая проволока, Ø 0,2 мм	1	Изучалось влияние наложения электрического поля	[42]

<sup>1)</sup> При отсутствии других указаний положение нагревателя — горизонтальное.

согласуются с ними, если их экстраполировать на существенно более низкие  $\Delta T$ . На рисунке также показаны результаты работ [11, 12] для нагревателей небольшого диаметра. Эти данные показывают, как влияет характерный диаметр нагревателя на коэффициент теплоотдачи. Данные, полученные в работах [6, 31] на проволоках небольшого диаметра, также лежат внутри заштрихованной области. В недавно опубликованной работе [32] представлены данные, полученные на горизонтальных ленточных нагревателях, которые показывают, что влияние размера имеет место даже для довольно больших (шириной 10—50 мм) нагревателей. Влияние размера для горизонтальных трубчатых нагревателей большого диаметра исследовалось также в работе [33].

В работах [34—36] было получено, что коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении на медных сферах уменьшается в случае уменьшения ускорения силы тяжести. Практически линейный рост коэффициента теплоотдачи при увеличении угла наклона ленточного нагревателя к горизонту [на  $\sim 17$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) при увеличении угла на 30°] отмечался в работе [37].

Непрерывное удаление парового слоя может привести к значительной интенсификации теплообмена при пленочном кипении. Этот метод был впервые предложен в работе [38], а затем подтвержден в работах [39—41]. Согласно данным работ [39, 40], полученным без отсоса пара, на более гладких поверхностях коэффициент теплоотдачи выше. Наложение электрического поля приводит к неустойчивости и переходу пленочного кипения в пузырьковое [42].

#### 7.2.4. Экспериментальные данные по пленочному кипению других криогенных жидкостей

Влияние давления и диаметра нагревателя на теплоотдачу при пленочном кипении кислорода было подтверждено в экспериментах Банчиро и сотр. [43]. Данные для кислорода имеются также

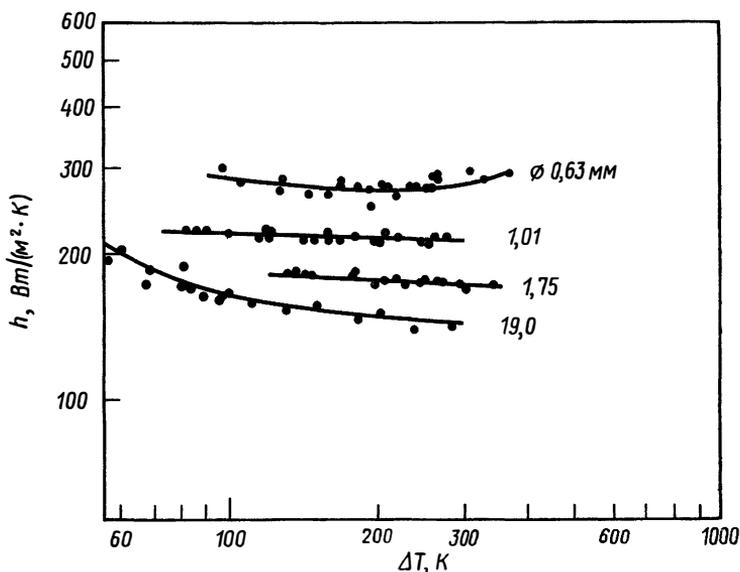


РИС. 7.4. Влияние диаметра нагревателя на теплоотдачу при кипении кислорода [43].

Все нагреватели из нержавеющей стали.

в работе [44]. Дестабилизирующее влияние электрического поля на пленочное кипение в кислороде было отмечено в работе [45]. Данные работы [43] для атмосферного давления показаны на рис. 7.4.

Влияние размера нагревателя исследовалось в трех работах, в которых в качестве испытуемых жидкостей использовались неон и аргон. В работах [25, 33] приводятся данные для аргона, полученные на вертикальных и горизонтальных нагревателях, а в работе [46] — данные для неона.

Следует также упомянуть некоторые другие работы, в которых исследовалось пленочное кипение низкотемпературных жидкостей, хотя не все они попадают в интервал температур, который принято называть криогенным. В экспериментах с легкими углеводородами (метаном, этаном, пропаном и бутаном), выполненных в работах [47, 48], подтверждено влияние давления на коэффициент теплоотдачи. Аналогичный результат получен для окиси углерода [49]. Процесс пленочного кипения двуокиси углерода вблизи критической точки изучался в работах [50, 51].

Исследовался также теплообмен при пленочном кипении смесей. Эксперименты со сжиженным природным газом и сжиженным нефтяным газом, выполненные в работах [52, 53], подтвердили влияние давления на коэффициент теплоотдачи при пленочном ки-

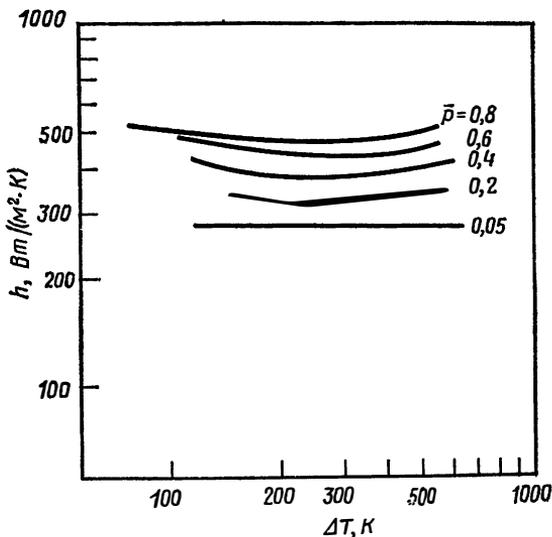


РИС. 7.5. Влияние давления на теплоотдачу при пленочном кипении метана [47, 48].

пени, однако из-за сложности смесей никаких выводов о влиянии состава смесей сделать не удалось. Экспериментальные исследования этана, этилена и трех смесей с различными соотношениями этана и этилена [54] показали, что смеси при пленочном кипении ведут себя как псевдовещества, данные для которых находятся в диапазоне между характеристиками компонентов, образующих смесь. Влияние давления на пленочное кипение метана показано на рис. 7.5. В табл. 7.4 содержится сводка экспериментальных данных для кислорода, неона, аргона и углеродных жидкостей.

### 7.3. КРИТЕРИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ

Пленочное кипение по самой своей природе является неустойчивым, поскольку ему сопутствует инверсия плотности. Инверсия плотности, возникающая при пленочном кипении, представляет собой физическое явление, которое можно математически описать, используя теорию устойчивости Тейлора [55, 56]. Согласно этой теории, устойчивость пленки обусловлена существованием характерных длин волн возмущений, распространяющихся на поверхности раздела пар—жидкость. Существование и свойства этих волн на поверхности раздела изучались с помощью фотографирования в работах [50, 57, 58]. Визуально о волновом характере пленочно-

ТАБЛИЦА 7.4

Эксперименты по пленочному кипению некоторых жидкостей<sup>1</sup>

Жидкость	Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Кислород	Трубки из нержавеющей стали, Ø 0,63, 1,01, 1,75, 3,5 и 19 мм	0,49—33,5	Изучалось влияние давления, диаметра, материала нагревателя, глубины погружения	[43]
	Платиновая проволока, Ø 0,2 мм	1	Займствовано из работы [43]	[44]
	То же	1	Изучалось влияние наложения электрического поля	[45]
Аргон	Вертикальный цилиндр из нержавеющей стали, Ø 12,7 мм	1	Нагреватели имели длину 51 и 102 мм	[25]
	Цилиндры, Ø 14, 19 и 24,1 мм	3,8—31,1	Изучалось влияние давления и размера	[33]
Неон	Платиновая проволока, Ø 0,2 мм, и свинцовая проволока, Ø 2 и 0,5 мм	1	Изучалось влияние размера	[46]
Метан	Позолоченная трубка, Ø 20,6 мм	1—46,3	Изучалось влияние давления	[47, 48]
	Позолоченная трубка, Ø 16,5 мм	1,6—42,2	То же	[29]
Этан	Позолоченная трубка, Ø 20,6 мм	1—48,8	»	[47, 48]
	То же	2,4—30,4	»	[54]
Этилен	»	2,5—31,7	»	[54]
Смеси этан + этилен	»	2,4—31,4	Изучалось влияние давления и состава смеси (25, 50, 75%)	[54]
Пропан	»	1—38,4	Изучалось влияние давления	[47, 48]
Бутан	»	1—34,1	То же	[47, 48]
Сжиженный природный газ	»	2,5—33,4	»	[52]
Сжиженный нефтяной газ	»	1—34,7	»	[53]
Оксид углерода	Трубка, Ø 19 мм	3,4—331	»	[49]

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛ. 7.4

Жидкость	Нагреватель	Давление, бар	Примечание	Работа
Двуокись углерода	Платиновая проволока, Ø 0,1 мм	60,5 и 73,4	Определялись период образования пузырьков и длина волны с помощью фотографирования	[50]
	Платиновая проволока, Ø 0,076 и 0,38 мм	61,4—73,0	Изучалось влияние давления вблизи критической точки	[51]

<sup>1</sup> При отсутствии других указаний положение нагревателя — горизонтальное.

го кипения можно судить по почти регулярному расположению узлов, из которых исходят паровые пузыри, и по периодическому появлению пузырей. В недавно опубликованной работе [59] также исследовалась волновая природа пленочного кипения.

В качестве характерных размеров в критериальных зависимостях широко используются две величины, которые отражают волновой характер пленочного кипения. Эти величины — характерная длина Лапласа

$$B = [\sigma/g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{1/2} \quad (7-1)$$

и критическая длина волны для пленочного кипения

$$\lambda_{\text{кр}} = 2\pi [\sigma/g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{1/2}. \quad (7-2)$$

Используется также, особенно для определения минимального теплового потока при пленочном кипении, так называемая наиболее опасная длина волны

$$\lambda_d = 2\pi [3\sigma/g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})]^{1/2}. \quad (7-3)$$

Два принципиально различных подхода — непосредственный анализ теплопередачи через паровую пленку и анализ на основе теории устойчивости — явились отправной точкой для вывода большинства имеющихся в литературе критериальных зависимостей для расчета теплоотдачи при пленочном кипении. Первыми работами в этом направлении были работы Бромли [22, 23], который использовал чисто гидродинамический подход и не опирался на теорию устойчивости. Действительно, сама теория устойчивости Тейлора была опубликована в то же время, что и результаты Бромли. Предложенная Бромли модель устойчивого пленочного кипения на горизонтальном цилиндрическом нагревателе в большом объеме неподвижной жидкости основывалась на следующих допущениях: 1) передача тепла происходит путем теплопроводно-

сти через тонкий паровой слой; 2) кинетическая энергия пара пренебрежимо мала и основным механизмом поглощения тепла на поверхности раздела пар — жидкость является реализация скрытой теплоты фазового перехода; 3) температура нагревателя постоянна; 4) физические свойства паровой пленки можно рассчитывать при некоторой средней температуре пленки  $T_f = T_w + 1/2(T_w - T_{\text{нас}})$ . Эти допущения приводят к следующему критериальному соотношению:

$$h_{\text{кр}} = c_1 [k_{\text{п}}^3 \rho_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) g h_f' / D \Delta T \mu_{\text{п}}]^{1/4}. \quad (7-4)$$

Бромли установил, что наилучшее согласие с его экспериментальными данными получается при  $c_1 = 0,62$ . Более удобно записать формулу (7-4) в виде

$$\text{Nu}_D = 0,62 [\text{Ra} \theta']_f^{1/4}, \quad (7-5)$$

где  $\text{Ra}$  — число Рэлея:

$$\text{Ra} = [\rho_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) g C_{\text{рп}} D^3 / k_{\text{п}}^3 \mu_{\text{п}}], \quad (7-6)$$

а  $\theta'$  — безразмерный тепловой параметр:

$$\theta' = h_f' / (C_{\text{рп}} \Delta T). \quad (7-7)$$

Индекс  $D$  в этих формулах означает, что числа Нуссельта и Рэлея вычисляются по характерному размеру нагревателя. Индекс  $B$  в аналогичных случаях будет означать, что соответствующие критерии рассчитываются по определяющей длине Лапласа. Бромли также предложил формулу, которая позволяет учесть вклад излучения в теплообмен, однако в случае криогенных жидкостей этот вклад обычно несуществен.

Иногда вводят модифицированный тепловой параметр, как, например, в формуле (7-4), который получается при использовании эффективной теплоты парообразования, определяемой либо выражением

$$h_f' = h_f + 0,5 C_{\text{рп}} \Delta T, \quad (7-8)$$

которое учитывает не только испарение жидкости, но и нагрев пара до средней температуры пленки [22, 23], либо выражением

$$h_f'' = h_f [1 + 0,34 (C_{\text{рп}} \Delta T / h_f)]^2, \quad (7-9)$$

полученным Бромли и сотр. [60, 61] по аналогии с формулой, используемой в теории ламинарной пленочной конденсации.

В работе [43], на основании полученных в ней данных для кислорода, предложена модификация формулы (7-5), позволяющая учесть влияние диаметра нагревателя. Эта формула имеет вид

$$\text{Nu}_D = c_2 (0,305/D + 36,5) [\text{Ra} \theta']_f^{1/4}, \quad (7-10)$$

где  $0,441 > c_2 > 0,302$  при  $55 < \Delta T < 280$  К. В работе [62] также была предложена формула, учитывающая влияние размера нагревателя:

$$\text{Nu}_{\lambda_{\text{кр}}} = (0,59 - 0,069 \lambda_{\text{кр}}/D) [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}. \quad (7-11)$$

Из этой формулы можно получить

$$\text{Nu}_{\lambda_{\text{кр}}} = 0,60 [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}, \quad \lambda_{\text{кр}}/D < 0,8; \quad (7-12a)$$

$$\text{Nu}_D = 0,62 [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}, \quad 0,8 < \lambda_{\text{кр}}/D < 8,0; \quad (7-12b)$$

$$\text{Nu}_{\lambda_{\text{кр}}} = 0,16 [\lambda_{\text{кр}}/D]^{0,83} [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}, \quad \lambda_{\text{кр}}/D > 8,0. \quad (7-12b)$$

Недавно были предложены формулы [63, 64]

$$\text{Nu}_B = 0,35 (B/D)^{3/4} [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}, \quad B/D > 10; \quad (7-13a)$$

$$\text{Nu}_B = 0,485 [(B/D)^3 + 2,25 (B/D) \Delta^2]^{1/4} [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}, \quad B/D < 10, \quad (7-13b)$$

где

$$\Delta = \exp [4,35 (k_{\text{п}} \mu_{\text{п}} \Delta T / h_f^2 D \rho_{\text{ж}} \sigma)^{1/4}], \quad 3 \leq B/D \leq 10; \quad (7-14a)$$

$$\Delta = 1, \quad B/D < 3. \quad (7-14b)$$

На основании формулы Бромли были предложены и другие соотношения, в которых учитывается влияние не только размера нагревателя, но и других факторов. В работе [65] была подмечена аналогия между влиянием размера нагревателя и влиянием ускорения и предложена формула

$$\text{Nu}_D = 0,62 (D/\lambda_{\text{кр}})^{0,172} [\text{Ra} \theta^n]^{1/4}. \quad (7-15)$$

По-видимому, единственная формула специально для вертикального пластинчатого нагревателя предложена в работе [25]. Эта формула позволяет определить средний коэффициент теплоотдачи для вертикального нагревателя:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_L = & \frac{4}{3} \frac{L_0}{y^*} + \frac{A_2 + 1/3}{A_1} \left\{ \left[ \frac{2}{3} \left( \frac{A_1}{A_2 + 1/3} \right) (L - L_0) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( \frac{1}{y^*} \right)^2 \right]^{3/2} - \left( \frac{1}{y^*} \right)^3 \right\}, \end{aligned} \quad (7-16)$$

где

$$A_1 = [g (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) / \rho_{\text{п}}] (\bar{\rho}_{\text{п}} / \mu_{\text{п}} \text{Re}^*)^2, \quad (7-17a)$$

$$A_2 = \frac{\mu_{\text{п}} + (f \rho_{\text{п}} \mu_{\text{п}} \text{Re}^* / 2 \bar{\rho}_{\text{п}}) + (k_{\text{п}} \Delta T / h_f)}{k_{\text{п}} \Delta T / h_f}, \quad (7-17b)$$

$$y^* = [2 \mu_{\text{п}} \text{Re}^* / g \bar{\rho}_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \bar{\rho}_{\text{п}})]^{1/3}, \quad (7-17b)$$

$$L_0 = \mu_{\text{п}} \text{Re}^* h_f^2 y^* / 2 k_{\text{п}} \Delta T, \quad (7-17г)$$

$$\text{Re}^* = (\bar{\rho}_{\text{п}} \mu^* y^*) / \mu_{\text{п}}. \quad (7-17d)$$

Здесь  $\rho_n$  — плотность пара в турбулентном ядре потока, а  $\bar{\rho}_n$  — средняя плотность пара в ламинарном подслое. В качестве критического значения числа Рейнольдса для пара принималось значение  $Re^* = 100$ .

Теория устойчивости, созданная Тейлором, также позволила описать явление пленочного кипения. В работах [16, 66] было высказано предположение, что ответ на вопрос об устойчивости пленочного кипения зависит от того, происходит ли отрыв пузырьков периодически и является ли течение пара в пленке ламинарным. Существуют четыре возможные комбинации этих условий, однако анализ всех имеющихся в литературе критериальных зависимостей приводит к заключению, что течение пара является ламинарным. Это следует из того, что во всех зависимостях фигурирует комплекс  $[Ra\theta]$ , который получается при использовании предположения о ламинарном течении пара, а не комплекс  $[Ra\theta Pr]$ , который появляется при использовании предположения о турбулентном течении пара. Предположение о периодическом отрыве паровых пузырей приводит к появлению показателя степени  $1/4$  при комплексе  $[Ra\theta]$ , тогда как из предположения о случайном отрыве следует показатель степени  $1/3$ . Все формулы, которые получаются на основании теории устойчивости, можно записать в следующем общем виде:

$$Nu_L = c_3 [Ra \theta']^{n_1}, \quad 1/4 \leq n_1 \leq 1/3, \quad (7-18)$$

где коэффициент  $c_3$  определяется эмпирическим путем.

Сайенс и сотр. [47, 48] использовали зависимость (7-18) для вывода соотношения, которое правильно описывает влияние давления на экспериментальные результаты при пленочном кипении легких углеводородов на сравнительно небольших горизонтальных цилиндрах. Они установили, что влияние давления можно учесть путем введения в выражение (7-18) приведенной температуры насыщения  $\bar{T} = T_{нас}/T_{кр}$ . Формула, наилучшим образом аппроксимирующая их данные, имеет вид

$$Nu_B = 0,369 (Ra_B \theta' \bar{T}^{-2})^{0,267}. \quad (7-19)$$

Оказалось также, что эта формула достаточно точно описывает данные по пленочному кипению сжиженного природного газа, сжиженного нефтяного газа и этано-этиленовых смесей на нагревателях большого диаметра.

Клементс и Колвер [67] модифицировали выражения (7-18) и (7-19) с тем, чтобы учесть одновременно влияние давления и размера нагревателя. Их формула имеет вид

$$Nu_D = 0,94 (Ra_D \theta' \bar{T}^{-2})^{1/4}. \quad (7-20)$$

Совершенно другой подход к получению критериальной зависимости, описывающей экспериментальные данные по пленочному

кипению, предложили Капоне и Парж [49]. Они использовали теорию соответственных состояний для получения выражений, которые не требуют вычисления многих физических характеристик. В работе [49] принималось

$$h = f(T, D, \bar{p}) \quad (7-21)$$

и было найдено выражение, наилучшим образом аппроксимирующее экспериментальные данные:

$$h = 1453 + 548\bar{p} - 494\bar{p}^2 + 119,4\bar{p}^3 - 3,23\Delta T + 7,6 \cdot 10^{-3}(\Delta T)^2 - 8190D + 1,76 \cdot 10^4 D^2. \quad (7-22)$$

Здесь  $h$  измеряется в Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\Delta T$  — в К;  $D$  — в м. Эта идея была развита Фленигэном и Парком [33], которые предложили формулу

$$h = \alpha_2 (1,73/D + 207) \bar{p}^{1/4}, \quad (7-23)$$

где

$$\alpha_2 = 13,38 - 15,53\bar{T} + 6,14\bar{T}^2 - 0,588\bar{T}^3. \quad (7-24)$$

Формула (7-23) описывает данные работы [33] для азота и аргона, а также данные для азота и метана [29], кислорода [43] и метана [47, 48] со среднеквадратичным отклонением  $\pm 20\%$ .

#### 7.4. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРЕДЛОЖЕННЫМ ФОРМУЛАМ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

До сих пор мы обсуждали имеющиеся экспериментальные данные и предложенные в литературе критериальные зависимости. Для того чтобы инженер-конструктор мог выбрать подходящую формулу, необходимо сравнить эти формулы с имеющимися экспериментальными данными. Результаты такого сравнения представлены в табл. 7.5, где в качестве критерия точности расчетных формул используются среднеквадратичные отклонения расчетных значений от экспериментальных. В табл. 7.5 для сравнения использованы экспериментальные данные для азота, кислорода, воды, метана, этана, этилена, этан-этиленовых смесей, пропана, бутана и др. Полный обзор имеющихся в литературе экспериментальных данных содержится в работе [67].

#### 7.5. ОБОЗНАЧЕНИЯ

$A_1$  — параметр, определяемый формулой (7-17a), м<sup>-3</sup>;  
 $A_2$  — безразмерный параметр, определяемый формулой (7-17б);

Сводка критериальных зависимостей по теплопередаче при пленочном кипении для горизонтальных нагревателей

Формула	Средне-квадратичное отклонение от экспериментальных данных, %	Примечание	Работа
$Nu_D = 0,62 (Ra\theta')^{1/4}$	30,2	Коэффициент получен из экспериментальных данных для азота, пентана, воды, этилового спирта, четыреххлористого углерода, дифенилового эфира	[22, 23]
$Nu = (0,59 - 0,069\lambda_{кр}/D) (Ra\theta')^{1/4}$	58,5	Коэффициенты получены из экспериментальных данных для изопропилового спирта, фреона-113, азота, пентана, воды, этилового спирта, бензола, четыреххлористого углерода, дифенилового эфира, кислорода, гелия I	[62]
$Nu_D = 0,294 (Ra\theta)^{1/3}$	40,0	Коэффициент получен из экспериментальных данных для бензола и воды	[69]
$Nu_D = 0,62 (D/\lambda_{кр})^{0,172} (Ra\theta')^{1/4}$	36,3	Показатель степени при $D/\lambda_{кр}$ получен из экспериментальных данных для фреона-113	[65]
$Nu_B = 0,2 (Ra_B\theta')^{1/4}$	47,8	Коэффициент получен из экспериментальных данных для азота, гелия I, воды, фреона-11, четыреххлористого углерода, пентана	[16]
$Nu_B = 0,369 (Ra_B\theta'\bar{T}^{-2})^{0,287}$	32,0	Коэффициент и показатель степени получены из экспериментальных данных для метана, этана, пропана и бутана	[47, 48]
$Nu_D = 0,94 (Ra_D\theta'\bar{T}^{-2})^{1/4}$	21,8	Коэффициент получен из экспериментальных данных для азота, кислорода, воды, метана, этана, пропана, бутана, этилена и этан-этиленовых смесей	[67]
$Nu_B = 0,425 (Ra\theta')^{1/4}$	38,3	Коэффициент получен из экспериментальных данных для пентана и четыреххлористого углерода	[68]

- $B$  — характерная длина Лапласа, определяемая формулой (7-1);  
 $C_p$  — теплоемкость;  
 $c_1, \dots, c_d$  — эмпирические константы;  
 $D$  — диаметр;  
 $f$  — коэффициент поверхностного трения;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $h$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $h_f$  — скрытая теплота парообразования;  
 $h'_f$  — эффективная теплота парообразования, определяемая формулой (7-8);  
 $h''_f$  — эффективная теплота парообразования, определяемая формулой (7-9);  
 $k$  — коэффициент теплопроводности;  
 $L$  — характерный размер, а также длина нагревателя, м;  
 $L_0$  — критическая высота, определяемая формулой (7-17г), м;  
 $Nu = qL/k\Delta T = hL/k$  — число Нуссельта;  
 $n_1, \dots, n_k$  — эмпирические константы;  
 $p$  — давление, бар;  
 $p$  — приведенное термодинамическое давление;  
 $Pr = C_p\mu/k$  — число Прандтля;  
 $q$  — тепловой поток;  
 $Ra = L^3g\rho_{\text{ж}}(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})Pr/\mu_{\text{п}}^2$  — число Рэлея;  
 $Re^*$  — критическое число Рейнольдса, определяемое формулой (7-17д);  
 $T$  — температура;  
 $\Delta T = T_w - T_{\text{нас}}$ ;  
 $u^*$  — максимальная скорость пара при  $y^*$ ;  
 $y^*$  — толщина парового слоя, определяемая формулой (7-17в);  
 $\theta = h_f/C_p\Delta T$  — безразмерный тепловой параметр;  
 $\lambda$  — длина волны;  
 $\lambda_{\text{кр}}$  — критическая длина волны, определяемая формулой (7-2);  
 $\lambda_d$  — наиболее опасная длина волны, определяемая формулой (7-3);  
 $\mu$  — вязкость;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\sigma$  — поверхностное натяжение;  
 $\Delta$  — безразмерный параметр, определяемый формулами (7-14).

### Индексы

- $d$  — наиболее опасный;  
 $f$  — пленка;

- $\omega$  — стенка;  
 ж — жидкость;  
 кр — критический;  
 нас — насыщенный;  
 п — пар;  
 — — черта сверху обозначает приведенную (безразмерную) величину.

## 7.6. ЛИТЕРАТУРА

- Jordan D. P., *Advan. Heat Transfer*, 5, 55 (1968); русский перевод: Джордан Д. П., в сб. Успехи теплопередачи, изд-во «Мир» (1971).
- Clements L. D., Colver C. P., *Ind. Eng. Chem.*, 62, 26 (1970).
- Brentari E. G., Giarratano P. T., Smith R. V., NBS Tech. Note 317, 1965.
- Brentari E. G., Giarratano P. T., Smith R. V., in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, 1965, p. 325.
- Richards R. J., Steward W. G., Jacobs R. B., NBS Tech. Note 122, 1961.
- Weil L., in Proc. 8th Intern. Congr. Refrig., London, 1951, p. 181.
- Weil L., Lacaze A., *J. Phys. Radium*, 12 (9), 890 (1951).
- Mulford R. N., Nigon J. P., LA-1416, 1952.
- Class C. R., De Haan J. R., Piccone M., Cost R. B., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York, 1960, p. 254.
- Graham R. W., Hendricks R. C., Ehlers R. C., in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, 1965, p. 342.
- Frederking T. H. K., *AIChE J.*, 5, (3), 403 (1959).
- Frederking T. H. K., *Forschung*, 27 (1), 17 (1961).
- Frederking T. H. K., Grassmann P., *Bull. Inst. Intern. Froid*, Annexe 1958-1, 317 (1958).
- Grassmann P., Karagounis A., Kopp J., Frederking T., *Kältetechnik*, 10 (7), 206 (1958).
- Frederking T. H. K., Chapman R. C., Wang S., in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, 1965, p. 353.
- Frederking T. H. K., Wu Y. C., Clement B. W., *AIChE J.*, 12 (2), 238 (1966).
- Lyon D. N., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, 1965, p. 371.
- Holdredge R. M., McFadden P. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, p. 352.
- Grassmann P., Karagounis A., in *Proceedings 5th Intern. Conference, Low Temperature Physics and Chemistry*, Madison, Wisconsin, 1958, p. 41.
- Flynn T. M., Draper J. W., Roos J. J., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York, 1962, p. 539.
- Harman G. G., Gordy L. H., *Cryogenics*, 7 (2), 89 (1967).
- Bromley L. A., AEC D2295, 1948.
- Bromley L. A., *Chem. Eng. Progr.*, 46 (5), 221 (1950).
- Cowley C. W., Timson W. J., Sawdye J. A., *Ind. Eng. Chem., Process Des. Develop.*, 1 (2), 81 (1962); также *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York, 1962, p. 385.
- Hsu Y. Y., Westwater J. W., *Chem. Eng. Progr., Symp. Ser.*, 56 (30), 15 (1960).
- Hsu Y. Y., Westwater J. W., *AIChE J.*, 4 (1), 58 (1958).
- Ruzička J., in *Problems of Low Temperature Physics*, Vol. 1, Pergamon Press, New York, 1959, p. 323.
- Rhea L. G., Nevins R. G., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 91C (2), 267 (1969); русский перевод: Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C, № 2, стр. 71 (1969).

29. Park E. L., Colver C. P., Sliepcevich C. M., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 516.
30. Lyon D. N., Kosky P. G., Harman B. N., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 9, Plenum Press, New York, 1964, p. 77.
31. Weil L., Lacaze A., *Compt. Rend.*, 230 (1), 186 (1950).
32. Sauer H. J., Ragsdell K. M., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, p. 412.
33. Flanigan V. J., Park E. L., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, p. 402.
34. Clark J. A., Merte H., *Advan. Astronaut. Sci.*, 14, 177 (1963).
35. Merte H., Clark J. A., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86C (3), 351 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 3, стр. 66 (1964)*.
36. Merte H., Clark J. A., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York, 1962, p. 546.
37. Price C. E., Sauer H. J., *ASHRAE Trans.*, 76, 58 (1970).
38. Bankoff S. G., *AIChE J.*, 7 (3), 485 (1961).
39. Pai V. K., Bankoff S. G., *AIChE J.*, 11 (1), 65 (1965).
40. Pai V. K., Bankoff S. G., *AIChE J.*, 12 (4), 727 (1966).
41. Wayner P. C., Bankoff S. G., *AIChE J.*, 11 (1), 59 (1965).
42. Bochirol L., Bonjour E., Weil L., *Bull. Inst. Intern. Froid.*, Annexe 1960-1, 251 (1960).
43. Banchemo J. T., Barker G. E., Boll R. H., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 51 (17), 21 (1955).
44. Giaque W. F., OSRD-491, Ser. 201, 1942.
45. Bochirol L., Bonjour E., Weil L., *Compt. Rend.*, 250 (1), 76 (1960).
46. Astruc J. M., Perroud P., Lacaze A., Weil L., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, p. 387.
47. Sciance C. T., Colver C. P., Sliepcevich C. M., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 63 (77), 115 (1967).
48. Sciance C. T., Colver C. P., Sliepcevich C. M., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, p. 395.
49. Capone G. J., Park E. L., Comparison of the Experimental Film Boiling Behavior of Carbon Monoxide with Several Film Boiling Correlations, presented at 3rd AIChE-IMI Joint Meeting, Denver, Colorado, 1970.
50. Grigull U., Abadzic E., *Forschung*, 31 (1), 27 (1965).
51. Abadzic E., Goldstein R. J., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 13, 1163 (1970).
52. Brown L. E., Colver C. P., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 647.
53. Colver C. P., Brown L. E., in Proc. 48th Annual Convention, Natural Gas Processors Association, Dallas, Texas, 1969, p. 85.
54. Wright R. D., Clements L. D., Colver C. P., будет напечатано в *AIChE J.*
55. Bellman R., Pennington R. H., *Quart. Appl. Math.*, 12 (2), 151 (1954).
56. Taylor G., *Proc. Roy. Soc. (London)*, 201A (1065), 192 (1950).
57. Siegel R., Keshock E. G., NASA TR R-216, 1965.
58. Leinhard J. H., Wong P. T. Y., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86C, 220 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 2, стр. 107 (1964)*.
59. Lienhard J. H., Sun K.-H., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 92C, 292 (1970); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия С, № 2, стр. 83 (1970)*.
60. Bromley L. A., *Ind. Eng. Chem.*, 44 (12), 2966 (1952).
61. Bromley L. A., LeRoy N. R., Robbers J. A., *Ind. Eng. Chem.*, 45 (11), 2639 (1953).
62. Breen V. P., Westwater J. W., *Chem. Eng. Progr.*, 58 (7), 67 (1962).
63. Baumeister K. J., Hamill T. D., AIChE-ASME Heat Transfer Conference, Paper 67-HT-2, Seattle, Washington, 1967.

64. Baumeister K. J., Hamill T. D., NASA TN D-4035, 1967.
65. Pomerantz M. L., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 86C (2), 213 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C, № 2, стр. 98 (1964)*.
66. Frederking T. H. K., Paper 21b presented at the 52nd National AIChE Meeting, Memphis, Tennessee, 1964.
67. Clements L. D., Colver C. P., submitted to *J. Heat Transfer*.
68. Berenson P. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 83C (3), 351 (1961); русский перевод: *Труды амер. об-ва инж.-мех., серия C, № 3, стр. 61 (1961)*.
69. Chang Y. P., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 81C, 1 (1959).

## МИНИМАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ПРИ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ

У. Фрост<sup>1</sup>

### 8.1. ВВЕДЕНИЕ

Переход от пленочного кипения к пузырьковому происходит при значении теплового потока, известном как минимальный тепловой поток при пленочном кипении  $q_{\text{мин}}$  (рис. 4.4). Большинство методов, используемых для нахождения этого теплового потока, основано на теории гидродинамической устойчивости (хорошее описание соответствующих математических моделей имеется в работах [1—3]). Теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными. Однако из-за того, что переход от пленочного кипения к пузырьковому вызывается неустойчивостью, величину  $q_{\text{мин}}$  не удастся определить точно, и можно только указать диапазон значений, в котором лежит  $q_{\text{мин}}$ .

Знание минимального теплового потока не является настолько важным, как знание максимального, или критического, теплового потока для жидкости, имеющей высокую температуру кипения, поскольку переход к пузырьковому кипению обычно сопровождается значительным уменьшением температуры поверхности, и поэтому он не связан с такими большими тепловыми нагрузками на систему, какие описаны в гл. 6. Однако в случае криогенных жидкостей возникает необходимость расчета минимального теплового потока при пленочном кипении, поскольку переход к пузырьковому кипению происходит при рабочих температурах. Изменение величины коэффициента теплоотдачи на несколько порядков при изменении режима кипения во многих случаях становится предметом внимания инженера-конструктора.

### 8.2. КИПЕНИЕ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

Обзор имеющихся методов расчета минимального теплового потока при пленочном кипении на горизонтальных поверхностях в большом объеме жидкости имеется в работе Сидера и сотр. [4],

---

<sup>1</sup> W. Frost, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома.

ТАБЛИЦА 8.1

Сводка формул для минимального теплового потока при пленочном кипении [4]

$\varphi^1$	Номер формулы	Работа
$K_1 [\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / (\rho_{ж} + \rho_{п})^2]^{1/4}$ , $K_1 = 0,099 \div 0,131$	(1)	[11]
$K_2 [\sigma g / (\rho_{ж} - \rho_{п})]^{1/4}$ , $K_2 = 0,109 \div 0,144$	(2)	[11]
$0,177 [\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / (\rho_{ж} - \rho_{п})^2]^{1/4}$	(3)	[1]
$0,09 [\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / (\rho_{ж} + \rho_{п})^2]^{1/4}$	(4)	[12]

<sup>1)</sup>  $\varphi = q_{\text{мин}} / h_f (\rho_{п})_f$

из которой заимствована табл. 8.1. В критериальные зависимости для нахождения  $q_{\text{мин}}$  входит параметр

$$\Phi = q_{\text{мин}} / h_f (\rho_{п})_f \quad (8-1)$$

Во всех формулах физические свойства соответствуют температуре насыщения, за исключением величины  $(\rho_{п})_f$ , которая берется при средней температуре паровой пленки. Авторы работы [4] построили значения минимального теплового потока, вычисленные по различным формулам, в зависимости от давления для  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ , как это показано на рис. 8.1 для азота. В работе [5] результаты расчетов по формуле (1) из табл. 8.1 представлены в графической форме, позволяющей быстро находить минимальный тепловой поток для большинства жидкостей в приемлемой для технических приложений точностью.

В работе [6] определялся минимальный тепловой поток на горизонтальных цилиндрах. На основании экспериментальных данных для изопропилового спирта и бензола была получена следующая формула:

$$\frac{q_{\text{мин}}}{h_f (\rho_{п})_f} = \frac{0,16}{D} \left[ \frac{\sigma}{g (\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{1/2} \times \left[ \frac{g \sigma (\rho_{ж} - \rho_{п})}{(\rho_{ж} + \rho_{п})^2} \right]^{1/4} \left[ 1 + \frac{2\sigma}{D^2 g (\rho_{ж} - \rho_{п})} \right]^{-1/4} \quad (8-2)$$

Эмпирическая константа этой формулы определялась из экспериментов. Брентари и сотр. рекомендуют в своем обзоре теплоотдачи при кипении [7] использовать формулу (8-2) для кислорода, азота, водорода и гелия.

В обзоре пленочного кипения и явления перехода [3] отмечается, что минимальный тепловой поток при пленочном кипении на вертикальных поверхностях не определялся ни экспериментально, ни теоретически.

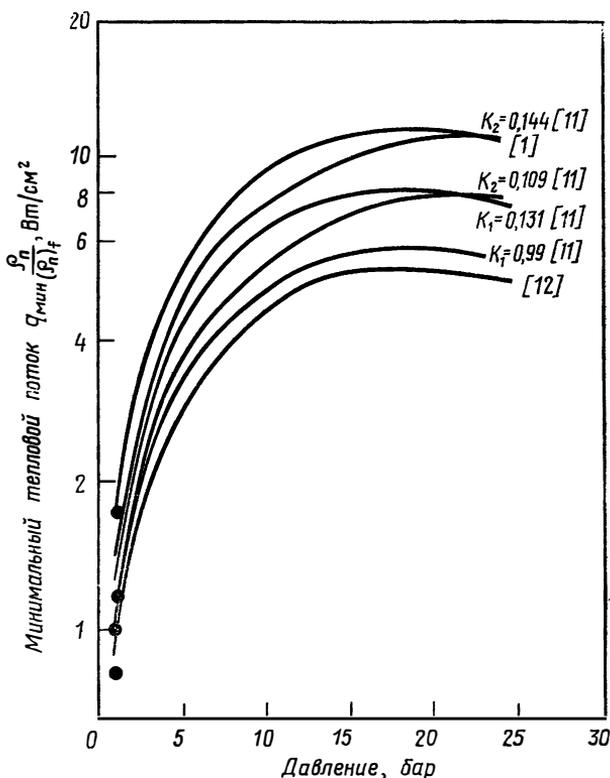


РИС. 8.1. Минимальный тепловой поток при пленочном кипении в большом объеме азота.

● экспериментальные точки.

### 8.3. КИПЕНИЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Имеются данные [8], что явление гистерезиса, отмеченное при кипении в большом объеме (рис. 4.7), в режиме кипения при вынужденной конвекции отсутствует. Как сообщается в работе [8], Стивенс наблюдал, что при уменьшении теплового потока в режиме устойчивого пленочного кипения фреона-12 переход к пузырьковому кипению происходит по тому же пути, что и при переходе от пузырькового к пленочному кипению (рис. 8.2). Исследование кипения воды при давлении  $\sim 100$  бар [9] также указывает на отсутствие явления гистерезиса. С другой стороны, в работе [10] отмечалось наличие гистерезиса при кипении изопропилового спирта и дистиллированной воды при низких давлениях. Однако имеющиеся экспериментальные результаты недостаточны для выяснения истинного поведения кривой кипения при вынужденной конвекции и тепловом потоке, близком к минимальному.

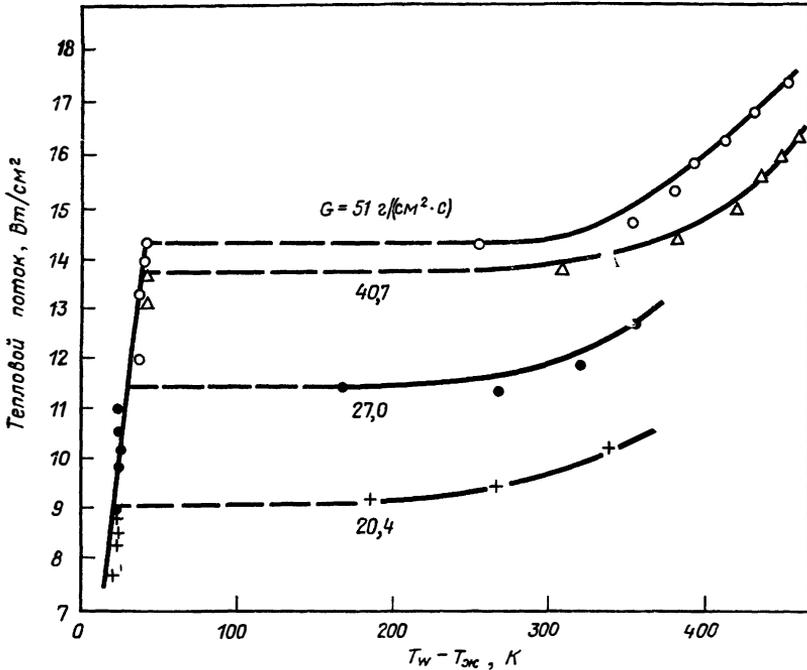


РИС. 8.2. Кривые кипения при вынужденной конвекции для фреона-12.

#### 8.4. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $D$  — диаметр;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $h_f$  — скрытая теплота парообразования;  
 $q_{\text{мин}}$  — минимальный тепловой поток при пленочном кипении;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\sigma$  — поверхностное натяжение.

#### Индексы

- $f$  — значение при температуре плёнки;  
 $ж$  — жидкость;  
 $п$  — пар.

#### 8.5. ЛИТЕРАТУРА

1. Zuber N., USAEC Report, AECU-4439, 1959.
2. Leppert G., Pitts C. C., in Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York, 1964, p. 185.
3. Jordan D. P., in Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York, 1968, p. 55.
4. Seader J. D., Miller W. S., Kalvinskaw L. A., NASA CR-234, 1965.

5. Frost W., Dzakowic G. S., AEDC-TR-69-106, 1969.
6. Lienhard J. H., Schrock V. E., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 85, 261 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C*, № 3, стр. 88 (1963).
7. Brentari E. G., Giarratano P. J., Smith R. V., NBS Tech. Note № 317, 1965.
8. MacBeth R. V., in *Advances in Chemical Engineering*, Academic Press, New York, 1968, p. 207.
9. McEwen L. H., Batch J. M., Foley D. J., Kreiter M. R., ASME Paper No. 57-SA-49 1957.
10. Штерман Л. С., Стюшин Н. Г., Морозов В. Г., *Ж. техн. физ.*, 1, 2250 (1956).
11. Zuber N., Tribus M., UCLA Report 58-5, January 1958.
12. Berenson P. J., MIT Heat Transfer Lab., Tech. Rept. № 17, Cambridge, Massachusetts, March 1960.

## КОНДЕНСАЦИЯ ПАР — ЖИДКОСТЬ НА КРИОГЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

К. Тиммерхауз, М. Лехтенбергер<sup>1</sup>

### 9.1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных элементов в любой установке, работающей при криогенных температурах, является теплообменное оборудование. Оптимальное устройство такого оборудования требует знания характеристик теплопередачи различных криогенных жидкостей и материалов. Теплопередача к криогенным жидкостям обычно сопровождается изменением фазового состояния, т. е. кипением или конденсацией. Как отмечалось выше, были проведены многочисленные исследования характеристик жидкостей, кипящих при температурах, близких к комнатной, и при криогенных температурах. Одна из причин столь значительного интереса заключается в том, что термическое сопротивление жидкостей при кипении обычно выше, чем при конденсации. Испаряющаяся пленка жидкости, являющаяся одним из параллельных термических сопротивлений в задаче теплопередачи, представляет собой определяющее сопротивление. И наоборот, пленка конденсата обычно имеет относительно низкое термическое сопротивление, которое не является определяющим в аналогичной ситуации. В то же время исследования криогенных жидкостей показали, что это не всегда верно. Для азота термические сопротивления при испарении и конденсации примерно одинаковы, тогда как водород имеет более низкое термическое сопротивление при испарении, чем при конденсации. К сожалению, экспериментальные данные по конденсации криогенных жидкостей недостаточны, а результаты некоторых исследований довольно противоречивы. Например, результаты исследований кислорода и азота хорошо согласуются с теорией конденсации, тогда как данные для водорода и дейтерия значительно отличаются от теоретических в том же диапазоне разностей температур.

---

<sup>1</sup> К. D. Timmerhaus, M. A. Lechtenberger, Университет шт. Колорадо, Боулдер.

## 9.2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Пар может конденсироваться на холодной поверхности в виде пленки или капель. Конденсация чистого пара на чистой и гладкой вертикальной поверхности обычно носит характер пленочной конденсации. В некоторых случаях, если на поверхности имеются загрязнения или центры конденсации [1], может происходить капельная конденсация. Обычно конденсация этого типа происходит только при малых тепловых потоках, и получающийся в результате коэффициент теплоотдачи имеет величину на порядок выше, чем в случае пленочной конденсации. В последнем случае обычно предполагают, что пленка конденсата создает наибольшее термическое сопротивление у поверхности, на которой происходит конденсация [2]; однако в некоторых случаях, например в жидких металлах, обладающих высокой теплопроводностью, основное термическое сопротивление имеет место скорее на поверхности раздела между жидкостью и паром, чем в самой пленке конденсата.

Из-за одновременного присутствия двух фаз — пара и конденсата — конденсация пара на холодной поверхности представляет собой сложный процесс теплопередачи. Процесс конденсации на вертикальной стенке схематически показан на рис. 9.1. Небольшие градиенты давления вблизи поверхности раздела между жидкостью и паром, образующиеся в результате конденсации пара и течения конденсата вниз, заставляют пар двигаться к конденсирующей поверхности. Часть молекул паровой фазы сталкивается с жидкой поверхностью и отражается, а другие молекулы проникают в нее и отдают свою теплоту конденсации. Высвобождающееся тепло подводится через слой конденсата к стенке и затем через стенку к охладителю, расположенному с другой стороны. Градиент температуры, уменьшающейся от конденсата к стенке, обеспечивает передачу тепла к охладителю. Одновременно конденсат стекает с поверхности под действием силы тяжести.

Наиболее раннее теоретическое исследование ламинарной пленочной конденсации чистого пара на вертикальной поверхности принадлежит Нуссельту [3]. В этой классической работе, содержащей решение уравнений неразрывности, сохранения количества движения и энергии, Нуссельт предполагал, что: 1) конденсат ведет себя как ньютоновская жидкость и движется установившимся образом; 2) пар не содержит неконденсирующихся включений и является насыщенным; 3) течение конденсата вниз по поверхности конденсации ламинарное; 4) поверхность конденсации изотермична; 5) физические свойства пленки конденсата постоянны по толщине; 6) конвективная теплопередача в пленке конденсата пренебрежимо мала по сравнению с теплопередачей за счет теплопроводности; 7) влияние сопротивления со стороны пара и выталкивающей силы на движение пленки конденсата пренебрежимо

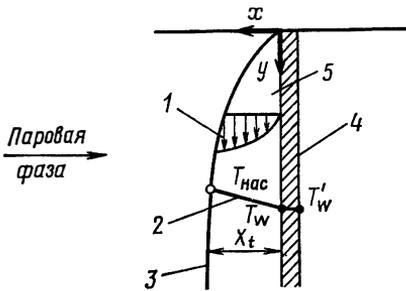


РИС. 9.1. Конденсация на вертикальной стенке.

1 — профиль скорости; 2 — профиль температуры; 3 — пленка конденсата; 4 — вертикальная стенка; 5 — охладитель.

мало; 8) теплопередача из-за переохлаждения конденсата пренебрежимо мала; 9) влияние кривизны поверхности конденсации на распределение скоростей в конденсирующейся пленке пренебрежимо мало. При таких предположениях соотношения Нуссельта для толщины пленки  $x_t$  в зависимости от расстояния  $y$  вниз по поверхности конденсации и для среднего коэффициента теплоотдачи от пленки конденсата имеют следующий вид:

$$x_t = [4k_f \mu_f y (T_{\text{нас}} - T_w) / g \rho_f h_{fg}]^{1/4}, \quad (9-1)$$

$$h_c = 0,943 [k_f^3 \rho_f^2 g h_{fg} / \mu_f L (T_{\text{нас}} - T_w)]^{1/4}. \quad (9-2)$$

Свойства конденсата для этих двух формул вычисляются при температуре, определяемой выражением

$$T_f = T_{\text{нас}} - 0,75 \Delta T_c, \quad (9-3)$$

где  $\Delta T_c = T_{\text{нас}} - T_w$ . Хотя физические свойства зависят от температуры, единственным свойством, значительно изменяющимся поперек пленки конденсата, является вязкость.

После первого анализа, проведенного Нуссельтом, первоначальный теоретический подход был усовершенствован несколькими исследователями [4—12] для того, чтобы учесть факторы, которые Нуссельт предполагал пренебрежимо малыми. Бромли и др. [4] рассматривали предположение о пренебрежимо малом влиянии переохлаждения и пришли к выводу, что теплота парообразования должна определяться формулой

$$h'_{fg} = h_{\text{нас}} + \frac{3}{8} C_p \Delta T_c, \quad (9-4)$$

поскольку полное количество тепла в действительности является суммой скрытой теплоты конденсации и тепла, отданного при переохлаждении жидкости в пленке конденсата. Эта поправка значительна при высоких давлениях, когда теплоемкость увеличивается, а теплота парообразования уменьшается. Бромли и соотр. [4] также оценили погрешность, вносимую предположением Нуссельта о постоянстве температуры стенки трубы; было найдено, что

теплопроводность трубы оказывает пренебрежимо малое влияние на полный коэффициент теплоотдачи.

Розенов [5] отбросил предположение о пренебрежимо малой конвекции в пленке конденсата и включил в рассмотрение выталкивающую силу, действующую на пленку; однако выведенные им уравнения не позволили получить аналитическое решение, и окончательные поправки были получены численным интегрированием. Окончательные формулы Розенова, полученные из приближенного решения, имеют вид

$$x_f = \left[ \frac{4k_f \mu_f \gamma (T_{\text{нас}} - T_w)}{g \rho_f (\rho_f - \rho_w) h'_{fg} [1 - 0,1 (C_p \Delta T_c / h'_{fg}) - 0,0328 (C_p \Delta T_c / h'_{fg})^2]} \right]^{1/4} \quad (9-5)$$

$$h_c = 0,943 \left[ \frac{k_f g \rho_f (\rho_f - \rho_w) h'_{fg} [1 - 0,1 (C_p \Delta T_c / h'_{fg}) - 0,0328 (C_p \Delta T_c / h'_{fg})^2]}{\mu_f \Delta T_c L [1 - 0,1 (C_p \Delta T_c / h'_{fg})]^4} \right]^{1/4} \quad (9-6)$$

Последнее соотношение очень похоже на формулу Нуссельта для  $h_c$ , причем расхождение имеет место только при больших разностях температур поперек пленки конденсата. Спэрроу и Грегг [6] включили члены, описывающие конвекцию и выталкивающую силу, в общие уравнения пограничного слоя и, введя автомодельные переменные, получили численное решение. Это решение согласуется с приближенным решением Розенова.

В работе [7] Розенов и сотр., исходя из первоначальных предположений Нуссельта, проверили влияние сопротивления пара на пленку конденсата. Предположив существование ламинарного течения конденсата на верхней части вертикальной пластины и турбулентного течения на ее нижней части, они получили соответствующие аналитические выражения. Даклер [8] распространил модель на случай конденсации высокоскоростного пара и турбулентного потока конденсата. Полученные им уравнения оказались слишком сложными для получения аналитического решения, но графическим методом удалось найти распределение скоростей, толщину пленки жидкости, местный коэффициент теплоотдачи и средний коэффициент теплоотдачи для всей поверхности трубы. Леонард и Эстрин [9] на основе экспериментального исследования конденсации пара показали, что формулы Нуссельта не годятся для течений с числами Рейнольдса от 200 до 600 и что теория Даклера в этом диапазоне дает более точные результаты.

Ламинарная пленочная конденсация чистых насыщенных паров на наклонных круговых цилиндрах была рассмотрена аналитически Хассаном и Якобом [10]. В их работе показано, что для  $L/r < 6$  ( $L$  — длина,  $r$  — радиус цилиндра) цилиндр имеет оптимальный наклон, несколько меньший  $90^\circ$ , а при  $L/r > 6$  оптимальное положение цилиндра — вертикальное. Попытки эксперимен-

тальной проверки теории для пара обнаружили значительное несовпадение, которое было отнесено на счет возможной волнистости пленки конденсата. Янг [11] также рассмотрел аналитически влияние на конденсацию неизотермичности вертикальных поверхностей, но не представил экспериментального подтверждения своей теории.

Исследование ламинарной пленочной конденсации с помощью теории пограничного слоя [6] показало, что влияние числа Прандтля, проявляющееся при сохранении членов, содержащих ускорение, очень мало при  $Pr > 1$ . В аналогичном исследовании Карпентер и Кольберн [12] получили эмпирическое соотношение для конденсации жидкостей, имеющих числа Прандтля в диапазоне от 2 до 5, в виде

$$h\mu/kp^{1/2} = 0,065 Pr^{1/2} \tau_n^{1/2}, \quad (9-7)$$

где  $Pr$  — число Прандтля конденсата, а  $\tau_n$  — касательное напряжение пара.

Переход от ламинарного течения к турбулентному происходит при значениях числа Рейнольдса около 1800 [13]. Так как формула Нуссельта для коэффициентов теплоотдачи пленки конденсата была получена только для ламинарного течения, число Рейнольдса, определяемое как

$$Re = 4\dot{m}_p/\mu, \quad (9-8)$$

должно быть меньше 1800.

Капельная конденсация паров изучалась широко, хотя удовлетворительных критерияльных зависимостей получено не было [14, 15]. Возможность использования центров конденсации для инициирования капельной конденсации была впервые открыта Нэглом и запатентована в США [16].

Более полный обзор по конденсации насыщенных паров, где особое внимание уделяется модификациям исходных формул Нуссельта, читатель может найти в работах Вильгельма [17] и Савочка [18].

### 9.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальных исследований конденсации криогенных жидкостей имеется немного. К ним относятся лишь исследования жидких кислорода [19], азота [19—21, 23], водорода [22, 23] и дейтерия [23]. Результаты этих исследований представлены на рис. 9.2—9.5 соответственно. Дополнительные экспериментальные результаты по конденсации воздуха и смесей азота и кислорода были получены в работах [19, 24].

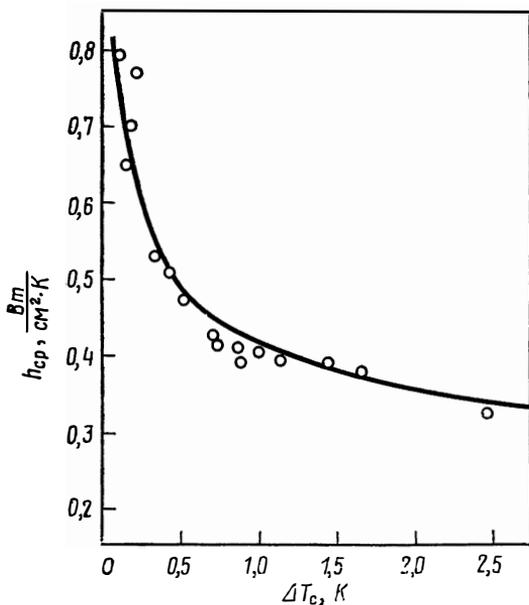


РИС. 9.2. Зависимость коэффициента теплоотдачи конденсирующейся пленки кислорода от перепада температур по толщине пленки.

— теория Нуссельта; ○ экспериментальные данные работы [19].

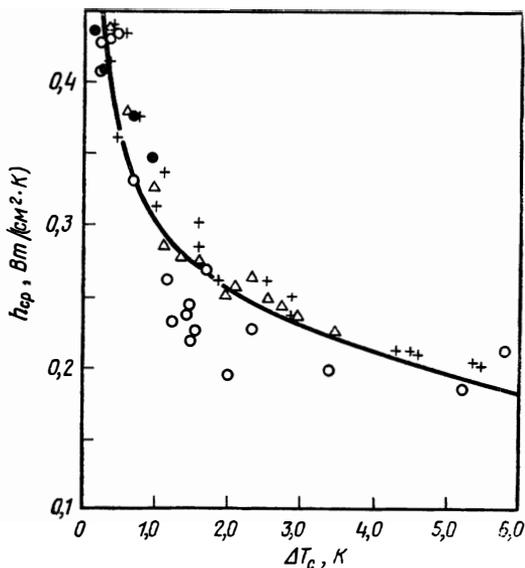


РИС. 9.3. Зависимость коэффициента теплоотдачи конденсирующейся пленки азота от перепада температур по толщине пленки.

— теория Нуссельта; ○ работа [23]; △ работа [19]; ● работа [20]; + работа [21].

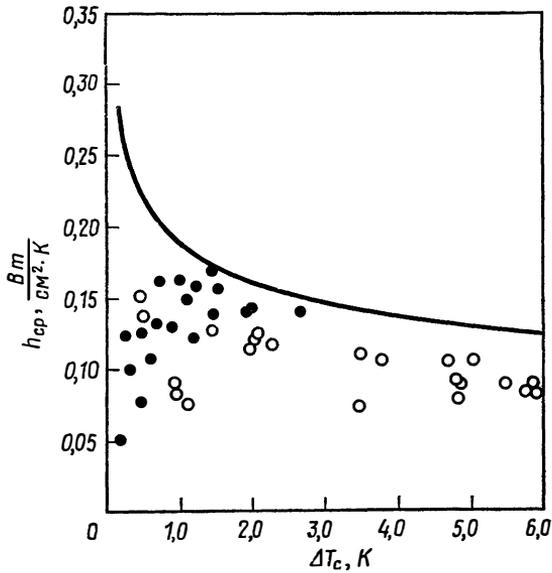


РИС. 9.4. Зависимость коэффициента теплоотдачи конденсирующейся пленки водорода от перепада температур по толщине пленки.  
 — теория Нуссельта; O работа [23]; ● работа [22].

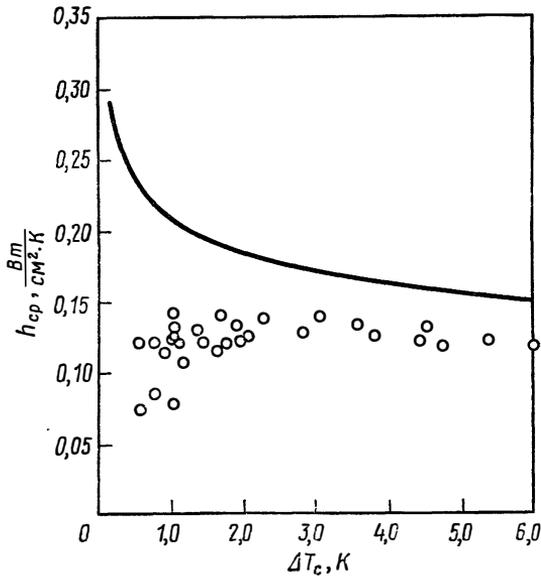


РИС. 9.5. Зависимость коэффициента теплоотдачи конденсирующейся пленки дейтерия от перепада температур по толщине пленки.  
 — теория Нуссельта; O экспериментальные данные работы [23].

Проверка имеющихся экспериментальных данных для конденсирующихся чистых паров, проведенная Эвальдом и Перраудом [23], показывает, что коэффициенты теплоотдачи конденсирующейся пленки для кислорода и азота очень хорошо описываются соотношением Нуссельта. Однако для водорода и дейтерия наблюдается значительное отклонение от зависимости Нуссельта, когда падение температуры по толщине пленки конденсата невелико ( $\sim 1-2$  К). Аналогичный результат был отмечен для азота Лехтенбергером [25], однако для случая, когда падение температуры поперек пленки конденсата составляло 0,5 К или меньше. Тщательная проверка использованной экспериментальной системы показывает, что при конденсации, происходящей снаружи поверхности холодной трубы, вполне возможно, имелся приток тепла в систему, достаточный для перегрева пара до его контакта с поверхностью конденсации. Если это предположение справедливо, то при использовании формулы (9-2) должны получаться более низкие значения коэффициента теплоотдачи пленки конденсата. Экспериментальная установка, использованная в работе [23] для оценки коэффициента теплоотдачи пленки конденсата водорода и дейтерия, основана на тех же принципах, что и у Лехтенбергера, т. е. криогенный пар конденсировался на наружной поверхности холодной трубы и приток тепла мог перегревать пар перед конденсацией. Это могло бы объяснить заниженные значения коэффициента теплоотдачи пленки конденсата, полученные указанными исследователями [23], когда падение температуры по толщине слоя конденсата было мало. Такое объяснение, однако, не очень правдоподобно для низких значений коэффициентов теплоотдачи пленки конденсата для водорода, которые были получены Дрейером и Тиммерхаузом [22], поскольку в их экспериментах конденсация происходила на внутренней поверхности холодной трубы. Поскольку снаружи трубы находилась более холодная жидкость, приток тепла к конденсирующемуся криогенному пару маловероятен. Таким образом, результаты, полученные для коэффициентов теплоотдачи пленки конденсата указанных выше четырех жидкостей, довольно противоречивы. Кислород и азот ведут себя так, как предсказывает теория Нуссельта, а для водорода и дейтерия имеют место значительные отклонения от теории.

Экспериментальные данные, полученные для коэффициентов теплоотдачи пленки конденсата смесей криогенных паров, имеют гораздо больший разброс, чем данные для чистых криогенных паров. Такой разброс частично можно объяснить трудностью измерения падения температуры по толщине пленки конденсата, которое в случае смесей меньше, чем разность температур между основной массой пара и поверхностью конденсации. Тем не менее Хасельден и Просад [19] показали, что значения коэффициента теплоотдачи для пленки конденсата смесей азота и кислорода ло-

жаты между граничными кривыми для чистого азота и чистого кислорода, и поэтому, пока не будут проведены дальнейшие исследования, для предварительной оценки коэффициентов может применяться формула Нуссельта (учитывающая перепад температуры только на толщине пленки конденсата).

Пользуясь любыми из этих формул для конденсации, нужно иметь в виду, что определение каждого конкретного коэффициента зависит от измеряемых значений теплового потока и перепада температуры поперек пленки конденсата. Таким образом, степень точности, с которой измерены эти величины, определяет погрешность при вычислении коэффициента теплоотдачи. Наиболее серьезная погрешность во всех опубликованных данных связана с точностью определения указанной разности температур. Чем меньше измеряемая разность температур поперек слоя конденсата, тем больше возможная ошибка. Например, в работе Леонарда [26] показано, что при вычислении коэффициента теплоотдачи за счет погрешности измерения в случае минимальной разности температур  $\Delta T_c$  могла быть внесена ошибка до 35%. При температурах жидкого водорода это может привести к еще большей ошибке в определении коэффициента теплоотдачи из-за дополнительных сложностей в измерении разности температур поперек пленки конденсата.

Наконец, сомнительно, что все условия, накладываемые предположениями Нуссельта, достигаются или могут быть достигнуты на практике. В промышленных конденсаторах-испарителях, для которых характерны длинные вертикальные трубы и высокие скорости пара, эти условия обычно нарушаются. В таких установках силы вязкости пара в сочетании с турбулентным режимом течения конденсата могут привести к значительному превышению коэффициентов теплоотдачи конденсирующейся пленки по сравнению с теоретическими значениями.

#### 9.4. ОБОЗНАЧЕНИЯ

$C_p$  — удельная теплоемкость;

$g$  — ускорение силы тяжести;

$h$  — коэффициент теплоотдачи пленки;

$h_{fg}$  — скрытая теплота парообразования (конденсации);

$h'_{fg}$  — скрытая теплота, определяемая формулой (9-4);

$h_c$  — коэффициент теплоотдачи при конденсации;

$k$  — коэффициент теплопроводности;

$L$  — длина трубы;

$m_p$  — массовый расход на единицу периметра трубки;

$Pr$  — число Прандтля;

$Re$  — число Рейнольдса;

$T$  — температура;

$\Delta T$  — разность температур;

$x$  — координата;  
 $y$  — координата;  
 $\mu$  — вязкость;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\tau$  — касательное напряжение.

### Индексы

$c$  — конденсация, конденсат;  
 $f$  — пленка;  
 $t$  — толщина;  
 $w$  — стенка;  
нас — насыщение;  
п — шар;  
ср — средний.

### 9.5. ЛИТЕРАТУРА

1. Emmon H., *Trans. AIChE*, **35**, 109 (1939).
2. Baer E., McKelvey J. M., *AIChE J.*, **4**, 218 (1958).
3. Nusselt W., *Z. Ver. Deut. Ing.*, **60**, 541 (1916).
4. Bromley L. A., Brodkey R. S., Fishman N., *Ind. Eng. Chem.*, **44**, 2962 (1952).
5. Rohsenow W. M., *Trans. ASME*, **78**, 1645 (1956).
6. Sparrow E. M., Gregg J. L., *J. Heat Transfer*, **81**, 13 (1959).
7. Rohsenow W. M., Webber J. H., Ling A. T., *Trans. ASME*, **78**, 1637 (1956).
8. Dukler A. E., *Chem. Eng. Progr.*, **55** (10), 62 (1959).
9. Leonard W. K., Estrin J., *AIChE J.*, **13** (2), 401 (1967).
10. Hassan K. E., Jakob M., *Trans. ASME*, **80**, 887 (1958).
11. Yang K.-T., *J. Appl. Mech.*, **33**, 203 (1966).
12. Carpenter F. S., Colburne A. P., in Proc. General Discussion of Heat Transfer, Inst. Mech. Eng. and ASME, July 1951, pp. 20—26.
13. McAdams W. H., *Heat Transmission*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York, 1954, p. 6; русский перевод: Макадамс В. X., Теплопередача, Metallurgizdat, M., 1961.
14. Nagle W. M., Bays G. S., Blenderman L. M., Drew T. B., *Trans. AIChE*, **31**, 593 (1934—1935).
15. Fatica N., Katz D. L., *Chem. Eng. Progr.*, **45**, 661 (1949).
16. Nagle W. M., амер. пат. № 1995361, March 26, 1935.
17. Wilhelm D. H., Ph. D. Dissertation, Ohio State Univ., Columbus, Ohio, 1964.
18. Sawochka S. G., Ph. D. Dissertation, Univ. of Cincinnati, Cincinnati, Ohio, 1965.
19. Haselden G. G., Prosad S., *Trans. Inst. Chem. Eng. (London)*, **27**, 195 (1949).
20. Leonard R. J., Timmerhaus K. D., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York, 1970, p. 308.
21. Dean J. W., M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado, 1958.
22. Drayer D. E., Timmerhaus K. D., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York, 1962, p. 401.
23. Ewald R., Perroud P., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, p. 475.
24. Guthier M., *Trans. Inst. Chem. Eng. (London)*, **27**, 183 (1949).
25. Lechtenberger M. A., M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado, 1972.
26. Leonard R. J., M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado, 1965.

## КОНДЕНСАЦИЯ ПАР — ТВЕРДАЯ ФАЗА НА КРИОГЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

К. Темпельмейер<sup>1</sup>

### 10.1. ОБРАЗОВАНИЕ ИНЕЯ

Когда молекула газа сталкивается или взаимодействует с твердой поверхностью, она может: а) отразиться упруго, б) отразиться неупруго (в этом случае изменение энергии характеризуется коэффициентом аккомодации энергии) или в) потерять такое количество энергии, что останется на поверхности по крайней мере на короткое время. Молекулы, которые прилипают к поверхности, могут оставаться там в течение длительного времени под воздействием механизмов конденсации и хемосорбции; они могут заново испаряться или десорбироваться поверхностью; наконец, они могут рассеиваться поверхностью или при определенных обстоятельствах диффундировать внутрь материала. Процесс образования инея на поверхностях, охлаждаемых до криогенных температур, включает в себя почти все перечисленные механизмы.

Поскольку физические свойства технических криоповерхностей не известны с достаточной точностью, а потенциал взаимодействия чрезвычайно сложен, можно создать в лучшем случае только идеализированную качественную картину приводящего к конденсации взаимодействия между газом и поверхностью. Схема взаимодействия между поверхностью и газом представлена на рис. 10.1; для простоты она показана только в направлении, нормальном к поверхности. Свободная молекула газа обладает некоторой энергией в точке *a*; когда она приближается к поверхности, на нее действует сила притяжения. Если при взаимодействии с поверхностью молекула отдает часть своей энергии, ее собственная энергия может оказаться недостаточной для того, чтобы молекула могла покинуть потенциальную яму. Молекула, попавшая однажды при некотором уровне энергии в потенциальную яму, скажем в точке *b*, может подвергнуться воздействию релаксационного процесса и прийти в тепловое равновесие с твердой поверхностью. Если твер-

<sup>1</sup> К. Е. Tempelmeier, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома.

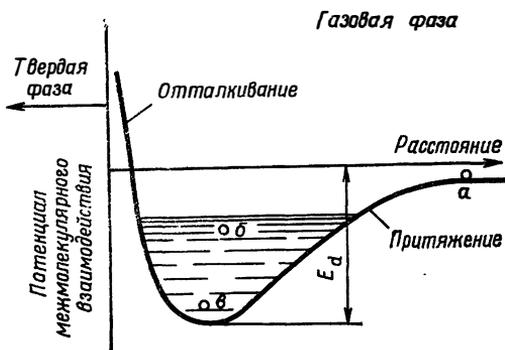


РИС. 10.1. Схема взаимодействия между поверхностью и газом.

дая поверхность охлаждается, это приведет к тому, что молекула расположится вблизи минимума потенциальной кривой (точка в). В любом случае молекула, попавшая в потенциальную яму, будет оставаться там до тех пор, пока не получит от поверхности или от других налетающих молекул энергию, достаточную для освобождения. На основе статистического анализа Френкель [1] сделал вывод, что в среднем адсорбированная молекула будет оставаться на поверхности в течение времени

$$t_r = t_c e^{E_d/kT_s}, \tag{10-1}$$

где  $E_d$  — количество энергии, необходимое для того, чтобы покинуть поверхность,  $k$  — постоянная Больцмана, а  $t_c$  — характеристическое колебательное время молекулы, адсорбированной на поверхности.

Время пребывания молекулы на поверхности может, очевидно, быть увеличено путем уменьшения температуры поверхности  $T_s$ . В этом случае адсорбированные молекулы располагались бы у минимума потенциальной кривой, обладая малой статистической вероятностью получить достаточное количество энергии для десорбции с поверхности. Молекулы, конденсирующиеся на поверхности и имеющие малую вероятность десорбировать, остаются там в форме затвердевшего инея. Такое явление происходит, когда температура поверхности на несколько градусов ниже температуры насыщенного пара при данном давлении. Кроме того, газ можно непрерывно подкачивать, пока поверхность инея поддерживается при такой или более низкой температуре.

Обширная информация по конденсации пара в твердую фазу собрана в литературе по криогенной откачке. Криогенная откачка — это процесс образования вакуума путем вымораживания газов на поверхностях, охлаждаемых до криогенных температур. Такой способ получения вакуума вообще привлекает очень большое

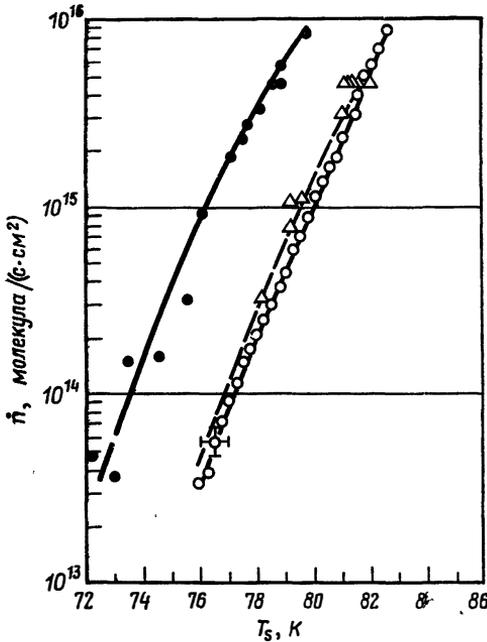


РИС. 10.2. Характеристические кривые конденсации и испарения для  $\text{CO}_2$  [2].

● начало конденсации на чистой поверхности;  $\Delta$  равновесные условия; ○ интенсивное испарение; — — опубликованные данные по испарению (экстраполяция).

внимание; если всю внутреннюю поверхность камеры оснастить криопанелями, то при этом можно получить чрезвычайно большие скорости откачки. Кроме того, поскольку откачивающая поверхность находится внутри откачиваемого объема и, следовательно, в непосредственном контакте с газом, который нужно откачать, исключаются потери давления в трубопроводах, ведущих к насосу.

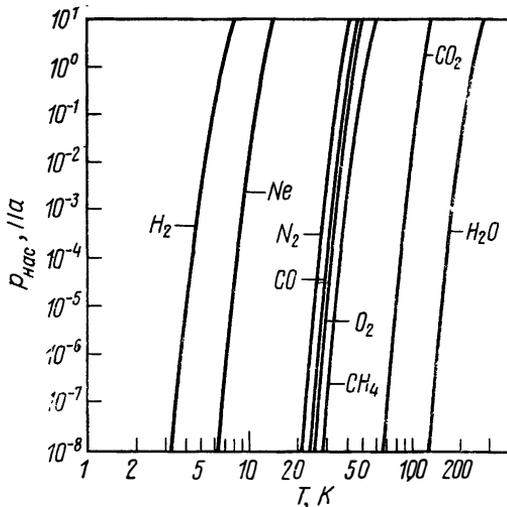


РИС. 10.3. Кривые давления насыщенного пара для некоторых газов.

Эффективность криогенного насоса зависит в первую очередь от температуры криоповерхности. Хилд и Браун [2] показали, что газы конденсируются на поверхности, если ее температура примерно на 4—5 К ниже температуры, определяемой кривой давления насыщенного пара (рис. 10.2). На рис. 10.3 представлены кривые давления насыщенного пара для ряда газов, обычно откачиваемых криоповерхностями, и указаны температуры поверхностей, необходимые для систем криогенной откачки.

## 10.2. СОХРАНЕНИЕ МАССЫ И ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССЕ КОНДЕНСАЦИИ

### 10.2.1. Баланс массы

На рис. 10.4 схематически изображена система, состоящая из охлаждаемой до температуры  $T_s$  криопанели, обращенной к другой поверхности с более высокой температурой  $T_w$ . Последняя поверхность может представлять собой стенку камеры, в которой заключен газ при давлении  $p_r$  и температуре  $T_r$ . Число молекул  $\dot{n}_i$ , сталкивающихся с криопанелью в единицу времени, определяется выражением

$$\dot{n}_i = p_r / (2\pi m k T_r)^{1/2}. \quad (10-2)$$

Когда поверхность достаточно холодная, часть падающих молекул прилипает к ней, а остальные отражаются. Удобно ввести коэффициент прилипания  $s$  в виде отношения числа молекул, прилипающих к поверхности, к числу падающих молекул, т. е.

$$s \equiv (\dot{n}_i - \dot{n}_r) / \dot{n}_i. \quad (10-3)$$

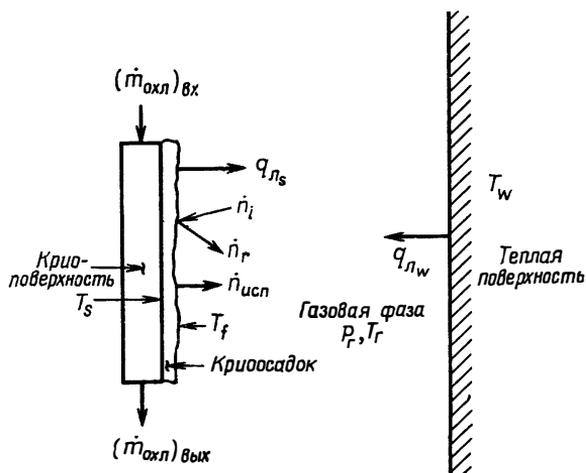


РИС. 10.4. Схема и параметры криооткачки.

Это отношение многие авторы, к сожалению, называют *коэффициентом захвата*, но в действительности оно представляет собой вероятность захвата падающей молекулы при одиночном столкновении. На эффективность криооткачки влияет тот факт, что захваченные молекулы непрерывно испаряются с поверхности со скоростью

$$\dot{n}_{\text{исп}} = \text{const} \cdot e^{-E_d/kT_f}. \quad (10-4)$$

В результате эффективная скорость, с которой молекулы захватываются поверхностью, определяется выражением

$$\dot{n}_c = \dot{n}_i - \dot{n}_r - \dot{n}_{\text{исп}} = s\dot{n}_i - \dot{n}_{\text{исп}} \quad (10-5)$$

или, с учетом (10-2) и (10-4),

$$\dot{n}_c = sp_r (2\pi kmT_r)^{1/2} - \text{const} \cdot e^{-E_d/kT_f}. \quad (10-6)$$

Следовательно, правильнее определить коэффициент захвата как отношение частоты, с которой молекулы захватываются поверхностью, к частоте их соударения с поверхностью:

$$c \equiv (\dot{n}_i - \dot{n}_r - \dot{n}_{\text{исп}}) / \dot{n}_i. \quad (10-7)$$

Из-за присутствия члена, связанного с испарением,  $c$  всегда меньше  $s$ .

Формулы (10-2) — (10-7) записаны через частоту соударений молекул. Они выражают закон сохранения массы и могут быть записаны в другом виде — через массовый расход:

$$\dot{m} = \dot{n}AM/A^0. \quad (10-8)$$

Здесь  $A$  — площадь откачивающей поверхности,  $M$  — молекулярный вес откачиваемого газа,  $A^0$  — число Авогадро.

Коэффициенты прилипания и захвата (особенно последние) измерялись рядом исследователей разнообразными способами. Взаимодействие между газом и поверхностью — явление очень сложное, и  $c$  зависит от многих переменных, в том числе от вида газа, его давления и температуры, температуры и геометрии криоповерхности. Вследствие этого ранние экспериментальные данные для  $c$  противоречивы. Позже Хилд и сопр. [2—4] провели тщательные измерения коэффициента захвата, направляя молекулярный пучок на охлаждаемую поверхность. Результаты некоторых из этих измерений представлены на рис. 10.5 и 10.6. Эти результаты показывают, что значение  $c$  очень чувствительно к температуре криоповерхности. При уменьшении температуры криоповерхности на 4—5 К оно может возрастать от величины, близкой к ну-

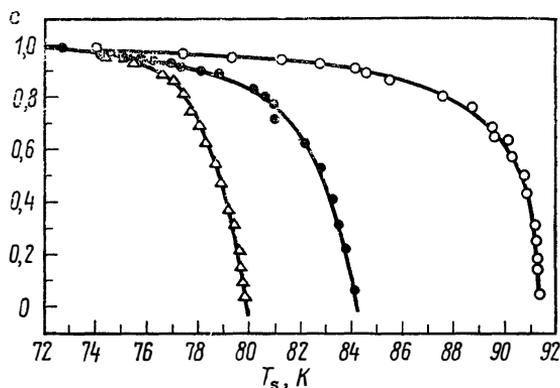


РИС. 10.5. Значения коэффициента захвата  $\text{CO}_2$  при различных скоростях соударения [2].

$\Delta$   $2 \cdot 10^{14}$  молекула/(с·см<sup>2</sup>);  $\bullet$   $4 \cdot 10^{15}$ ;  $\circ$   $4 \cdot 10^{16}$ .

лю, почти до единицы. Представленные графики также ярко иллюстрируют необходимость поддержания температуры криоповерхности в требуемых пределах. Для определения требуемой температуры криопанели используется уравнение баланса энергии.

Из рис. 10.5 видно также, как частота молекулярных соударений, или величина давления в камере, влияет на коэффициент захвата. Газу при комнатной температуре с числом соударений  $4 \cdot 10^{15}$  молекула/(см<sup>2</sup>·с) соответствует величина давления в камере примерно  $\frac{4}{3} \cdot 10^{-3}$  Па [формула (10-2)]. Рис. 10.6 показывает,

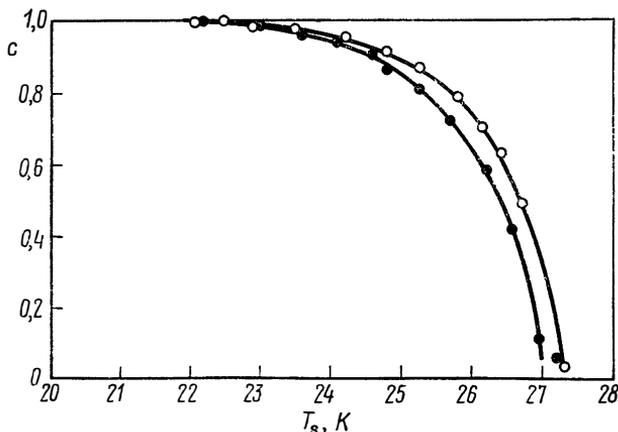


РИС. 10.6. Значения коэффициента захвата  $\text{N}_2$  при различных температурах газа [3].

Диаметр сопла 0,013 мм, диаметр скиммера 4 мм, диаметр коллиматора 4 мм, расстояние между соплом и скиммером 85 диаметров сопла, полный поток в пучке  $2 \cdot 10^{16}$  молекула/с. Температура газа:  $\circ$  1400 К;  $\bullet$  300 К.

что температура газа (вплоть до 1400 К) слабо влияет на коэффициент захвата, пока мощность охлаждающей системы достаточна для поддержания криповерхностей при указанных выше температурах. Последующие измерения, проведенные Брауном и др. [5] и Арнольдом и др. [6], показали, что коэффициент захвата аргона и азота при температурах газа выше 1500 К равномерно уменьшается с увеличением температуры газа, даже когда температура криповерхности ниже 20 К; при температуре газа около 2500 К  $\alpha$  меньше 0,1. В табл. 10.1 представлена сводка измеренных значений коэффициентов захвата, которые могут быть использованы при определении характеристик криогенных откачивающих систем для атмосферных газов. Работы [7, 8] содержат

ТАБЛИЦА 10.1

Сводка данных для коэффициентов захвата  $\alpha$  при давлении в камере  $\sim 10^{-3}$  Па

Газ	Температура поверхности, К	Температура газа, К			
		77	300	1500	2500
N <sub>2</sub>	15	1,0	1,0	1,0	0,10
	20	0,98	0,98	0,98	0,15
	25	0,9	0,85	0,80	0,10
	30	<0,10	<0,01	<0,01	<0,01
	77	0	0	0	0
Ar	15	1,0	0,98	0,85	0,50
	20	0,98	0,98	0,80	0,25
	25	0,98	0,98	0,75	<0,10
	30	0,20	0,10	<0,01	<0,01
	77	0	0	0	0
CO	15	1,0	0,85		
	20	1,0	0,85		
	25	1,0	0,80		
	30	<0,1	<0,1		
	77	0	0		
CO <sub>2</sub>	20		1,0		
	70		1,0		
	77		0,90		Разлагается
	80		0,75		
	85		0,10		

сводки данных по коэффициентам захвата, полученных из более ранних экспериментов. Хотя эти данные, по-видимому, менее точны, они также полезны и с учетом тенденций, проиллюстрированных на рис. 10.5 и 10.6, могут быть использованы при оценке значений  $s$  для других газов.

Данные, представленные на рис. 10.5 и 10.6, были получены в условиях, когда пучок молекул направлялся на поверхность под заданным углом. Однако в большинстве практических приложений молекулы будут сталкиваться с откачивающей поверхностью под произвольными углами. Басби и др. [9] показали, что коэффициент захвата имеет тенденцию уменьшаться, когда молекулы ударяются о поверхность под большим углом падения (отсчитываемым от нормали). Значение  $s$  уменьшается примерно пропорционально косинусу угла падения. Следовательно, полный коэффициент захвата криогенной системы будет ниже значений, представленных в табл. 10.1 и на рис. 10.5 и 10.6. Еще меньше данных по коэффициентам захвата имеется для сложных геометрических конфигураций, однако оценочные полные коэффициенты захвата для воздуха приведены в работе [10]. Эти значения весьма приближительны, но для инженерных оценок они могут оказаться достаточно точными.

### 10.2.2. Баланс энергии

Обращаясь снова к рис. 10.4, предположим, что давление  $p_r$  в системе достаточно низкое, так что передача тепла теплопроводностью или конвекцией в газе пренебрежимо мала и имеет место лишь лучистый теплообмен между поверхностями. Подвод энергии к криопанели осуществляется благодаря: 1) набегающему газу, который конденсируется и захватывается, и 2) результирующему потоку лучистой энергии, получаемой от более теплых окружающих поверхностей.

Молекулы газа, которые отражаются или испаряются с поверхности, обуславливают составляющую энергии, уносимую с поверхности; такую же роль играет поток криогенной охлаждающей жидкости.

Таким образом, энергию  $E_i$ , подводимую к криоперхности набегающим газом, в общем виде можно записать как

$$E_i = \dot{m}_i \left( \int_{T_s}^{T_{\text{нас}}} C_{p_f} dT + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_r} C_{p_r} dT \right) + (1-s) \dot{m}_i \int_{T_e}^{T_r} C_{p_r} dT + \dot{m}_i E_a. \quad (10-9)$$

Первый член в правой части выражает энергию прилипающих молекул в предположении их остывания до температуры криоперхности  $T_s$ . Он разбит на два слагаемых, поскольку конденсирую-

шийся газ может охлаждаться как через газовую фазу, так и через фазу твердого инея (здесь  $C_{pf}$  и  $C_{pg}$  — удельные теплоемкости криосожденного инея и газа соответственно). Второй член выражает энергию той части молекул  $(1-s)$ , которые отражаются от поверхности, в предположении, что они имеют температуру  $T_e > T_s$ . Последний член описывает теплоту парообразования и плавления, которую прилипающие и конденсирующиеся молекулы отдают поверхности. Массовый расход  $\dot{m}_i$  набегающего газа связан с набегающим потоком молекул  $n_i$  соотношением (10-8).

Часть молекул отражается, а часть заново испаряется с поверхности (рис. 10.4). В соответствии с уравнением (10-9) отраженные молекулы имеют температуру  $T_e$  и не отводят энергию от поверхности. Предполагается, что испаряющиеся молекулы покидают поверхность при температуре поверхности и уносят с собой свою теплоту плавления и парообразования (или сублимации); таким образом,

$$E_r = \dot{m}_{\text{исп}} E_d, \quad (10-10)$$

где

$$\dot{m}_{\text{исп}} = (AM/A^0) \text{const} \cdot e^{-E_d/kT_s}$$

в соответствии с формулами (10-4) и (10-8).

Кроме того, криоповерхность получает некоторый поток лучистой энергии  $q_{\text{л}}$  в результате теплообмена с окружающими поверхностями. Теплообмен излучением зависит от геометрии поверхностей и рассматривается в гл. 14. Для простой двухзонной схематической модели, показанной на рис. 10.4, результирующий поток лучистой энергии может быть выражен в виде

$$q_{\text{л}} = q_{\text{lw}} - q_{\text{ls}} = F_{ws} \sigma (T_w^4 - T_s^4), \quad (10-11)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана, а  $F_{ws}$  — угловой коэффициент между криоповерхностью с температурой  $T_s$  и более теплой окружающей стенкой с температурой  $T_w$ , зависящий от степени черноты  $\epsilon$  и отражательной способности  $\rho$  обеих поверхностей. Если более теплая стенка полностью окружает криоповерхность, что часто встречается в замкнутых системах, то

$$F_{ws} = (1 + \rho_s/\epsilon_s + A_{s0w}/A_{w0s})^{-1}, \quad (10-12)$$

где  $A_s$  и  $A_w$  — площади криоповерхности и окружающей стенки соответственно. Таким образом, для того чтобы вычислить баланс теплообмена излучением, необходимо знать оптические свойства криозахватываемого газа.

Энергия  $q_{\text{охл}}$ , отводимая от криоповерхности криогенным хладагентом, определяется методами, описанными в предыдущих главах и ранее в этой главе. Криосистема может работать: 1) как

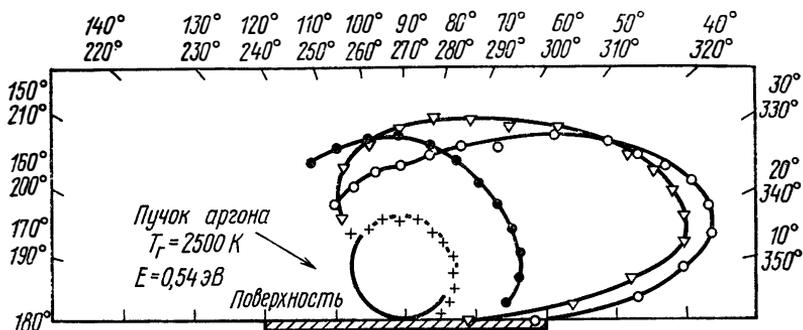


РИС. 10.7. Пространственные распределения молекул аргона, отраженных от охлаждаемых медных поверхностей [4].  
 $\nabla T_s = 285 \text{ K}$ ;  $\circ T_s = 131 \text{ K}$ ;  $\bullet T_s = 77 \text{ K}$ ;  $+ T_s = 36 \text{ K}$ .

система с однофазным потоком жидкости (жидкий азот) или газа (охлажденный гелий) или 2) как система с двухфазным потоком. Для определения типа течения необходимо провести соответствующий анализ теплопередачи.

Если криопанель имеет массу  $M$  и удельную теплоемкость  $C_s$ , то изменение ее температуры со временем может быть записано в виде

$$MC_s dT_s/dt = E_i - E_r + q_l - q_{охл}. \quad (10-13)$$

Общая формула для баланса энергии получается, если в выражение (10-13) подставить формулы (10-9) и (10-12). Однако для большинства практических целей возможно некоторое упрощение.

Пространственные распределения молекул, отражающихся от холодной поверхности при различных температурах, представлены на рис. 10.7 [4]. Когда температура поверхности приближается к температуре конденсации газа, индикатрисы отражения молекул приближаются к диффузным. Это позволяет предположить, что молекулы удерживаются на поверхности достаточно долго для того, чтобы можно было считать, что их температура близка к температуре поверхности, т. е. их энергия почти полностью соответствует температуре поверхности. Для измерения распределения скоростей молекул Пауэлл и Хилд [11] использовали масс-спектрометрический метод. На рис. 10.8, взятом из работы [12], представлено распределение скоростей отраженных молекул аргона. Из рисунка видно, что молекулы аргона, нагретого до 1400 К, отражаются от поверхности, имеющей температуру 77 К, со средней температурой около 94 К, что соответствует значению коэффициента аккомодации энергии около 0,98. Измеренные значения коэффициентов аккомодации для аргона, отражающегося от медных

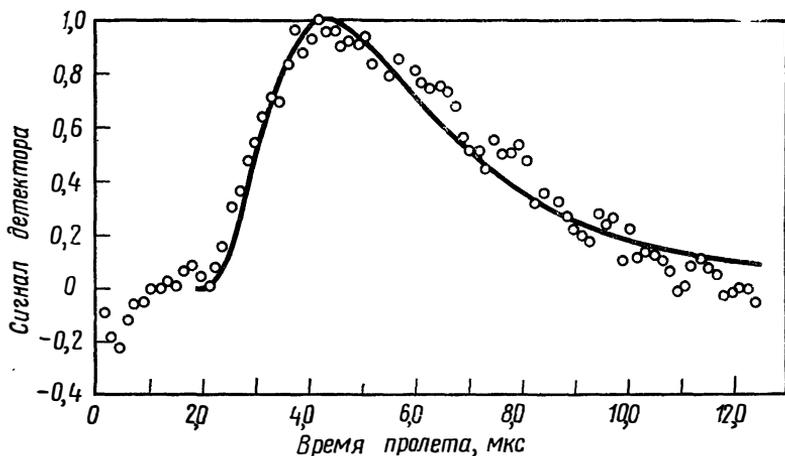


РИС. 10.8. Распределение скоростей молекул аргона, отраженных от технической поверхности при температуре мишени 77 К и температуре источника газа 1400 К [12].

○ температура мишени 77 К, температура источника газа 1400 К; — время пролета для максвелловского газа при 94 К.

поверхностей и поверхностей, покрытых инеем, представлены в табл. 10.2.

Аналогичные измерения показали, что молекулы азота и углекислого газа, сталкивающиеся с криогенной охлаждаемой поверхностью, также имеют очень высокий коэффициент accommodation энергии. Следовательно, для молекул, которые не захватываются поверхностью, а отражаются от нее, значение коэффициента акко-

ТАБЛИЦА 10.2

**Коэффициенты accommodation энергии для пучков аргона**

Поверхность	Температура поверхности, К	Угол падения $\theta_i$	Угол расположения детектора $\theta_r$	Частичный коэффициент accommodation $\alpha(\theta_i, \theta_r)$
Медь, полированная вручную	77	45	0	0,99
»	276	45	0	0,97
Иней CO <sub>2</sub> на меди	77	45	0	0,99
Медь, полированная вручную	77	45	45	0,99
»	280	45	45	0,98
Иней CO <sub>2</sub> на меди	77	45	45	0,99

модации можно принять равным единице. Кроме того, целесообразно предположить, что энергии адсорбции и десорбции одинаковы ( $E_a \simeq E_d$ ) [13], и тогда выражение (10-13), с учетом формул (10-9) и (10-10), примет более простой вид:

$$MC_s dT_s/dt = \dot{m}_i \left[ \int_{T_s}^{T_{\text{нас}}} C_{pf} dT + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_f} C_{pr} dT \right] + (\dot{m}_i - \dot{m}_{\text{исп}}) E_a + q_l - q_{\text{охл}}, \quad (10-14)$$

Из формул (10-3) и (10-7) можно получить

$$s = c + \dot{m}_{\text{исп}}/\dot{m}_i. \quad (10-15)$$

Поскольку имеются данные по коэффициенту захвата, уравнение (10-14) можно переписать, выражая  $s$  через  $c$ , в виде

$$MC_s dT_s/dt = \dot{m}_i \left[ \int_{T_s}^{T_{\text{нас}}} C_{pf} dT + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_f} C_{pr} dT + cE_a \right] + q_l - q_{\text{охл}}. \quad (10-16)$$

Уравнение (10-16) можно использовать для оценки хода изменения температуры криоповерхности, если известны термодинамические и переносные свойства криоосажденного инея. В стационарных условиях хладопроизводительность, необходимая для поддержания заданной температуры  $T_s$  поверхности, выражается формулой

$$q_{\text{охл}} = \dot{m}_i \left[ \int_{T_s}^{T_{\text{нас}}} C_{pf} dT + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_f} C_{pr} dT + cE_a \right] + F_{ws} \sigma (T_w^4 - T_s^4). \quad (10-17)$$

Необходимо подчеркнуть, что эффективность криогенной откачки поверхности зависит скорее от температуры инея на поверхности, чем от фактической температуры криоповерхности. Поскольку криоосадок имеет конечную теплопроводность, на нем появляется разность температур. Следовательно, формула (10-17) справедлива для тонких слоев инея, когда  $T_s \simeq T_f$ . Для толстых слоев инея должна учитываться также теплопроводность через слой инея. В этом случае

$$q_{\text{охл}} = (K/A_f) (T_f - T_s) = \dot{m}_i \left[ \int_{T_f}^{T_{\text{нас}}} C_{pf} dT + \int_{T_{\text{нас}}}^{T_f} C_{pr} dT + cE_a \right] + F_{ws} \sigma (T_w^4 - T_s^4). \quad (10-18)$$

Формулы (10-16) — (10-18) могут быть использованы для определения необходимого количества криогенного хладагента, для определения температуры криповерхности или для определения количества газа, которое можно откачать из системы при криооткачке. Они применимы как для замкнутых, так и для проточных систем. Стефенсон [14], например, показал их пригодность для определения количества газа, который был бы захвачен плоской пластиной, перпендикулярной сверхзвуковому потоку. Результаты его вычислений хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Применение этих формул требует знания ряда свойств криоосадков. Многие из необходимых свойств вкратце рассматриваются в следующем разделе.

### 10.3. СВОЙСТВА КРИООСАДКОВ

Для теплового расчета криогенных систем необходимо знать некоторые свойства криоосадков. В этом разделе собраны данные по таким свойствам для обычных атмосферных газов, взятые из различных источников. Они обладают точностью, достаточной для инженерных расчетов.

#### 10.3.1. Скрытая теплота

Для определения  $E_a$  были использованы значения теплот плавления, парообразования и сублимации, взятые из работ [15—17]. Все они зависят от температуры; значения, представленные в табл. 10.3, соответствуют диапазону криогенных температур.

Значения  $E_a$  могут быть получены сложением теплот плавления и парообразования или из теплоты сублимации, если сублимация имеет место при рассматриваемых давлении и температуре.

ТАБЛИЦА 10.3

Скрытые теплоты различных газов

Газ	Плавление		Парообразование		Сублимация	
	теплота, Дж/г	температура, К	теплота, Дж/г	температура, К	теплота, Дж/г	температура, К
Ar	28,1	70	16 100	70	201	45
O <sub>2</sub>	13,8	60	214	70	—	—
N <sub>2</sub>	25,5	60	201	50	247	40
CO <sub>2</sub>	188,0	100	364	100	607	80
CO	33,5	60	209	50	314	40
H <sub>2</sub> O	335,0	270	2 510	270	—	—

### 10.3.2. Удельная теплоемкость

Удельные теплоемкости газовой фазы  $C_{pg}$  и материала кристалла  $C_s$  можно легко найти в литературе. Удельные теплоемкости затвердевших газов взяты из работы [15] и сведены в табл. 10.4.

ТАБЛИЦА 10.4  
Удельные теплоемкости затвердевших газов

Газ	$C_{pf}$ , Дж/(г·К)	Температура, К
Ar	0,649	50
O <sub>2</sub>	1,410	50
N <sub>2</sub>	1,630	60
CO	1,750	50
CO <sub>2</sub>	0,519	45
H <sub>2</sub> O	0,653	75

### 10.3.3. Коэффициент теплопроводности

Коэффициент теплопроводности  $K$  затвердевших газов сильно зависит от температуры. Дин и Тиммерхауз [18] измерили коэффициент теплопроводности твердой H<sub>2</sub>O при криогенных температурах. Их результаты представлены на рис. 10.9. Аналогичные ре-

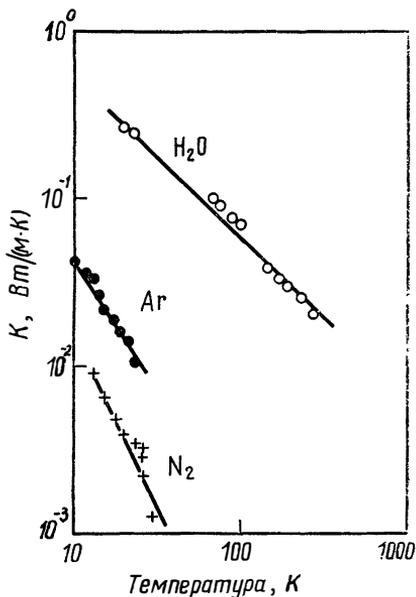


РИС. 10.9. Коэффициенты теплопроводности некоторых затвердевших газов.

Данные для H<sub>2</sub>O взяты из работы [18], для аргона — из работы [20], для N<sub>2</sub> — из работы [19].

зультаты были получены Роджерсом [19] для твердого  $N_2$  и Уайтом и Вудсом [20] для ряда инертных одноатомных газов. Полученные ими значения также представлены на рис. 10.9.

### 10.3.4. Коэффициент захвата

В табл. 10.1 приведены измеренные значения коэффициентов захвата  $s$  для ряда газов. Нужно подчеркнуть, что  $s$  зависит главным образом от температуры крипоповерхности и давления в камере. Коэффициенты захвата за пределами диапазона табл. 10.1 можно оценить с учетом характера зависимостей рис. 10.5 и 10.6.

### 10.3.5. Плотность

Плотность криоосадка обычно меньше плотности затвердевшей криогенной жидкости. Некоторые результаты измерений плотности [15, 19, 21] приведены в табл. 10.5. Для других случаев значения плотности могут быть вычислены по характеристикам плотности жидкой фазы.

Значения плотности иная полезны при оценке толщины слоя иная.

ТАБЛИЦА 10.5  
Плотность криоосадков

Иней	$\rho_f$ , г/см <sup>3</sup>	Температура, К
Ar	1,70	30
$N_2$	0,90	20
$O_2$	1,36	25
$CO_2$	1,60	77
CO	1,04	30
$H_2O$	0,81	77

## 10.4. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь;
- $A^\circ$  — число Авогадро;
- $C$  — удельная теплоемкость;
- $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;
- $s$  — коэффициент захвата;

- $E_a$  — энергия адсорбции;  
 $E_d$  — энергия, требуемая для того, чтобы покинуть поверхность;  
 $E_i$  — энергия, доставляемая набегающим газом;  
 $E_r$  — энергия отраженных молекул;  
 $F_{\text{вс}}$  — угловой коэффициент между криоповерхностью и стенкой;  
 $K$  — коэффициент теплопроводности;  
 $k$  — постоянная Больцмана;  
 $M$  — масса;  
 $m$  — масса молекулы;  
 $\dot{m}$  — массовый расход;  
 $n_c$  — эффективное число захваченных в единицу времени молекул;  
 $n_i$  — число молекул, падающих на поверхность в единицу времени;  
 $n_r$  — число молекул, отраженных от поверхности в единицу времени;  
 $p$  — давление;  
 $q$  — тепловой поток;  
 $s$  — коэффициент прилипания;  
 $T$  — температура;  
 $t$  — время;  
 $t_c$  — характеристическое колебательное время молекулы, адсорбированной на поверхности;  
 $t_r$  — среднее время пребывания адсорбированной молекулы на поверхности;  
 $\alpha$  — коэффициент аккомодации;  
 $\varepsilon$  — излучательная способность;  
 $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\theta_i$  — угол падения лучей;  
 $\theta_r$  — угол расположения детектора.

### Индексы

- $f$  — иней;  
 $i$  — набегающий;  
 $r$  — отраженный;  
 $s$  — криоповерхность;  
 $w$  — стенка;  
 $г$  — газ;  
 исп — испарение;  
 л — лучистый;  
 нас — насыщение;  
 охл — охладитель.

## 10.5. ЛИТЕРАТУРА

1. Frenkel J., *Physik*, 26, 117 (1924).
2. Heald J. H., Jr., Brown R. F., AEDC-TR-68-110, September 1968.
3. Heald J. H., Jr., Brown R. F., paper at 14th National Vacuum Symposium of the American Vacuum Society, October 1967.
4. Brown R. F., Trayer D. M., Busby M. R., *J. Vac. Sci. Technol.*, 7, 241 (1970).
5. Brown R. F., Caldwell R. L., Busby M. R., *Appl. Phys. Lett.*, 14, 219 (1969).
6. Arnold F., Busby M. R., Dawbarn R., AEDC-TR-70-172, September 1970.
7. Dawson J. P., Haygood J. E., *Cryogenics*, 5 (2), 57 (1965).
8. Essenstadt M. M., *J. Vacuum Sci. Tech.*, 7 (4), 479 (1970).
9. Busby M. R., Haygood J. D., Link C. H., AEDC-TR-70-131, July 1970.
10. Little A. D., Inc., AEDC-TR-60-18, January 1960.
11. Powell H. M., Heald J. H., Jr., paper presented at the 14th Annual National Vacuum Symposium, October 1967.
12. Brown R. F., Powell H. M., Trayer D. M., in Proc. 6th Rarefied Gas Dynamics Symposium, 1968, p. 1187.
13. Tempelmeyer K. E., Ph. D. Dissertation, Univ. of Tennessee Space Institute, March 1970.
14. Stephenson W. B., AEDC-TR-67-201, January 1968.
15. Hodgman D., Handbook of Chemistry and Physics, Chemical Rubber Publishing Co., 39th Ed.
16. Stewart J. W., Physics of High Pressures and the Condensed Phase, Chapt. V, John Wiley and Sons, New York, 1965.
17. Caren R. P., *Cryogenic Technology*, 4 (1), 15 (1968).
18. Dean J. W., Timmerhaus K. D., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 299.
19. Rogers K. W., NASA-CR-553, August 1966.
20. White G. K., Woods S. B., *Phil. Mag.*, 785 (1958).
21. Smith A. M., Tempelmeyer K. E., Muller P. R., Wood B. E., *AIAA J.*, 7 (12), 2274 (1969); русский перевод: *Ракетная техника и космонавтика*, № 12, стр. 106 (1969).

## **ПОТЕРИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМЫХ КРИОГЕННЫХ ПАРОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ**

**Р. Генри, М. Гролмс и Г. Фоске<sup>1</sup>**

### **11.1. ВВЕДЕНИЕ**

В этой главе проведен обзор имеющихся одномерных методов газодинамического расчета двухфазных систем. Большинство из этих методов основано на результатах исследования смесей воздух—вода или водяной пар—вода. Однако, как будет показано, эти модели, по-видимому, могут характеризовать и криогенные двухфазные течения.

Глава состоит из 3 частей. Первая часть посвящена определению потерь давления в двухфазных смесях. Во второй части обсуждается распространение волн сжатия в двухфазных равновесных смесях и иллюстрируется влияние режима течения на сжимаемость смеси. Наконец, в третьей части рассматриваются критические течения однокомпонентных (однородных) двухфазных смесей, причем особое внимание уделяется тому, как влияют на сжимаемость геометрия канала и режим течения.

### **11.2. ПОТЕРИ ДАВЛЕНИЯ**

Данные по потерям давления в двухфазных смесях для криогенных жидкостей очень немногочисленны по сравнению с большим количеством данных, имеющихся для обычных жидкостей. Кроме того, данные для криогенных жидкостей противоречат результатам расчетов по широко известным соотношениям Локарта—Мартинелли [1] или Мартинелли и Нельсона [2] для потерь давления. Например, данные Хетча и Джекобса [3] для фреона-11, данные Ричардса и др. [4] для водорода и данные Шена и Чжао [5] для азота сравнимы с результатами, получаемыми по соотношению Локарта—Мартинелли, тогда как

---

<sup>1</sup> R. E. Henry, M. A. Grolmes, H. K. Fauske, Аргоннская Национальная лаборатория, Аргонна, шт. Иллинойс.

данные Ла Харпа и др. [6] для гелия лучше согласуются с формулой для потерь давления в однородном потоке. Ограниченные данные Сагдена и Тиммерхауза [7] по коэффициенту трения для фреона-11 также можно считать согласующимися с моделью однородной среды, а данные Лапина и Бауэра [8] по азоту и метану согласуются с модифицированным соотношением Ченовица — Мартина для потерь давления. Казалось бы, такое положение создает значительную неопределенность в определении потерь давления в двухфазном потоке для конструкторов криогенного оборудования. Однако далее будет показана необходимость рассмотрения режима течения при оценке потерь давления в двухфазном потоке и рассмотрены некоторые простые приближенные выражения соотношения Локарта — Мартинелли. Будет показано также, что некоторые из имеющихся данных можно успешно согласовать в подходящих случаях с соотношением модели однородной среды для потерь давления.

### 11.2.1. Уравнения для установившегося двухфазного течения

Одномерные уравнения количества движения и неразрывности для установившегося двухфазного сжимаемого течения в канале с круговым поперечным сечением постоянной площади могут быть записаны в виде

$$\frac{dp}{dz} + 4 \frac{\tau}{D} + g\rho_{2\phi} \cos \theta + \frac{d}{dz} \{ \rho_r \alpha u_r^2 + \rho_{ж} (1 - \alpha) u_{ж}^2 \} = 0 \quad (11-1)$$

и

$$(d/dz) \{ \rho_r \alpha u_r + \rho_{ж} (1 - \alpha) u_{ж} \} = 0, \quad (11-2)$$

где плотность двухфазной смеси определяется выражением

$$\rho_{2\phi} = \alpha \rho_r + (1 - \alpha) \rho_{ж}. \quad (11-3)$$

В уравнение (11-1) входят градиент полного давления, касательное напряжение у стенки (градиент давления за счет трения), гидростатический напор и изменение количества движения соответственно. Второе уравнение представляет собой формулировку закона сохранения массы смеси жидкости и пара. Скорости пара и жидкости связаны с полным массовым расходом соотношениями

$$u_r = (x/\alpha \rho_r) G, \quad (11-4)$$

$$u_{ж} = (1 - x) G / (1 - \alpha) \rho_{ж}. \quad (11-5)$$

С учетом выражений (11-4) и (11-5) потери полного давления можно записать в виде

$$-\Delta p = 4\tau (\Delta z / D) + g\rho_{2\phi} (\cos \theta) \Delta z + G^2 \Delta v, \quad (11-6)$$

где удельный объем смеси  $v$  определяется формулой

$$v = \frac{x^3}{\alpha \rho_r} + \frac{(1-x)^3}{(1-\alpha) \rho_{ж}}. \quad (11-7)$$

Выражение (11-6) можно записать также в дифференциальной форме:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4\tau/D + g\rho_{ж}\cos\theta}{1-G^2(-dv/dp)}. \quad (11-8)$$

Отсюда максимальный, или критический, расход (можно определить как

$$G_{кр} = (-dv/dp)^{-1/2}. \quad (11-9)$$

Критический расход и скорость звука в двухфазных течениях будут рассмотрены ниже.

Потери давления на трение определяются путем вычитания потерь, вызванных ускорением и гидростатическим напором, из измеренного значения потерь полного давления [в соответствии с уравнением (11-6)]. Применительно к потерям давления в двухфазных криогенных потоках, которые рассматриваются в этом обзоре, местное паросодержание вычисляются из уравнения энергии, основанного на предположении о термодинамическом равновесии, определяя изменение количества движения  $G^2\Delta v$  по потере полного давления:

$$x = \frac{h_0 - h_{нас} + q - E_k}{h_f}. \quad (11-10)$$

В разд. 11.4 будет показано, что предположение о термодинамическом равновесии не всегда допустимо и связано с геометрией течения. Кинетическая энергия  $E_k$  обычно пренебрежимо мала, но может быть включена в рассмотрение. Кроме формулы (11-10) для паросодержания  $x$ , должно использоваться также независимое соотношение для местной объемной доли пара  $\alpha$ , связанной с местным паросодержанием, отношением плотностей и отношением скорости пара к скорости жидкости:

$$\alpha = \{1 + [(1-x)k_r/x\rho_{ж}]\}^{-1}. \quad (11-11)$$

Для однородного потока ( $k=1$ ) удельный объем смеси определяется просто как

$$v_{одн} = x/\rho_r + (1-x)/\rho_{ж}. \quad (11-12)$$

### 11.2.2. Модель кольцевого течения

В литературе имеется много соотношений для истинного объемного паросодержания двухфазной смеси, например соотношения Леви [9], Банкоффа [10], Арманда [11] и др. Наиболее широко

используется для кольцевых течений соотношение Локарта — Мартинелли, устанавливающее связь с массовым паросодержанием, отношением плотностей и отношением вязкостей в виде

$$\alpha = f(\chi_{tt}), \quad (11-13)$$

где

$$\chi_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_r}{\rho_{ж}} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_{ж}}{\mu_r} \right)^{0,1}. \quad (11-14)$$

Вид зависимости (11-13) был эмпирически установлен Уоллисом [12] в форме

$$\alpha = (1 + \chi_{tt}^{0,8})^{-0,378}. \quad (11-15)$$

Уоллис [13] показал на основе упрощенной модели кольцевого течения, что соотношение (11-13) можно представить в виде

$$\chi_{tt}^2 = (1-\alpha)^2 [1 + 75(1-\alpha)] / \alpha^{5/2}. \quad (11-16)$$

Согласие соотношения (11-16) с большим числом данных по истинному объемному паросодержанию для двухфазных течений иллюстрирует рис. 11.2. Отметим также, что можно получить простое соотношение, если предположить, что отношение скоростей изменяется пропорционально корню квадратному из отношения плотностей [14]:

$$\alpha = \left[ 1 + \frac{1-x}{x} \left( \frac{\rho_r}{\rho_{ж}} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (11-17)$$

Хотя формула (11-17) не всегда приводит к удовлетворительным результатам при оценке объемного паросодержания, изменение количества движения, вычисленное с использованием написанного выше соотношения для объемного паросодержания, незначительно отличается от изменения количества движения, определенного по соотношению Локарта — Мартинелли. Это иллюстрирует рис. 11.1. Нужно отметить также, что для большинства данных по потерям давления, опубликованных в литературе по криогенным жидкостям, изменение количества движения вычисляется на основе предположения об однородности потока. Хотя данные Грэхема и др. [15] для двухфазного течения водорода свидетельствуют в пользу такого приближения, из рис. 11.1 видно, что изменение количества движения, вычисленное в предположении однородности, существенно отличается от величины, найденной по паросодержанию, вычисленному на основе модели со скольжением паровой фазы. Для данных по потерям давления и критическому течению смеси пар — вода и потока натрия, рассмотренных в работе [16], показано, что фактическое изменение количества движения гораздо лучше согласуется с моделями, учитывающими скольжение фаз, чем с моделью однородной среды. Вполне возможно, что для

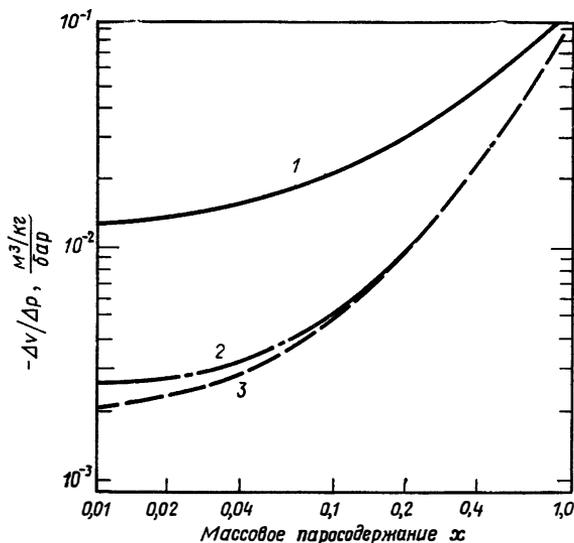


РИС. 11.1. Изменение количества движения для различных моделей течения криогенной двухфазной смеси (азот, 1,4 бар).

1 — однородная равновесная модель; 2 — модель Локарта — Мартинелли; 3 — равновесные модели со скольжением,  $k = (\rho_{ж}/\rho_{г})^{1/2}$ .

некоторых данных по потерям давления в криогенных жидкостях приемлемо предположение об однородности. Однако вычисление изменения количества движения по однородной модели может привести к противоречию при сравнении получающейся в результате величины потерь давления на трение с результатами, полученными на основе модели со скольжением или по соотношению кольцевого течения типа соотношения Локарта — Мартинелли.

Величина потерь давления на трение в двухфазных течениях обычно представляется с помощью параметра  $\Phi_{2ф}$ , который определяется как отношение потерь давления в двухфазном течении к потерям давления в однофазном потоке жидкости:

$$\Phi_{2ф} = \left[ \frac{(\Delta p / \Delta z)_{2ф}}{(\Delta p / \Delta z)_{ж}} \right]^{1/2}. \quad (11-18)$$

Для кольцевого течения часто используется соотношение Локарта — Мартинелли, причем параметр  $\Phi_{2ф}$  представляется в виде эмпирической функции того же самого параметра  $\chi_{tt}$ , как показано на рис. 11.2. Однако может быть использовано и более простое приближенное выражение, предложенное Лоттсом и Флинном [17]. Потери давления на трение в соотношении (11-6) выражаются формулой

$$\Delta p_F = 4\tau \Delta z / D. \quad (11-19)$$

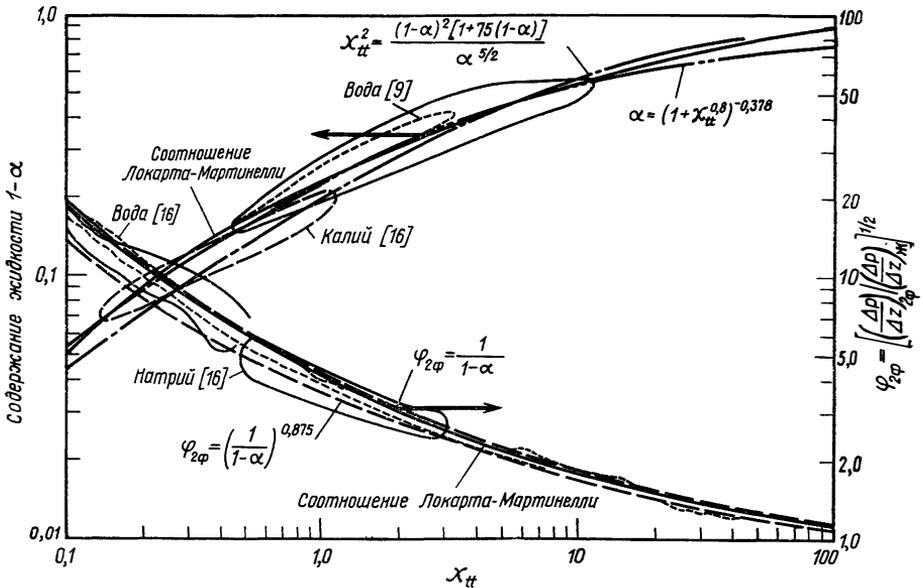


РИС. 11.2. Сравнение соотношения Локарта — Мартинелли и характерных данных для некриогенных жидкостей.

Для турбулентного однофазного течения касательное напряжение на стенке  $\tau$  связано со средней скоростью соотношением

$$\tau = f \rho_{\text{ж}} u^2 / 2, \quad (11-20)$$

а коэффициент трения  $f$  определяется числом Рейнольдса:

$$f = 0,07 \text{Re}^{-0,25}. \quad (11-21)$$

Поэтому потери давления на трение в однофазном течении жидкости выражаются в виде

$$(\Delta p / \Delta z)_{\text{ж}} = (4/D) (f \rho_{\text{ж}} u_{\text{ж},0}^2 / 2). \quad (11-22)$$

Лоттс и Флинн предположили, что увеличение потерь давления на трение в кольцевом двухфазном течении вызывается увеличением скорости жидкости

$$u_{\text{ж}} = u_{\text{ж},0} / (1 - \alpha). \quad (11-23)$$

Поэтому потери давления на трение в двухфазном потоке определяются как

$$(\Delta p / \Delta z)_{2\phi} = (4/D) [f \rho_{\text{ж}} u_{\text{ж},0}^2 (1 - \alpha)^2], \quad (11-24)$$

а отношение потерь давления на трение при одинаковом коэффициенте трения  $f$  для двухфазного и однофазного потоков равно

$$\varphi_{2\phi} = 1 / (1 - \alpha). \quad (11-25)$$

Ричардсон [18] модифицировал описанную выше модель, учтя изменение коэффициента трения для более высокой скорости жидкости в кольцевом течении, и получил соотношение

$$\Phi_{2\phi} = [1/(1-\alpha)]^{0,875}. \quad (11-26)$$

Результаты расчета по формулам (11-25) и (11-26) представлены на рис. 11.2 наряду с расчетом по соотношению Локарта — Мартинелли. Как для потерь давления, так и для истинного объемного паросодержания представлены данные, которые характерны для некриогенных жидкостей. Эти данные показывают, что для большого числа жидкостей в условиях преобладающего кольцевого течения наблюдается хорошее согласие с предложенными моделями и соотношениями.

### 11.2.3. Модель однородного течения

Если допустить, что разность между скоростями пара и жидкости пренебрежимо мала ( $k=1$ ), то может быть использована упрощенная модель для потерь давления в однородном двухфазном потоке.

Для однородного двухфазного потока потери давления обычно определяются через среднюю скорость смеси и плотность

$$(\Delta p/\Delta z)_{2\phi} = 2fG^2/D\rho_{2\phi}. \quad (11-27)$$

При малых объемных паросодержаниях, когда применима однородная модель течения, можно считать

$$\rho_{2\phi} \approx (1-\alpha)\rho_{ж}, \quad (11-28)$$

так что отношение потерь давления при одинаковых полном массовом расходе и коэффициенте трения для двухфазной смеси принимает вид

$$\Phi_{2\phi} = [1/(1-\alpha)]^{1/2}. \quad (11-29)$$

Роуз и Гриффитс [19] показали, что коэффициент трения несколько выше для однородного двухфазного течения. Можно рекомендовать соотношения

$$f = 0,08Re^{-0,25} \quad (11-30)$$

для однородного двухфазного течения и

$$f = 0,07Re^{-0,25} \quad (11-31)$$

для однофазного потока жидкости в гладких трубах, причем число Рейнольдса в формуле (11-30) определяется через вязкость жидкости

$$Re = GD/\mu_{ж}. \quad (11-32)$$

Приведенные выше рассуждения никоим образом не исчерпывают вопроса о потерях давления в двухфазном течении. Были рассмотрены только соотношение Локарта — Мартинелли и некоторые более простые формулы для потерь давления в двухфазном потоке. Однако предполагается, что формулы (11-25) и (11-26) для кольцевого течения и (11-29) для однородного потока могут успешно выдержать сравнение с имеющимися данными по потерям давления в криогенных жидкостях. Насколько нам известно, данных по истинным объемным паросодержаниям для криогенных жидкостей нет. Из-за ограниченности данных по потерям давления в криогенных жидкостях интерес будут представлять любые дополнительные данные. При этом написанные выше соотношения могут быть предложены в качестве разумного первого приближения.

#### 11.2.4. Данные по потерям давления в криогенных потоках

Хетч и др. [20] и Хетч и Джекобс [3] представили обширные данные по потерям давления в двухфазных потоках для адиабатических и неадиабатических горизонтальных течений фреона-11 при умеренных давлениях. Использовались трубы различного диаметра. Не было замечено ни влияния диаметра, ни сколько-нибудь значительной разницы между адиабатическим и неадиабатическим течениями. Хотя изменение количества движения вычислялось на основе предположения об однородности потока, все данные сравнивались с расчетами по соотношению Локарта — Мартинелли, и было получено хорошее согласие. Результаты сравнения представлены на рис. 11.3. Согласие с моделями кольцевого течения ухудшается при высоких значениях параметра  $\chi_{tt}$  или в случае, когда содержание жидкой фазы составляет свыше 70%. Это может быть признаком перехода к пузырьковому или однородному режиму течения. Действительно, как показано на рис. 11.3, модель потерь давления в однородном двухфазном потоке [формула (11-29), где  $\alpha$  — объемное паросодержание] дает хорошее согласие с данными для фреона-11 не только при малых объемных паросодержаниях, но и при значениях  $\alpha$  вплоть до 90%. Этот факт не обязательно должен быть интерпретирован как подтверждение справедливости применения однородной модели в широком диапазоне объемных паросодержаний. Однако он указывает на то, что при анализе данных необходимо учитывать режим течения. Например, хорошее согласие с однородной моделью при малых объемных паросодержаниях на рис. 11.3 может быть вполне закономерно. Такое же хорошее согласие с однородной моделью при больших объемных паросодержаниях может в действительности являться результатом недооценки фактических потерь давления в

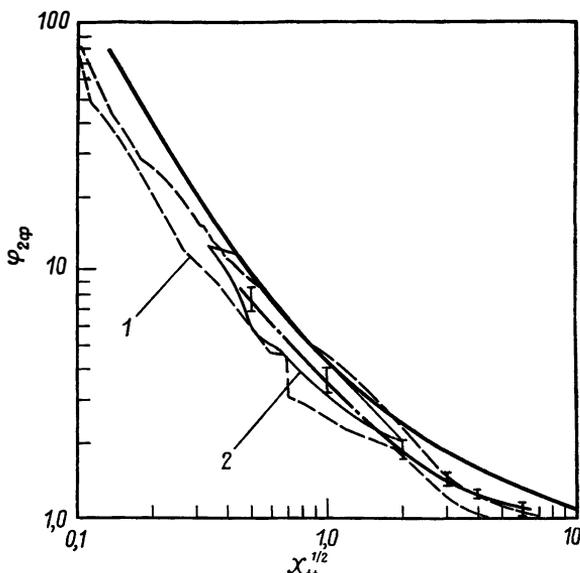


РИС. 11.3. Данные Хетча и Джекобса [3].

Данные по потерям давления для двухфазного фреона-11 при температурах 303–341 К [3]: 1 — адиабатические данные; 2 — неadiaбатические данные. — соотношение Локарта — Мартинелли; — · — однородная модель при  $322 \pm 19$  К (отрезки прямой линии с засечками характеризуют разброс данных).

двухфазном потоке вследствие завышения величины изменения количества движения при вычислениях на основе предположения об однородности потока, используемого при обработке первоначальных данных. Если изменение количества движения при более высоких объемных паросодержаниях вычисляется на основе предположения о кольцевом характере течения, данные, возможно, покажут даже более хорошее совпадение с соотношением Локарта — Мартинелли для потерь давления. На рис. 11.4 данные по потерям давления в двухфазном потоке Ричардса и др. [4] для водорода и Шена и Чжао [5] для азота показаны в сравнении с соотношением Локарта — Мартинелли, а также с упрощенными моделями кольцевого течения [формулы (11-25) и (11-26)]. Для этих моделей объемная концентрация  $\alpha$  берется из соотношения Мартинелли (рис. 11.1). Хотя данные в целом согласуются с моделями кольцевого течения (особенно результаты работы [5] при низких значениях  $\chi_{tt}$ ), расхождение опять возрастает при больших значениях содержания жидкой фазы. В некоторых экспериментах получены меньшие значения потерь давления в двухфазном потоке по сравнению с соответствующим однофазным течением жидкости. В работах [4] и [5] часть данных была получена в условиях, когда изменение количества движения составляет основ-

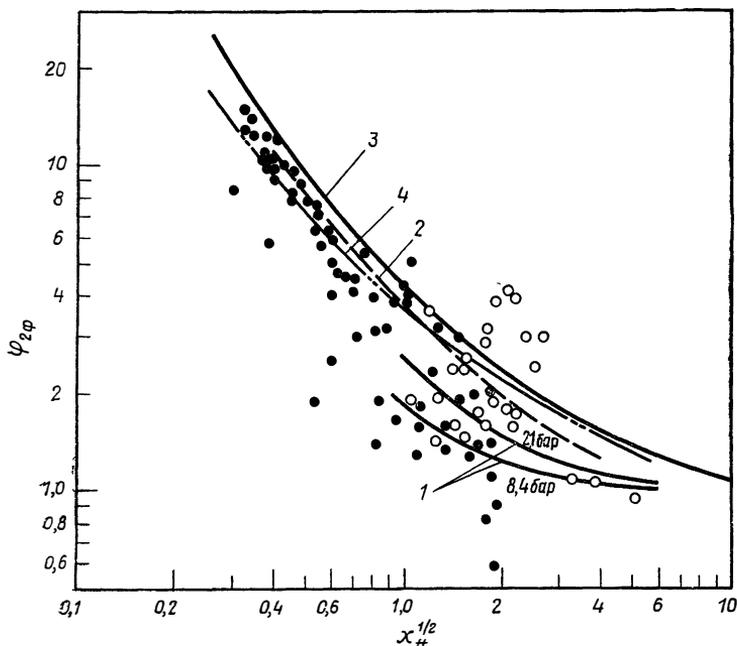


РИС. 11.4. Данные Ричардса и др. ( $H_2$ ) [4] и Шена и Чжао ( $N_2$ ) [5].

1 — однородная модель для водорода при 2,1 и 8,4 бар; 2 — однородная модель для азота при 1,18 бар; 3 — соотношение Локарта — Мартинелли,  $\Psi_{2\phi} = (1 - \alpha)^{-1}$ ; 4 — соотношение  $\Psi_{2\phi} = (1 - \alpha)^{-0,875}$ ;

○ данные для водорода [4]; ● данные для азота [5].

ную долю измеренных потерь полного давления. В этом случае предыдущие замечания относительно того, что должна быть проявлена осторожность при сравнении потерь давления в предположении однородности потока и для модели со скольжением, еще более уместны. Хотя конкретные условия получения данных в работах [4] и [5] не сообщаются, из текста можно заключить, что данные лежат в диапазоне, соответствующем моделям однородной среды (рис. 11.4). Очевидно, что некоторые из вышеприведенных результатов лучше согласуются с моделью однородного потока [формула (11-29)] при больших значениях  $\chi_{tt}$ . Это можно видеть и для данных Ла Харпа и др. [6], приведенных на рис. 11.5. Ограниченные данные, полученные для гелия I при атмосферном давлении в трубках с внутренним диаметром 3 мм в широком диапазоне значений паросодержания на выходе, лучше согласуются с формулой для модели однородного потока, чем с соотношением Локарта — Мартинелли. На несколько более хорошее совпадение с моделью однородного потока указывает и рис. 11.6, где

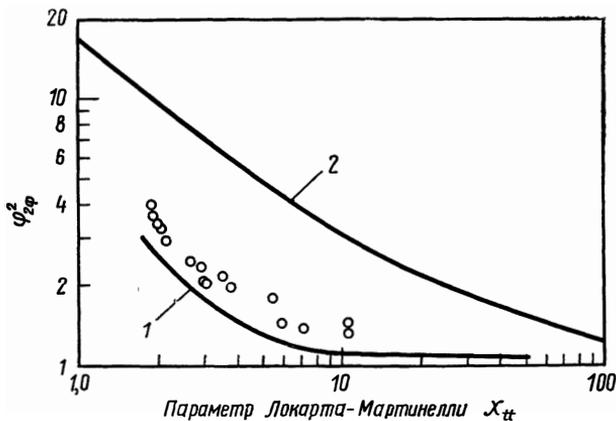


РИС. 11.5. Данные Ла Харпа и др. [6] для гелия I при 1,15 бар.  
 1 — однородная модель; 2 — соотношение Локарта — Мартинелли.

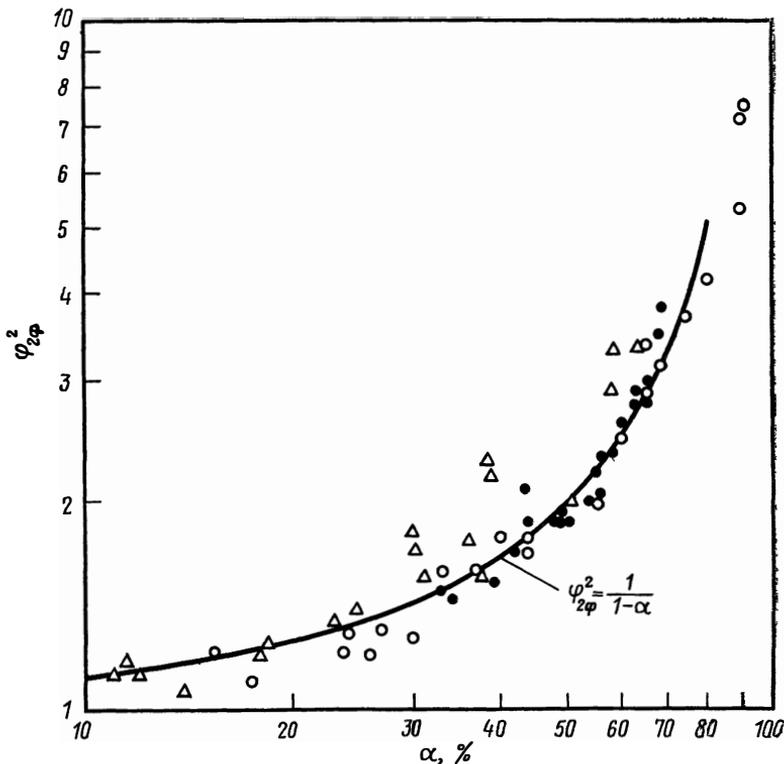


РИС. 11.6. Данные Сагдена и Тиммерхауза [7] для фреона-11.  
 Экспериментальные данные характеризуют полные потери давления в двухфазном потоке; теоретическая модель описывает потери давления на трение в двухфазном потоке.  
 $\Delta$  0,361 кг/(см<sup>2</sup>·с);  $\bullet$  0,259 кг/(см<sup>2</sup>·с);  $\circ$  0,175 кг/(см<sup>2</sup>·с).

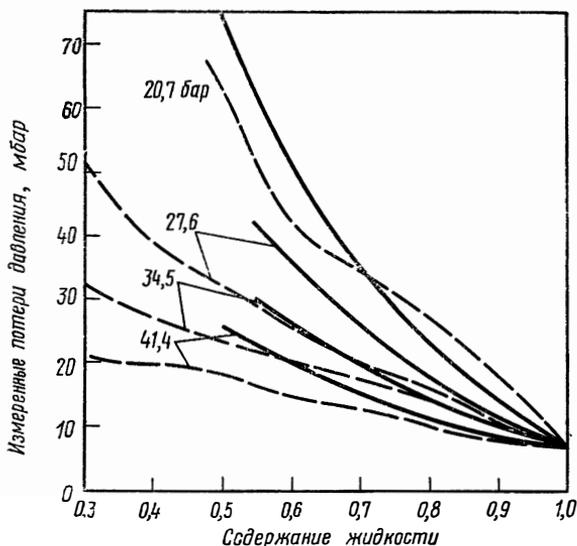


РИС. 11.7. Сравнение данных Лапина и Бауэра с теорией.

— — — данные для метана [8]; ——— однородная модель.

данные Сагдена и Тиммерхауза [7] сравниваются с формулой (11-29) в том диапазоне объемных паросодержаний, где можно предположить однородность течения<sup>1</sup>. Наконец, Лапин и Бауэр [8] представили данные по потерям давления в двухфазном потоке для азота при высоком давлении и метана, которые значительно отклоняются от соотношения Локарта — Мартинелли. Однако большая часть этих данных в диапазоне малых объемных паросодержаний согласуется также с моделью однородного потока. Такое сравнение некоторых характерных данных для метана из работы [8] представлено на рис. 11.7. Эти данные фактически охватывают широкий диапазон содержания жидкой фазы, и резкие изменения данных на исходных графиках могут навести на мысль об изменении режима течения.

Таким образом, очевидно, что необходимы дополнительные данные по содержаниям жидкой фазы и потерям давления в двухфазных криогенных потоках, более подробное освещение условий эксперимента и соответствующая корректировка результатов. Однако имеющиеся данные позволяют рекомендовать для расчета потерь давления в двухфазном потоке некоторые простые модели, если принять во внимание режим течения.

<sup>1</sup> Предполагалось, что объемные паросодержания в опытах работы [7] соответствуют однородному течению. Это, вероятно, нереально при  $\alpha > 0,6$ .

### 11.3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ СЖАТИЯ

Насколько известно авторам, экспериментальные данные по распространению волны сжатия в двухфазной криогенной среде отсутствуют, за исключением двух исследований вблизи критической точки [21, 22]. Поэтому в настоящем разделе будут обсуждаться аналитические методы, которые подтверждены экспериментами в системах воздух — вода и пар — вода и которые, как можно полагать, применимы и к криогенным жидкостям.

Одномерное выражение для скорости распространения волны сжатия в неподвижной двухфазной равновесной среде может быть выведено с использованием законов сохранения количества движения и массы (11-1) и (11-2) [23]. Это выражение может быть записано в виде

$$\alpha_{2ф} = [(1-x)\rho_r + x\rho_{ж}]^2 \left[ x\rho_{ж}^2 \frac{d\rho_r}{dp} + (1-x)\rho_r^2 \frac{d\rho_{ж}}{dp} - (\rho_{ж} - \rho_r)\rho_{ж}\rho_r \frac{dx}{dp} + x(1-x)(\rho_{ж} - \rho_r)\rho_r\rho_{ж} \frac{dk}{dp} \right]^{-1}. \quad (11-33)$$

Производные  $d\rho_r/dp$ ,  $d\rho_{ж}/dp$ ,  $dx/dp$  и  $dk/dp$  в формуле (11-33) определяются скоростями межфазных процессов переноса тепла, массы и количества движения. Величины этих скоростей переноса зависят в основном от режима течения, частоты волн и типа возмущения. Необходимо также провести различие между временем, связанным с первым изменением давления в системе (скорость фронта волны), и временем достижения в системе пика давления (амплитудная характеристика). Обычно в литературе приводятся данные, относящиеся к скорости фронта волны от единичного импульса. Модели, приведенные ниже, также относятся к таким скоростям фронта волны.

Для всех, кроме самых малых, объемных паросодержаний сжимаемостью жидкости можно пренебречь, т. е. жидкость можно считать несжимаемой;

$$d\rho_{ж}/dp = 0. \quad (11-34)$$

Как было теоретически показано в работах [24, 25] и экспериментально продемонстрировано в работе [26], для больших объемов газа или пара скорость межфазной теплопередачи мала, и в качестве первого приближения можно полагать, что состояние газовой фазы является изэнтропическим

$$d\rho_r/dp = \rho_r/\gamma p = 1/a_r^2. \quad (11-35)$$

В трех различных исследованиях [26—28] измерялись скорости фронта волны в равновесных смесях пар — вода с малым паросодержанием и было обнаружено, что скорости переноса массы для таких систем пренебрежимо малы. Для области с малым паросо-

держанием, для которой член в уравнении (11-33), выражающий перенос массы, есть величина первого порядка, обычно предполагается

$$dx/dp=0. \quad (11-36)$$

Формула (11-36) указывает на то, что однокомпонентная система пар — вода и двухкомпонентная система воздух — вода ведут себя одинаково.

Подставляя выражения (11-34)—(11-36) в формулу (11-33), можно записать скорость распространения волны сжатия в виде

$$a_{2\phi}^2 = \left\{ \left[ \alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{г}}} \right] \frac{1}{a_{\text{г}}^2} + \alpha(1-\alpha)(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) \frac{dk}{dp} \right\}^{-1}. \quad (11-37)$$

### 11.3.1. Пузырьковое течение

Как показано в работах [25] и [30], единственным важным механизмом переноса количества движения за фронтом волны является присоединенная масса дискретной фазы. В пузырьковых течениях присоединенная масса пузырька велика, и в качестве первого приближения можно считать, что перенос количества движения происходит при условии

$$dk/dp=0. \quad (11-38)$$

Подстановка (11-38) в (11-37) дает

$$a_{2\phi}/a_{\text{г}} = [\alpha^2 + \alpha(1-\alpha)(\rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{г}})]^{-1/2}. \quad (11-39)$$

Этот результат известен в литературе под названием однородной замороженной модели.

### 11.3.2. Расслоенные, кольцевые и эмульсионные течения

Для эмульсионных течений присоединенная масса капли мала, и ею можно пренебречь, а в случае гладких поверхностей раздела для расслоенных, кольцевых и стержневых течений эффекты присоединенных масс вообще отсутствуют. При таких режимах течения могут быть записаны отдельные уравнения движения для каждой из фаз в виде

$$dp + \rho_{\text{г}} u_{\text{г}} du_{\text{г}} = 0 \quad (11-40)$$

и

$$dp + \rho_{\text{ж}} u_{\text{ж}} du_{\text{ж}} = 0. \quad (11-41)$$

По определению имеем

$$dk/dp = (1/u_{\text{ж}}) [(du_{\text{г}}/dp) - k(du_{\text{ж}}/dp)]. \quad (11-42)$$

В переменных Лагранжа  $u_{\text{г}} \approx u_{\text{ж}} \approx a_{2\phi}$ ; следовательно,

$$dk/dp \approx -(1/a_{2\phi}^2) (1/\rho_{\text{г}} - 1/\rho_{\text{ж}}). \quad (11-43)$$

Подстановка выражения (11-43) в формулу (11-37) дает

$$a_{2ф}/a_T = \{1 + [(1-\alpha)/\alpha] (\rho_T/\rho_{ж})\}^{1/2}. \quad (11-44)$$

Более подробное рассмотрение эффекта присоединенной массы в пузырьковых, эмульсионных и волновых кольцевых течениях можно найти в работах [25] и [30].

### 11.3.3. Снарядное течение

Снарядные течения анализировались в работе [23]. Для импульса, распространяющегося через идеализированную систему газ — жидкость, был предложен механизм последовательного распространения

$$a_{2ф}/a_T = a_{ж}/[\alpha a_{ж} + (1-\alpha) a_T]. \quad (11-45)$$

После пересечения первой поверхности раздела между жидкостью и газом амплитуда такого импульса уменьшается почти до нуля, и дальнейшее распространение определяется инерционным механизмом.

Результаты расчетов по формулам (11-39), (11-44) и (11-45) сравниваются с данными работы [26] для смеси воздух — вода в соответствующих режимах течения на рис. 11.8. На рис. 11.9 и 11.10 проводится сравнение данных для пузырьковых и расслоенных течений смеси пар — вода, приведенных в работе [29], с результатами, полученными по формулам (11-39) и (11-44) соответственно. Эксперименталь-

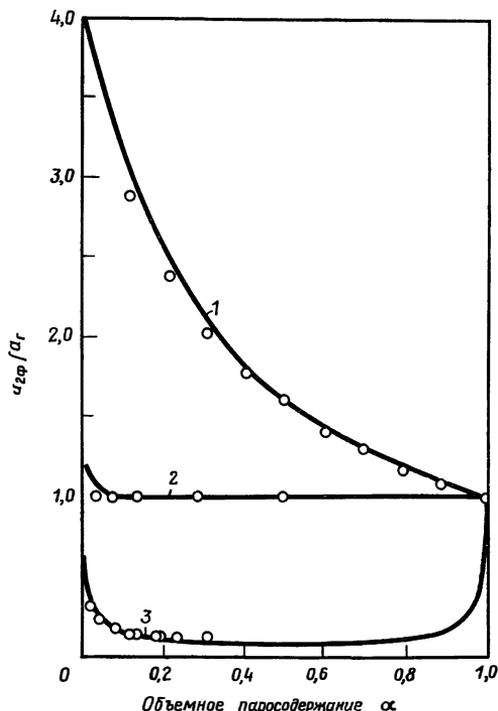


РИС. 11.8. Скорости распространения волны сжатия для снарядных, расслоенных и пузырьковых течений.

- теория;  
 ○ экспериментальные данные.  
 1 — снарядные течения;  
 2 — расслоенные течения;  
 3 — пузырьковые течения.

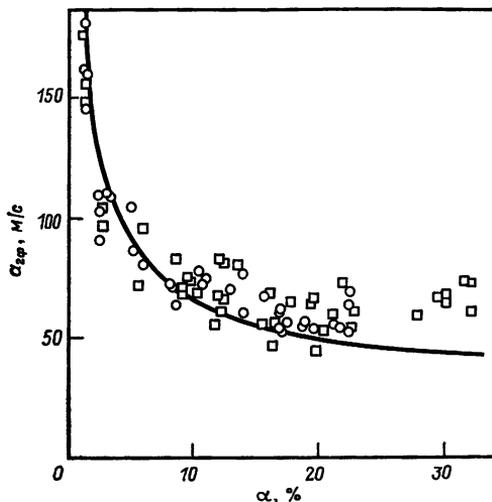


РИС. 11.9. Сравнение данных для пузырькового течения смеси пар—вода с расчетом по формуле (11-39).

Данные для смеси пар—вода соответствуют температуре насыщения  $130 \pm 5$  К.  
 □ импульс сжатия; ○ импульс разрежения.

ные данные Ингланда и др. [31] для эмульсионного течения смеси пар—вода ложатся очень близко к кривой, соответствующей формуле (11-44), подтверждая справедливость сделанного при анализе предположения о

том, что скорость переноса количества движения в этом режиме пренебрежимо мала.

Сравнение рис. 11.8—11.10. показывает, что такой анализ применим как для одно-, так и для двухкомпонентных смесей. Поскольку скоростью переноса массы можно пренебречь, распространение волны сжатия определяется гидродинамическими свойствами смеси. Поэтому следует ожидать, что приведенные результаты будут справедливы и для криогенных жидкостей в соответствующих режимах течения. На рис. 11.11 представлены данные по скорости распространения волны сжатия для расслоенных и пузырьковых двухфазных течений водорода при давлении 0,69 бар.

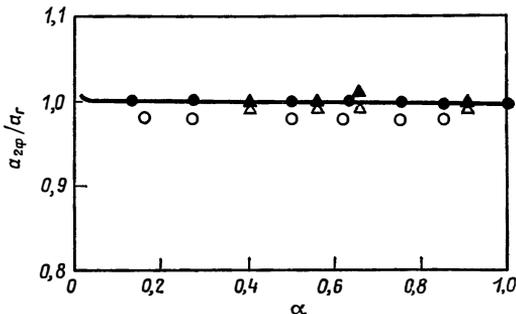


РИС. 11.10. Сравнение данных для расслоенных течений смеси пар—вода с расчетом по формуле (11-44).

1 бар: ● сжатие, ○ разрежение; 3,5 бар: ▲ сжатие, △ разрежение.

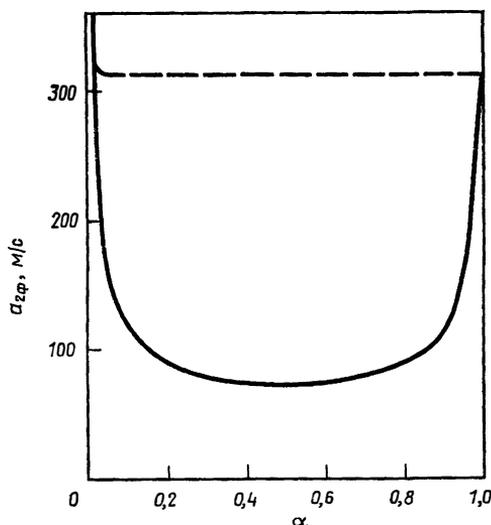


РИС. 11.11. Значения скорости распространения волны сжатия для пузырькового и расслоенного течений двухфазной смеси водорода при давлении 0,69 бар.

— — — формула (11-44); — формула (11-39).

#### 11.4. КРИТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ

Геометрическая форма канала может существенным образом воздействовать на режим течения двухфазной смеси, от которого, как показано в предыдущем разделе, сильно зависит сжимаемость смеси. Рассмотрим сначала среды, которые в начальном состоянии покоя (перед ускорением до залипания) представляют собой либо насыщенный пар, либо двухфазную смесь. При таких условиях геометрия лишь в малой степени влияет на характер течения, и двухфазные течения в каналах различной формы могут быть сведены к идеальному течению в сопле таким же способом, как и для однофазных течений. В последней части этого раздела будет рассмотрено двухфазное критическое истечение жидкостей, находящихся вначале при температуре насыщения или в переохлажденном состоянии; в этом случае геометрия канала играет значительную роль.

Экспериментально было показано, что течение двухфазного сжимаемого фреона-11, фреона-12 или  $\text{CO}_2$  зависит от геометрии канала [32—34]. Этот факт согласуется с экспериментальными данными для смесей пар—вода, и нет оснований ожидать, что для двухфазных критических течений водорода, азота, кислорода и т. п. положение изменится. Модели, которые рассматриваются здесь, взяты из последних работ в этой области, причем особое внимание обращено на роль геометрии канала.

### 11.4.1. Случай двухфазной смеси или насыщенного пара на входе

11.4.1.1. **Сопла.** Как показано в работе [35] и упоминалось в разд. 11.2, расход однокомпонентной двухфазной смеси в критических условиях может быть выражен формулой

$$G_{\text{кр}}^2 = - \left\{ k \left[ [1 + x(k-1)] x \frac{dv_{\Gamma}}{dp} + \{v_{\Gamma} [1 + 2x(k-1)] + \right. \right. \\ \left. \left. + kv_{\text{ж}} [2(x-1) + k(1-2x)]\right] \frac{dx}{dp} + k[1 + x(k-2) - \right. \\ \left. - x^2(k-1)] \frac{dv_{\text{ж}}}{dp} + x(1-x) \left( kv_{\text{ж}} - \frac{v_{\Gamma}}{k} \right) \frac{dk}{dp} \right]^{-1} \Big\}_{\text{кр}}. \quad (11-46)$$

[Это выражение может быть получено подстановкой формул (11-7) и (11-11) в (11-9)]. Производные  $dv_{\Gamma}/dp$ ,  $dv_{\text{ж}}/dp$ ,  $dx/dp$  и  $dk/dp$ , как указывалось в разд. 11.3, определяются скоростями межфазных процессов переноса тепла, массы и количества движения.

В сужающемся сопле ускорение и большие градиенты давления в основном имеют место на участке между сечением сопла с диаметром, в два раза большим критического, и самым критическим сечением. Поэтому в соплах обычной формы время протекания процессов тепло- и массопереноса мало, и этими процессами при расширении можно пренебречь, положив

$$x_{\text{кр}} \approx x_0 \quad (11-47)$$

$$T_{\text{ж,кр}} \approx T_{\text{ж,0}}. \quad (11-48)$$

Результаты измерений истинного объемного паросодержания [36] показывают, что отношения скоростей фаз в смеси пар — вода в длинных трубах постоянного сечения при давлении в критическом сечении  $\sim 3,5$  бар находятся в диапазоне от 1,0 до 1,5. Эти различия скоростей фаз являются результатом различия плотностей, которое уменьшается при увеличении давления. Так как для большинства приложений в криогенной технике характерны довольно высокие значения приведенного давления, то предполагается, что фазовые скорости равны

$$u_{\Gamma} = u_{\text{ж}} = u. \quad (11-49)$$

Справедливость этого приближенного соотношения увеличивается с увеличением давления.

Поскольку члены, характеризующие трение на стенке, теплообмен с окружающей средой и вязкое взаимодействие между фа-

зами, пренебрежимо малы, энтропию системы можно считать постоянной:

$$ds_0 = d[(1-x)s_{ж} + xs_{г}] = 0. \quad (11-50)$$

Этот результат наряду с пренебрежением тепло- и массопереносом между фазами означает, что каждая фаза расширяется изэнтропически:

$$s_{г,0} = s_{г,кр}, \quad s_{ж,0} = s_{ж,кр}, \quad (11-51)$$

$$p_0 v_{г,0}^{\gamma} = p_{кр} v_{г,кр}^{\gamma}, \quad (11-52)$$

$$v_{ж,0} = v_{ж,кр}. \quad (11-53)$$

Результаты измерений температуры для двухфазного критического течения смеси воздух—вода в сопле Вентури [37] свидетельствуют о том, что около критического сечения имеет место интенсивная теплопередача. Следовательно, было бы неверным вычислять производную  $dv_{г}/dp$  по адиабате. Описание реального процесса теплопередачи требует детального знания условий в потоке, которые обычно неизвестны. В качестве компромисса между упрощенным и реальным процессами предполагается, что поведение пара в районе критического сечения может быть описано политропой

$$(dv_{г}/dp)_{кр} = -(v_{г}/np)_{кр}, \quad (11-54)$$

где  $n$  — равновесный показатель политропы, определенный Тангреном и др. [38]:

$$n = \frac{(1-x)(c_{ж}/c_{pг}) + 1}{(1-x)(c_{ж}/c_{pг}) + 1/\gamma}. \quad (11-55)$$

Этот показатель учитывает интенсивную теплопередачу в горловине сопла.

Сжимаемость жидкости обычно пренебрежимо мала, поэтому жидкость можно считать несжимаемой:

$$dv_{ж}/dp = 0. \quad (11-56)$$

Член  $(dk/dp)_{кр}$ , который характеризует скорость передачи количества движения, трудно вычислить, однако, как было показано раньше, этот член оказывает значительное влияние на сжимаемость системы. Вогрин [39] измерил профили отношения осевых скоростей фаз для критического течения смесей воздух—вода в сопле Лавала. Полученные результаты указывают на то, что отношение скоростей имеет минимум в критическом сечении сопла:

$$(dk/dp)_{кр} = 0. \quad (11-57)$$

Подобно местному тепловому потоку, скорость переноса массы в критическом сечении может быть значительной. В работе [36]

было показано, что при равновесном паросодержании, определяемом выражением

$$x_{\text{равн}} = (s_0 - s_{\text{ж,равн}}) / (s_{\text{г,равн}} - s_{\text{ж,равн}}), \quad (11-58)$$

скорости переноса массы на выходе из трубы постоянного сечения для течения смеси пар — вода могут быть описаны соотношением

$$(dx/dp)_{\text{кр}} = N (dx_{\text{равн}}/dp)_{\text{кр}}, \quad (11-59)$$

где

$$N = N(x_{\text{равн}}). \quad (11-60)$$

При малых паросодержаниях, для которых и предназначено это соотношение, оно эквивалентно выражению [35]

$$\left( \frac{1}{s_{\text{г},0} - s_{\text{ж},0}} \frac{ds_{\text{жк}}}{dp} \right)_{\text{кр}} = N \left( \frac{1}{s_{\text{г,равн}} - s_{\text{ж,равн}}} \frac{ds_{\text{жк,равн}}}{dp} \right)_{\text{кр}}. \quad (11-61)$$

Производная  $(ds_{\text{г}}/dp)_{\text{кр}}$  может быть определена из выражения

$$T_{\text{г}} ds_{\text{г}} = dh_{\text{г}} - v_{\text{г}} dp. \quad (11-62)$$

Если предположить, что пар ведет себя как реальный газ и его состояние описывается политропой, определяемой формулой (11-54), то

$$(ds_{\text{г}}/dp)_{\text{кр}} = -(c_{\text{пг}}/p_{\text{кр}}) [(1/n) - (1/\gamma)]. \quad (11-63)$$

Приведенные выше приближенные формулы упрощают выражение для критического расхода:

$$G_{\text{кр}}^2 = \left\{ \frac{x_0 v_{\text{г}}}{np} + (v_{\text{г}} - v_{\text{ж},0}) \left[ \frac{(1 - x_0) N}{s_{\text{г,равн}} - s_{\text{ж,равн}}} \frac{ds_{\text{жк,равн}}}{dp} - \frac{x_0 c_{\text{пг}} [(1/n) - (1/\gamma)]}{p (s_{\text{г},0} - s_{\text{ж},0})} \right] \right\}_{\text{кр}}^{-1}. \quad (11-64)$$

Считается, что функция  $N$  имеет вид, предложенный в работе [36], т. е. является произведением постоянной величины и равновесного паросодержания. Значение постоянной было определено из данных работы [40] для течения смеси пар — вода, так что  $N$  можно выразить в виде

$$N = x_{\text{равн,кр}} / 0,14. \quad (11-65)$$

При значении паросодержания в критическом сечении, превышающем 0,14, функция  $N$  считается равной единице.

Для того чтобы получить решение в зависимости от начальных условий покоя (торможения), к уравнению критического течения добавляется уравнение количества движения, описывающее полное изменение давления. При ограничениях, перечисленных выше, уравнение количества движения может быть записано в виде

$$-(1 - x_0) v_{\text{ж},0} + x_0 v_{\text{г},0} dp = d(u^2/2). \quad (11-66)$$

Уравнение (11-66) может быть проинтегрировано в пределах между начальной областью покоя и критическим сечением, что дает

$$\eta = \left\{ \frac{[(1 - \alpha_0)/\alpha_0] (1 - \eta) + \gamma/(\gamma - 1)}{1/2\beta\alpha_{кр}^2 + \gamma/(\gamma - 1)} \right\}^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (11-67)$$

где

$$\eta = \frac{p_{кр}}{p_0} \quad (11-68)$$

$$\beta = \frac{1}{n} + \left( 1 - \frac{v_{ж,0}}{v_{г,кр}} \right) \left[ \frac{(1 - x_0) N p_{кр}}{x_0 (s_{г,равн} - s_{ж,равн})_{кр}} \left( \frac{ds_{ж,равн}}{dp} \right)_{кр} - \frac{c_{pг} [(1/n) - (1/\gamma)]}{s_{г,0} - s_{ж,0}} \right] \quad (11-69)$$

$$\alpha_0 = \frac{x_0 v_{г,0}}{(1 - x_0) v_{ж,0} + x_0 v_{г,0}} \quad (11-70)$$

$$\alpha_{кр} = \frac{x_0 v_{г,кр}}{(1 - x_0) v_{ж,0} + x_0 v_{г,кр}} \quad (11-71)$$

и

$$v_{г,кр} = v_{г,0} \eta^{-1/\gamma}. \quad (11-72)$$

При заданных параметрах торможения  $p_0$  и  $x_0$  трансцендентное уравнение для критического отношения давлений (11-67) может быть разрешено. Такое решение в неявной форме определяет критический расход.

На рис. 11.12 приведено сравнение результатов расчета по описанной модели с данными работы [41] для двухфазного течения двуокиси углерода в сопле.

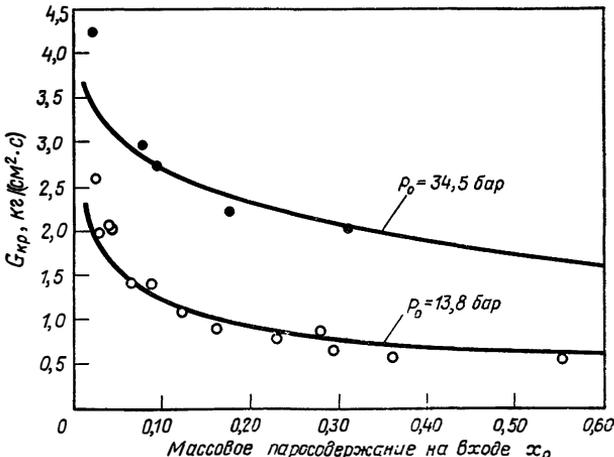


РИС. 11.12. Двухфазное критическое течение двуокиси углерода в сопле.

○ 15,2 >  $p_0$  > 12,4 бар; ● 36,3 >  $p_0$  > 33,5 бар.

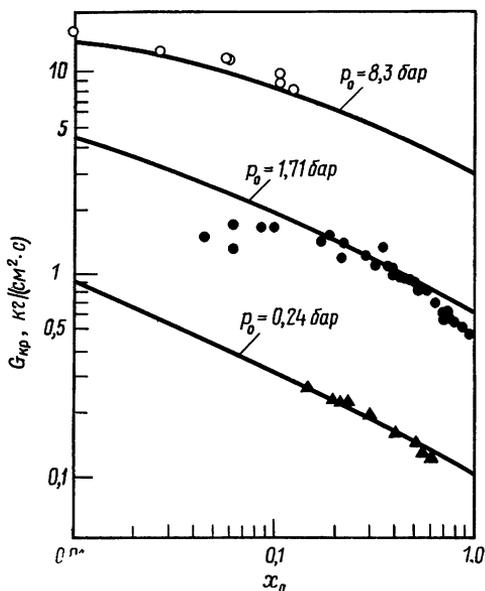


РИС. 11.13. Истечение сжимаемого двухфазного азота из отверстия.  
 ○  $7,3 < p_0 < 9,3$  бар [45]; ●  $1,68 < p_0 < 1,73$  бар [44]; ▲  $0,219 < p_0 < 0,261$  бар [44].

**11.4.1.2. Отверстия и короткие трубы.** Экспериментально было показано, что поток сжимаемой жидкости, истекающей через отверстие с острыми кромками, не запирается; однако он асимптотически приближается к максимальному значению расхода. Для описания таких течений может быть введен коэффициент расхода

$$C = \frac{\text{Фактический расход}}{\text{Критический расход в идеальном сопле}} \quad (11-73)$$

В случае отверстий и коротких труб коэффициент  $C$  для однофазных сжимаемых течений асимптотически стремится к значению 0,84 [42, 43]. Этот коэффициент может быть введен в выражение (11-66) с целью получения формулы для истечения двухфазной сжимаемой жидкости из отверстия. Тогда формулу (11-67) можно записать в виде

$$\eta = \left\{ \frac{[(1 - \alpha_0)/\alpha_0] (1 - \eta) + \gamma/(\gamma - 1)}{1/2C^2\beta\alpha_{кр}^2 + \gamma/(\gamma - 1)} \right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (11-74)$$

Как и ранее, это трансцендентное уравнение можно решить, чтобы определить максимальный расход.

Предполагается, что численное значение коэффициента расхода для однофазной жидкости характеризует также и двухфазные течения. Этот результат для отверстий очень хорошо согласуется с

данными для  $\text{CO}_2$  из работы [41]. На рис. 11.13 описываемая теоретическая модель сравнивается с данными для двухфазного течения азота, приведенными в работе [44].

Представленную выше теорию можно применить для случая, когда на входе находится насыщенный пар, т. е. при  $x_0 = 1$ .

**11.4.1.3. Длинные трубы.** В литературе было предложено несколько теоретических моделей для описания критического течения однокомпонентной двухфазной жидкости в длинной трубе [36, 46—48]. Эти модели дают достаточно точные результаты, если задано давление в сечении запираания, положение которого при конструкторских расчетах обычно неизвестно. Если известны только условия торможения на входе, то рекомендуется применять модель однородного равновесного течения, в которой используется методика определения потерь давления на трение и за счет изменения количества движения в предположении однородности потока, рассмотренная в разд. 11.2, и соотношение (11-9) для сжимаемого течения.

#### 11.4.2. Случай насыщенной или переохлажденной жидкости на входе

**11.4.2.1. Сопла.** Описанная выше модель течения в сопле может быть применена также в тех случаях, когда условия торможения соответствуют насыщенной или переохлажденной жидкости. Для таких случаев  $x_0 = 0$ , и выражение для критического расхода упрощается:

$$G_{\text{кр}}^2 = \left[ (v_{\text{г,равн}} - v_{\text{ж,0}}) \frac{N}{s_{\text{г,равн}} - s_{\text{ж,равн}}} \frac{ds_{\text{ж,равн}}}{dp} \right]^{-1}, \quad (11-75)$$

где  $N$  определяется формулой (11-65). Поскольку до критического сечения сопла пар не образуется, можно предположить, что образующийся пар является насыщенным при местном значении давления. Выражение для критического отношения давлений в таких течениях имеет очень простой вид:

$$\eta = 1 - (v_{\text{ж,0}} G_{\text{кр}}^2 / 2p_0). \quad (11-76)$$

Формулы (11-75) и (11-76) можно объединить, что даст трансцендентное уравнение для критического отношения давлений. Как и ранее, решение для критического отношения давлений позволяет определить критический расход. Эта модель сравнивается на рис. 11.14 с данными для насыщенной и переохлажденной жидкостей, а также с данными для насыщенного пара двуокиси углерода [41]. На рис. 11.15 аналитическое решение сравнивается с экспериментальными данными работы [49] для переохлажденного жидкого азота.

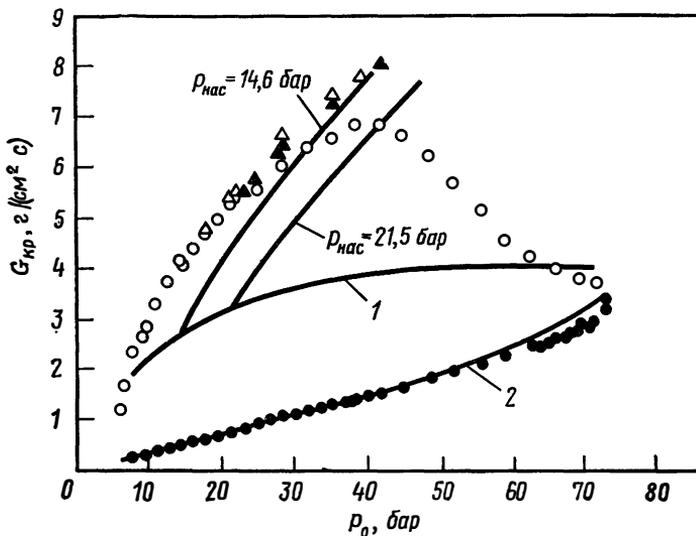


РИС. 11.14. Двухфазное критическое течение насыщенной двуокиси углерода в сопле.

1 — теоретическая зависимость для насыщенной жидкости; 2 — теоретическая зависимость для насыщенного пара.

○ насыщенная жидкость; ● насыщенный пар; △ переохлажденная жидкость,  $\rho_{\text{нас}} = 14,6$  бар; ▲ переохлажденная жидкость,  $\rho_{\text{нас}} = 21,5$  бар.

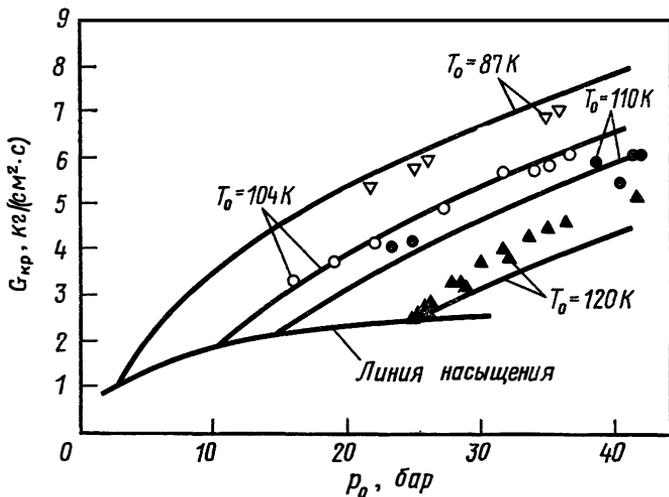


РИС. 11.15. Двухфазное критическое течение переохлажденного жидкого азота в сопле.

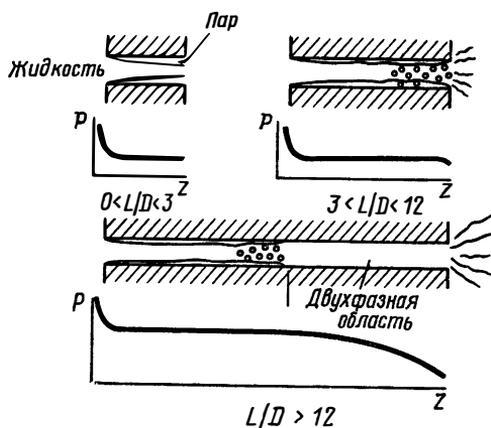


РИС. 11.16. Схемы критического течения насыщенных и переохлажденных жидкостей в коротких трубах.

**11.4.2.2. Отверстия.** Насыщенные или переохлажденные жидкости, истекающие через отверстие с острыми кромками, ведут себя метастабильно, и их расход может быть определен с помощью обычного соотношения для несжимаемой жидкости

$$G = (2\rho_{ж}\Delta p)^{1/2}. \quad (11-77)$$

Это неоднократно подтверждалось для воды и по крайней мере дважды для криогенных жидкостей [50, 51].

**11.4.2.3. Короткие трубы.** Многочисленные экспериментальные данные для фреона и воды показывают, что насыщенные и переохлажденные жидкости, протекающие через короткие трубы (насадки) с острыми кромками на входе и постоянной площадью поперечного сечения, образуют различные картины течения, представленные на рис. 11.16.

При  $0 \leq L/D \leq 3$  картина течения представляет собой струю перегретой жидкости, окруженную практически насыщенным паром. Уравнение количества движения, связывающее давление торможения и давление в критическом сечении, имеет вид

$$p_0 - p_{кр} = G_{кр}^2 v_{ж,0} / 2. \quad (11-78)$$

Перенос массы для такого течения определяется скоростью испарения с поверхности струи жидкости (поверхность имеет температуру насыщения, соответствующую  $p_{кр}$ ). Для решения этой задачи теплопроводности принимается упрощенная конфигурация струи, показанная на рис. 11.17. При решении предполагается, что поток является одномерным и осевые градиенты температуры ма-

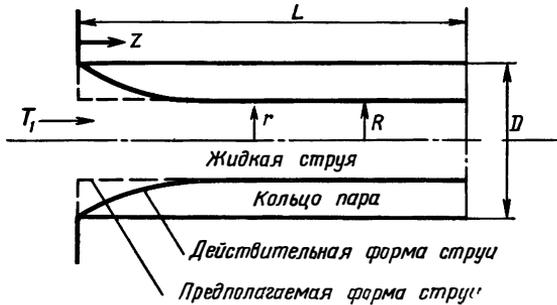


РИС. 11.17. Упрощенная конфигурация струи в короткой трубе.

лы по сравнению с радиальными. Получающиеся в результате уравнение энергии и соответствующие граничные условия имеют вид

$$\frac{1}{ur} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\rho_{ж} c_{ж}}{K} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (11-79)$$

$$r=0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad (11-80)$$

$$r=R, \quad T = T_{\text{нас}}, \quad (11-81)$$

$$z=0, \quad T = T_1. \quad (11-82)$$

Уравнение (11-79) может быть разрешено относительно средней температуры жидкости в критическом сечении:

$$T_{\text{кр}} = T_{\text{нас}} + (T_0 - T_{\text{нас}}) \sum_{n=1}^{\infty} (2/\lambda_n^2) \exp[-(4\lambda_n^2 KL / c_{ж} GD^2)]. \quad (11-83)$$

Соответствующее паросодержание определяется выражением

$$x_{\text{кр}} = (h_1 - h_{\text{кр}}) / (h_{\text{г, равн, кр}} - h_{\text{кр}}), \quad (11-84)$$

где

$$h_1 = h_0 - \frac{1}{2} G^2 v_{ж}^2, \quad (11-85)$$

$$h_{\text{кр}} = c_{ж} T_{\text{кр}}. \quad (11-86)$$

Дифференцирование уравнений (11-83) и (11-84) по давлению показывает, что скорость переноса массы может быть выражена в виде

$$\left( \frac{dx}{dp} \right)_{\text{кр}} = - \frac{x_{\text{кр}}}{T_0 - T_{\text{нас}}} \frac{T_{\text{нас}} v_{\text{г, равн}}}{h_{\text{г, равн}}}. \quad (11-87)$$

Как показано на рис. 11.16, градиент давления в трубе практически равен нулю; поэтому предполагается, что отношение скоростей все время равно единице и  $dk/dp = 0$ .

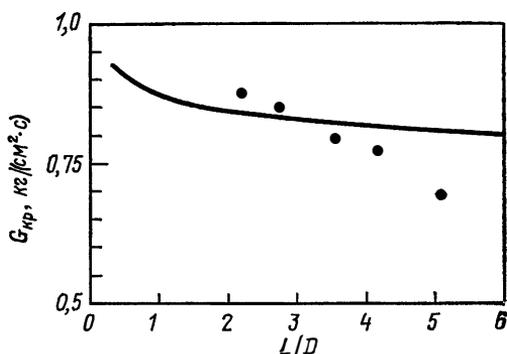


РИС. 11.18. Критическое течение переохлажденного фреона-11 в коротких трубах.

Приведенные выше допущения позволяют выразить критический расход в виде

$$G_{кр}^2 = \left[ x v_{г,равн} \left( \frac{1}{\rho} + \frac{T_{нас} v_{f,равн}}{(T_1 - T_{нас}) h_{f,равн}} \right) \right]_{кр}^{-1}. \quad (11-88)$$

Для определения критического расхода и отношения давлений уравнение (11-88) нужно решить совместно с уравнением (11-78). Расчеты по этой модели сравниваются с данными для фреона-11 на рис. 11.18.

Как можно видеть на рис. 11.16, в диапазоне  $3 < L/D < 12$  струя снаружи разрушается, а внутри ее образуются пузырьки. Единственная модель, разработанная для такой геометрии [52], слишком сложна. Для того чтобы определить параметры течения в таких более длинных трубах, могут быть использованы формулы для коротких труб, что дает значения расхода, завышенные на 15—30%.

**11.4.2.4. Длинные трубы.** При  $L/D \geq 12$  фазы полностью разделяются. В диапазоне  $0 < L/D \leq 12$  давление практически постоянно и количество образовавшегося пара невелико. Поэтому предполагается

$$p_0 - p_{(L/D=12)} = G_{кр}^2 v_{ж,0} / 2C^2 \quad (11-89)$$

и

$$x_{(L/D=12)} = 0. \quad (11-90)$$

Предполагается также, что поток однородный ( $k=1$  и  $dk/dp=0$ ). Выделение газовой фазы при  $L/D > 12$  вызывает дополнительные потери давления, и поэтому уравнение количества движения, связывающее давление торможения и давление в критическом сечении, должно включать эти дополнительные потери. Как было рассмотрено в разд. 11.2, для однородного течения с выделением га-

зовой фазы в трубе постоянного сечения потери давления за счет изменения количества движения могут быть выражены в виде

$$-dp_M = G^2 d[(1-x)v_{ж} + xv_{г}]. \quad (11-91)$$

Поскольку предполагается, что паросодержание равно нулю при  $L/D=12$ , уравнение (11-91) может быть объединено с уравнением (11-89), что дает в результате выражение

$$p_0 - p_{кр} = G_{кр}^2 [v_{ж,0}/2C^2 + x_{кр}(v_{г,кр} - v_{ж,кр})]. \quad (11-92)$$

Предполагается, что скорость переноса массы в критическом сечении дается соотношением, приведенным в работе [36], которое может быть записано в виде

$$dx/dp = N dx_{равн}/dp, \quad (11-93)$$

где

$$N = 20x_{равн}, \quad x_{равн} < 0,05, \quad (11-94)$$

$$N = 1,0, \quad x_{равн} > 0,05, \quad (11-95)$$

а  $x_{равн}$  определяется формулой (11-58).

При таких допущениях выражение для критического расхода принимает вид

$$G_{кр}^2 = [xv_{г}/p - (v_{г} - v_{ж,0}) N (dx_{равн}/dp)]_{кр}^{-1}. \quad (11-96)$$

Здесь предполагается, что пар находится в состоянии термодинамического равновесия и процесс близок к изотермическому:

$$dv_{г}/dp = -v_{г}/p. \quad (11-97)$$

Для того чтобы определить критические параметры из уравнений (11-92) и (11-96), необходимо знать только  $x_{кр}$ . Предполагается, что двухфазная система релаксирует по экспоненциальной зависимости от значения  $x=0$  при  $L/D=12$  до значения для длинной трубы, которое дано в работе [36]:

$$x_{кр} = x_{дл.тр} [1 - e^{-B(L/D-12)}], \quad (11-98)$$

где

$$x_{дл.тр} = Nx_{равн}, \quad (11-99)$$

а  $N$  определяется формулами (11-94) и (11-95). Постоянная  $B$  характеризует затухание влияния входного участка. Критические расходы воды, насыщенной или переохлажденной в начальном состоянии, через трубу с острой входной кромкой были измерены в диапазоне изменения отношения длины трубы к диаметру от 0 до 625 [53]. Эти экспериментальные результаты показывают, что влияние входного участка пренебрежимо мало при  $L/D > 100$ . Поэтому постоянная  $B$  определяется из условия

$$x_{кр} = 0,99x_{дл.тр} \quad \text{при} \quad L/D = 100. \quad (11-100)$$

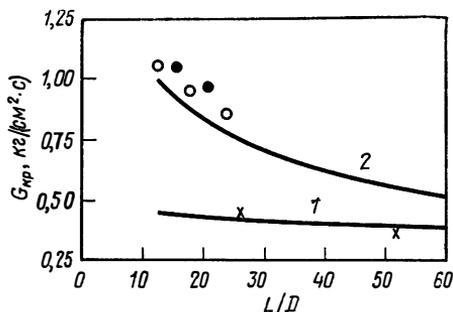


РИС. 11.19. Критическое течение насыщенных или переохлажденных фреона-11 и фреона-12 в длинных трубах.

Данные для фреона-12 соответствуют насыщению при  $p_0 = 6,42$  бар:  $\circ$  диаметр 2,2 мм,  $\bullet$  диаметр 2,4 мм. Данные для фреона-11 соответствуют  $p_0 = 1,03$  бар,  $p_g = 0,92$  бар ( $T_0 = 294$  К) и диаметру 3,0 мм.  
1 — фреон-11; 2 — фреон-12.

Совместное использование выражений (11-92), (11-96), (11-98) и (11-100) позволяет определить критическое течение в трубах при  $12 \leq L/D \leq 100$ . Результаты этой теоретической модели сравниваются с экспериментальными данными для фреона из работ [32] и [54] на рис. 11.19.

В работах [55] и [56] более подробно рассматриваются модели течений в коротких и длинных трубах для насыщенной жидкости на входе.

## 11.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из предыдущего обсуждения ясно, что для анализа двухфазных систем недостаточно знания местных значений давления и паросодержания. Как было показано в разд. 11.3, конфигурация потока может изменить величину сжимаемости системы на порядок. Поэтому всякий анализ течения двухфазной смеси должен проводиться на основе картины течения, приемлемой для данных условий. Модели, рекомендованные в этом обзоре, охватывают некоторые из наиболее общих конфигураций течений и могут послужить хорошей основой для конструкторских расчетов.

## 11.6. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь;
- $a$  — скорость распространения волны сжатия;
- $C$  — коэффициент расхода;
- $c$  — удельная теплоемкость;
- $D$  — диаметр;
- $E$  — кинетическая энергия единицы массы;

- $G$  — массовый расход жидкости через единицу площади;  
 $g$  — ускорение силы тяжести;  
 $h$  — энтальпия;  
 $h_f$  — скрытая теплота парообразования;  
 $K$  — коэффициент теплопроводности;  
 $k = u_r/u_{ж}$  — отношение скоростей;  
 $L$  — длина;  
 $N$  — экспериментальный параметр;  
 $n$  — показатель политропы;  
 $p$  — давление;  
 $q$  — тепловая энергия на единицу массы;  
 $R$  — радиус струи;  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $r$  — радиальное расстояние;  
 $s$  — энтропия;  
 $T$  — температура;  
 $u$  — скорость;  
 $v$  — удельный объем;  
 $W$  — массовый расход;  
 $x = W_{г}/(W_{г} - W_{ж})$  — весовое паросодержание;  
 $z$  — осевое расстояние;  
 $\alpha$  — истинное объемное паросодержание;  
 $\gamma$  — показатель адиабаты;  
 $\eta$  — критическое отношение давлений;  
 $\theta$  — угол (отсчитывается от вертикали);  
 $\lambda$  — собственное значение;  
 $\mu$  — вязкость;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\tau$  — касательное напряжение на стенке;  
 $\Psi_{2ф}$  — отношение потерь давления в двухфазном потоке к потерям давления при однофазном течении жидкости;  
 $\chi_{tt}$  — параметр Локарта — Мартинелли.

### Индексы

- $F$  — трение;  
 $f$  — насыщенная жидкость (насыщенный пар);  
 $M$  — количество движения;  
 $p$  — постоянное давление;  
 $г$  — газ (пар);  
 дл.тр — длинная труба;  
 $ж$  — жидкость;  
 $к$  — кинетическая энергия;  
 $кр$  — критический;  
 нас — насыщение;  
 одн — однородная среда;

равн — равновесие;

0 — начальные условия (условия торможения);

2ф — двухфазное течение.

## 11.7. ЛИТЕРАТУРА

1. Lockhart R. W., Martinelli R. C., *Chem. Eng. Prog.*, **45**, 39 (1949).
2. Martinelli R. C., Nelson D. B., *Trans. ASME*, **70**, 695 (1948).
3. Hatch M. R., Jacobs R. B., *AIChE J.*, **8**, 18 (1962).
4. Richards R. J., Stewart W. G., Jacobs R. B., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York, 1960, p. 103.
5. Shen P. S., Jao Y. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York, 1969, p. 378.
6. La Harpe A., Lehongre S., Mollard J., Johannes C., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York, 1969, p. 170.
7. Sugden R. P., Timmerhaus K. D., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1969, p. 420.
8. Lapin A., Bauer E., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1967, p. 409.
9. Levy S., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **82** (5), 113 (1960).
10. Bankoff S. G., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **82** (4), 265 (1960).
11. Арманд А. А., *Известия Всесоюзного теплотехнического института*, № 1, стр. 16 (1946).
12. Wallis G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1969, p. 51.
13. Wallis G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1969, p. 325.
14. Fauske H. K., in *Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Stanford, California, Stanford Univ. Press, 1961.
15. Graham R. W., Hendricks R. C., Hsu Y. Y., Friedman R., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York, 1961, p. 517.
16. Fauske H. K., Grolmes M. A., *Modeling of Liquid Vapor Metal Flows with Non-Metallic Fluids*, ASME Paper 70-HT-21, 1970.
17. Lottes P. A., Flinn W. S., *Nucl. Sci. Eng.*, **1**, 461 (1956).
18. Richardson B. L., ANL-5949, 1958.
19. Rose S. C., Jr., Griffith P., ASME Paper 65-HT-58, 1965.
20. Hatch M. R., Jacobs R. B., Richards R. J., Boggs R. N., Phelps G. R., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 4, Plenum Press, New York, 1958, p. 357.
21. Williamson R. C., Chase C. E., *Phys. Rev.*, **176** (1), 285 (1968).
22. Van Dael W., van Isterbeek A., Thoen J., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1966, p. 754.
23. Henry R. E., Grolmes M. A., Fauske H. K., in *Cocurrent Gas-Liquid Flow* (Rhodes and Scott, eds.), Plenum Press, New York, 1969, p. 1.
24. Fauske H. K., in *Proc. Symposium on Two-Phase Dynamics*, Eindhoven, Netherlands, 1967.
25. Henry R. E., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series, Heat Transfer*, **66**, 1 (1970).
26. Hamilton L. J., Ph. D. Dissertation, Nuclear Engineering, Dept., Univ. of California, 1968.
27. Karplus H. B. ARF 4132-12, 1961.
28. Семенов Н. И. Костерин С. И., *Теплоэнергетика*, **11**, № 6, стр. 59 (1964).
29. Grolmes M. A., Fauske H. K., *Nucl. Eng. Design*, **11**, 137 (1969).
30. Henry R. E., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series, Convective and Interfacial Heat Transfer*, **67**, 38 (1971).
31. England W. G., Firey J. C., Trapp O. E., *I&EC Process Design and Dev.*, **5**, 198 (1966).

32. Fauske H. K., Min T. C., ANL-6667, Argonne National Laboratory, 1963.
33. Pasqua P. F., *Refrigerating Eng.*, **61**, 1084A (1953).
34. Hesson J. C., Peck R. E., *AIChE J.*, **4**, 207 (1958).
35. Henry R. E., Fauske H. K., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **93** (2), 179 (1971); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 2, стр. 47 (1971).
36. Henry R. E., ANL-7430, Argonne National Laboratory, 1968.
37. Smith R. V., Cousins L. B., Hewitt G. F., AERE-R5736, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, 1968.
38. Tangren R. F., Dodge C. H., Seifert H. S., *J. Appl. Phys.*, **20**, 736 (1949).
39. Vogrin J. A., ANL-6754, Argonne National Laboratory, 1963.
40. Starkman E. S., Schrock V. E., Neusen V. E., Maneely D. J., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **86D**, 247 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. D, Теоретические основы инж. расчетов*, № 2, 100 (1964).
41. Hesson J. C., Ph. D. Dissertation, Illinois Institute of Technology, 1957.
42. Perry J. A., Jr., *Trans. ASME*, **71**, 757 (1949).
43. Arnberg B. T., *J. Basic Eng.*, **84**, 447 (1962).
44. Campbell H. M., Overcamp T. J., NASA TMX-53492, 1966.
45. Bonnet F. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York, 1966, p. 427.
46. Fauske H. K., ANL-6633, Argonne National Laboratory, 1962.
47. Levy S., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **87C**, 53 (1965); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 64 (1965).
48. Moody F. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **87C**, 134 (1965); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 160 (1965).
49. Simoneau R. J., Henry R. E., Hendricks R. C., Watterson R., NASA TMX-67863, Lewis Research Center, 1971.
50. Richards R. J., Jacobs R. B., Pestalozzi W. J., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 4, Plenum Press, New York, 1958, p. 272.
51. Brennan J. A., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 9, Plenum Press, New York, 1963, p. 292.
52. Edwards A. K., AHSD(S), R147, United Kingdom Atomic Energy Authority, 1968.
53. Uchida H., Nariai H., in *Proc. of the Third International Heat Transfer Conference, AIChE*, Vol. 5, 1966, p. 1.
54. Paqua P. F., Ph. D. Dissertation, Dept. of Mech. Eng., Northwestern Univ., 1952.
55. Henry R. E., *Nucl. Sci. Eng.*, **41**, 336, 1970.
56. Henry R. E., to be published as an Argonne National Laboratory Report.

## ВЫНУЖДЕННЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЯХ<sup>1</sup>

К. Вильямсон мл., Ф. Эдескути<sup>2</sup>

### 12.1. ВВЕДЕНИЕ

Теплопередача в двухфазном течении представляет значительный интерес для криогенной техники. Поскольку теплота испарения для большинства криогенных жидкостей мала (приблизительно 20—420 Дж/г), при подводе тепла паросодержание быстро изменяется. Поэтому двухфазное течение может иметь место на относительно коротком участке, положение которого при наличии колебаний даже иногда бывает трудно определить. Во всяком случае, паросодержание в потоке криогенной жидкости изменяется очень быстро, что усложняет расчет. Бартлит [1]<sup>1</sup> разработал метод определения соответствующего среднего весового паросодержания для водорода, который применяется при расчетах теплопередачи, что позволяет обойтись без использования итерационной процедуры.

Для описания данных по вынужденному конвективному теплообмену в двухфазных течениях обычно используются два приближенных метода. В одном из них просто комбинируются уравнения для кипения в большом объеме с уравнениями для вынужденного конвективного теплообмена в однофазном потоке. При такой процедуре могут потребоваться, а могут и не потребоваться весовые коэффициенты для каждого из двух членов. Во втором, более сложном методе для получения поправочного коэффициента к уравнению однофазного течения типа Диттуса — Бёльтера используется параметр Мартинелли  $\chi_{tt}$ . Вкратце будут рассмотрены и другие методы, применяемые для описания теплопередачи в двухфазных потоках.

Безразмерными параметрами, обычно использующимися при таких описаниях, являются числа Нуссельта, Рейнольдса, Пранд-

<sup>1</sup> Работа выполнена при содействии Комиссии по атомной энергии США.

<sup>2</sup> K. D. Williamson, Jr., F. J. Edeskuty, Лос-Аламосская научно-исследовательская лаборатория Калифорнийского университета, Лос-Аламос, шт. Нью-Мексико.

тля и Стермана (последнее выражается в виде отношения радиального массового расхода пара, образовавшегося у стенки, к осевому массовому расходу в трубке и представляет собой параметр кипения). Для правильного вычисления этих величин необходимо использовать либо свойства пристеночной пленки, либо средние свойства жидкости, либо комбинацию того и другого. Хотя имеются соотношения для теплопередачи как при пузырьковом, так и при пленочном кипении, влияние конкретных режимов течения (гл. 4) ни экспериментально, ни теоретически не исследовалось.

## 12.2. ЧАСТИЧНОЕ ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ, ИЛИ ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ С НЕДОГРЕВОМ

Для этого режима течения в криогенных жидкостях имеется очень мало данных; поэтому в настоящем разделе рассмотрение будет ограничиваться соотношениями, полученными из экспериментов с обычными жидкостями. Для определения точки начала кипения может быть использовано уравнение (5-9). На начальной стадии пузырькового кипения криогенных жидкостей разность  $T_w - T_{\text{нас}}$  редко превышает значение 2 К, которое для систем с низким давлением ( $\sim 1,5$  бар) соответствует максимальному тепловому потоку для начала кипения приблизительно 1 Вт/см<sup>2</sup>. Это значение представляется вполне реалистичным, если принять во внимание имеющиеся данные по кипению криогенных жидкостей в большом объеме.

Берглиз и Розенов [2] разработали интерполяционную методику для построения кривой частичного пузырькового кипения, показанную на рис. 12.1. Соответствующий этой методике тепловой поток при частичном пузырьковом кипении  $(Q/A)_{\text{PNB}}$  определяется формулой

$$(Q/A)_{\text{PNB}} = (Q/A)_{\text{FC}} \left\{ 1 + \left[ \frac{(Q/A)_{\text{NB}}}{(Q/A)_{\text{FC}}} \left( 1 - \frac{(Q/A)_{\text{BI}}}{(Q/A)_{\text{NB}}} \right) \right]^2 \right\}^{1/2} = h\Delta T. \quad (12-1)$$

Здесь  $(Q/A)_{\text{FC}}$  представляет собой тепловой поток при вынужденной конвекции к некипящей жидкости, вычисленный для всей жидкости в целом. Коэффициент теплоотдачи  $h_{\text{FC}}$  вычисляется по соотношению

$$h_{\text{FC}} = 0,023 \text{Re}_b^{0,8} \text{Pr}_b^{0,4} k_b / D = (Q/A)_{\text{FC}} / \Delta T, \quad (12-2)$$

в котором все свойства берутся при среднемассовой температуре жидкости. Кривая для полностью развитого пузырькового кипения  $(Q/A)_{\text{NB}}$  была получена из экспериментальных данных работы [2]. Однако для криогенных жидкостей предполагается, что значения  $(Q/A)_{\text{NB}}$  вычисляются по одному из соотношений, приведенных в гл. 5. Величина  $(Q/A)_{\text{BI}}$  представляет собой тепловой поток при полностью развитом пузырьковом кипении в точке на-

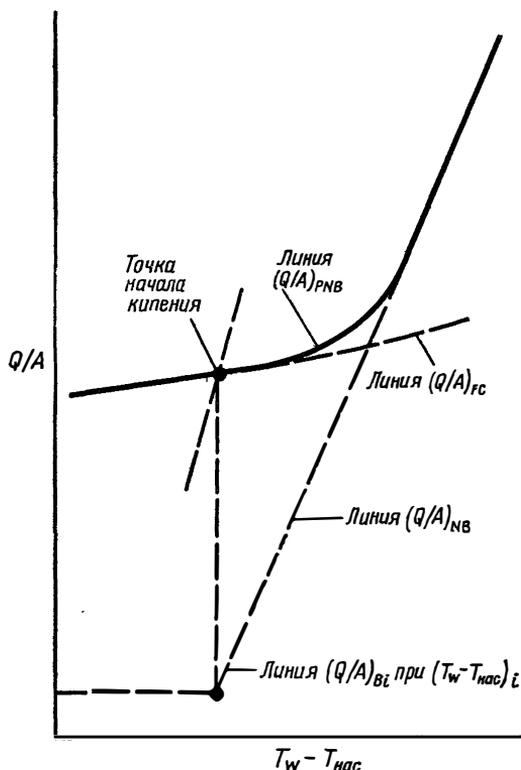


РИС. 12.1. Интерполяционная методика построения кривой частичного пузырькового кипения [2].

чала кипения  $T_w - T_{нас}$ . Необходимо отметить, что эти формулы для криогенных жидкостей не были подтверждены экспериментально, и, наоборот, было экспериментально показано [3], что выражение (12-2) без поправочных коэффициентов для криогенных жидкостей не справедливо. Поэтому уравнение (12-2) в рассматриваемом случае следует заменить уравнениями, представленными в гл. 3 и разработанными специально для криогенных жидкостей. Аналогичные интерполяционные методики были разработаны Макадамсом и др. [4], Кутателадзе [5] и Форстером и Грейфом [6].

### 12.3. ПОЛНОСТЬЮ РАЗВИТОЕ ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ

Было проведено несколько экспериментов с использованием криогенных жидкостей в режиме полностью развитого пузырькового кипения. Среди них следует отметить работы Райта и Уол-

терса [7] (водород), Дина и Томпсона [8] (азот), Ричардса и др. [9] (азот и водород), Сидоряка и Робертса [10] (гелий) и Чи [11] (водород). Однако все эти исследователи, за исключением Райта и Уолтерса, либо используют необычную геометрическую форму поверхности нагрева, либо сообщают отрывочные сведения. По этой причине в дальнейшем большей частью используются соотношения для некриогенных жидкостей.

Наиболее простым приближением на первый взгляд является использование соотношений для кипения в большом объеме, таких, как уравнения Форстера и Грейфа [6], Гилмура [12], Кутателадзе [13], Лабунцова [14] и Минченко [15]. Однако было показано, что такие соотношения пригодны лишь для случаев малого расхода, соответствующих кипению в большом объеме, и случаев больших тепловых потоков, когда пузырьки начинают заполнять всю поверхность нагрева независимо от расхода [16].

В 1953 г. Розенов [17] предположил, что может дать хорошие результаты соотношение, в котором объединяются член, описывающий вынужденную конвекцию некипящей жидкости [уравнение (12-2)], и член, описывающий кипение в большом объеме, т. е.

$$(Q/A)_{NB} = (Q/A)_{FC} + (Q/A)_{PB}. \quad (12-3)$$

Здесь  $(Q/A)_{PB}$  рассчитывается по соответствующему выражению для кипения в большом объеме, приведенному в гл. 5. Джарратано и Смит [18] пришли к соотношению аналогичного вида, а именно

$$h_{NB} = h_{FC} + h_{PB}, \quad (12-4)$$

в котором первый член правой части выражается в виде

$$h_{FC} = 0,023 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,4} k_{ж} / D, \quad (12-5)$$

где

$$Re_{ж} = DG_{\Sigma} / \mu_{ж} \quad (12-6)$$

и

$$Pr_{ж} = (C_p)_{ж} \mu_{ж} / k_{ж}, \quad (12-7)$$

а второй член — в виде

$$h_{PB} = 1,9 \cdot 10^{-9} \left[ \frac{k_{ж} \rho_{ж}^{1,282} p^{1,75} (C_p)_{ж}^{1,5}}{(\lambda \rho_{ж})^{1,5} \sigma^{0,906} \mu_{ж}^{0,625} g^{0,5315}} \right] \Delta T^{1,5}. \quad (12-8)$$

Уравнение (12-8) представляет собой уравнение Кутателадзе [13] для кипения в большом объеме.

<sup>1</sup> При преобразовании исходной формулы (11-21) из работы С. С. Кутателадзе [13] к виду (12-8) в оригинале были допущены неточности. Здесь эти неточности исправлены. — *Прим. ред.*

Вместо уравнения (12-5) для вычисления  $h_{FC}$ , возможно, лучше использовать соотношение из гл. 3. В единственном опубликованном сообщении о применении соотношения (12-4) к криогенным жидкостям [18] величину  $h_{FC}$  вычисляли по формуле (12-5). Расчеты с использованием величины  $h_{FC}$ , определенной специально для криогенных данных, не проводилось.

На основе данных по некриогенным жидкостям Чен [19] предложил уравнение, которое представляет собой суперпозицию членов с различными весовыми коэффициентами и учитывает взаимодействие между пузырьками пара и движущейся жидкостью; это уравнение имеет вид

$$(Q/A)_{NB} = h_{FC} (T_w - T_{нас}) F + (Q/A)_{PB} S, \quad (12-9)$$

где  $h_{FC}$  вычисляется по соответствующей формуле, например формуле (12-2) (см. гл. 3), а  $(Q/A)_{PB}$  определяется из уравнения Форстера—Зубера [20]

$$Nu_{PB} = (Q/A)_{PB} D / \Delta T k_{ж} = 0,0015 Re^{0,62} Pr_{ж}^{0,33}, \quad (12-10)$$

которое после преобразования сводится к виду

$$(Q/A)_{PB} = 0,0015 (k_{ж} \Delta T / D) Re^{0,62} Pr_{ж}^{0,33}. \quad (12-11)$$

В этом уравнении характерный размер  $D$  получается из рассмотрения динамики пузырьков и определяется выражением

$$D = \frac{\Delta T_{нас} (C_p)_{ж} \rho_{ж} (\pi a)^{1/2}}{\lambda_{\pi}} \left( \frac{2\sigma}{\Delta p} \right)^{1/2} \left( \frac{\rho_{ж}}{\Delta p} \right)^{1/4}, \quad (12-12)$$

число Рейнольдса определяется по формуле

$$Re = \left( \frac{\rho_{ж}}{\mu_{ж}} \right) \left( \frac{\Delta T_{нас} (C_p)_{ж} \rho_{ж} (\pi a)^{1/2}}{\lambda_{\pi}} \right)^2, \quad (12-13)$$

а число Прандтля — по формуле

$$Pr_{ж} = (C_p)_{ж} \mu_{ж} / k_{ж}. \quad (12-14)$$

Значения поправочных коэффициентов  $F$  и  $S$  в формуле (12-9) приведены на рис. 12.2 и 12.3. Отметим, что оба эти коэффициента являются функциями паросодержания жидкости  $x$ . При приближении к случаю течения чистой жидкости ( $x=0$ ) коэффициент  $F$  становится равным единице, а  $S$  стремится к нулю для больших чисел Рейнольдса и к единице для малых чисел Рейнольдса. Это означает, что, как и следовало ожидать, эффекты кипения в большом объеме пренебрежимо малы при больших расходах. Необходимо проявлять осторожность при использовании этих уравнений в области больших паросодержаний, поскольку переход к течению чистого газа не является гладким. Кроме того, когда присутствуют лишь малые объемы жидкости (большое паросодержание),

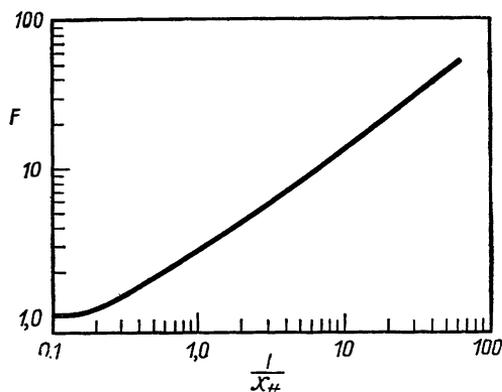


РИС. 12.2. Поправочный коэффициент  $F$  [19], используемый в формуле (12-9).

сомнительно, чтобы стенки смачивались; поэтому применение соотношений для пузырькового кипения, вероятно, не имеет смысла.

Кутателадзе [21] предложил уравнение следующего вида:

$$h_{NB} = h_{FC} [1 + (h_{PB}/h_{FC})^n]^{1/n}. \quad (12-15)$$

Воспользовавшись данными Райта и Уолтерса [7], Джарратано и Смит [18] испробовали различные значения  $n$  от 0,7 до 2,0. Наилучшие результаты были получены при  $n=2$ . В той же работе было проведено сравнение результатов, полученных по формулам (12-4), (12-9) и (12-15). Было найдено, что среднеквадратич-

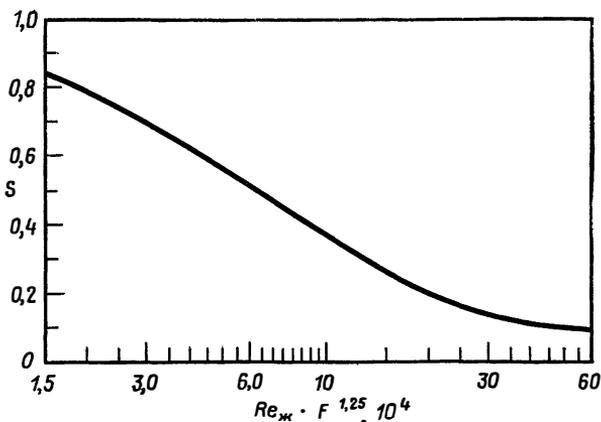


РИС. 12.3. Поправочный коэффициент  $S$  [19], используемый в формуле (12-9).

ная погрешность при сравнении с данными Райта и Уолтерса составляет 0,400 для формулы (12-4), 0,415 для формулы (12-9) и 0,338 для формулы (12-15) (табл. 12.1 в конце главы).

#### 12.4. ПЕРЕХОДНЫЙ РЕЖИМ КИПЕНИЯ

К настоящему времени проведено значительное количество исследований как кипения в большом объеме, так и пузырькового кипения при максимальных тепловых потоках в условиях вынужденной конвекции (гл. 6), а также ряд исследований переходного явления Лейденфроста (см. [22]) при кипении в большом объеме (для некриогенных жидкостей). Никто из исследователей не обращался к изучению переходной области при вынужденной конвективной теплопередаче в криогенных жидкостях. Экспериментальные исследования в этой области всегда трудны, а в случае криогенных жидкостей, кипящих при низких температурах, особенно, поскольку переходный режим охватывает область малых  $\Delta T$ , составляющих примерно 1 К для гелия, 5 К для водорода, 8 К для азота и 30 К для кислорода.

#### 12.5. УСТОЙЧИВОЕ ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ

Когда разность температур между стенкой и массой жидкости увеличивается, испарение становится настолько быстрым, что вся поверхность теплопередачи покрывается паром. Такие условия (плёночное кипение) приводят к уменьшению коэффициента теплоотдачи. В случае криогенных жидкостей значение разности температур  $\Delta T$  между стенкой и объемом жидкости, необходимое для установления плёночного кипения, невелико ( $\leq 50$  К). Этот факт в сочетании с низкими значениями температуры жидкости позволяет проводить экспериментальные исследования двухфазной теплопередачи в более широком диапазоне без повреждения оборудования вследствие прогара или перегрева.

В результате исследований теплопередачи при плёночном кипении криогенных жидкостей было получено несколько корреляционных соотношений. Эти соотношения обычно включают параметр Мартинелли  $\chi_{tt}$ . В соотношении другого типа используется принцип суперпозиции, аналогичный описанному в разд. 12.3. Еще одно соотношение подходит только для эмульсионных течений (при паросодержании больше 50%); оно основано на рассмотрении жидкости как однофазной среды с псевдосвойствами, характеризующими смесь.

Следуя методу, предложенному Геррьером и Толти [23], Гендрикс и др. [24] получили критериальное соотношение для данных

по теплопередаче водорода в области пленочного кипения. В их более поздней работе [25], включающей дополнительные данные, получены два новых соотношения. Первое из них, применяемое в докритической области, имеет вид

$$\text{Nu}_{\text{FB}} = \left( \frac{1}{0,7 + 2,4\chi_{tt}} + 0,15 \right) \text{Nu}. \quad (12-16)$$

В этой формуле

$$\chi_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_f}{\rho_{ж}} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_{ж}}{\mu_f} \right)^{0,1} \quad (12-17)$$

и

$$\text{Nu} = 0,021 (\rho_{f,\text{ср}} \mu_b D / \mu_f)^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4}, \quad (12-18)$$

где

$$\rho_{f,\text{ср}} = \frac{1}{x/\rho_f + (1-x)/\rho_{ж}}. \quad (12-19)$$

В этих выражениях  $\chi_{tt}$  и соответственно  $\text{Nu}_{\text{FB}}$  изменяются в зависимости от паросодержания. В большинстве приложений значение паросодержания жидкости на входе равно нулю, а затем оно приближается к единице или становится равным ей. Чтобы избежать необходимых последовательных приближений, Бартлит [1] разработал метод выбора некоторого среднего паросодержания, которое может быть использовано для характеристики всего процесса парообразования, начиная от входного значения паросодержания, равного нулю, до значения на выходе  $x_{\text{вых}}$ . Хотя соотношение Бартлита было выведено из более раннего соотношения Гендрикса и др. [24], оно применимо к любой формуле, которая описывает экспериментальные данные аналогичным образом. Если температура стенки в области двухфазного течения изменяется не больше чем на 30 К, то для начального паросодержания, равного нулю, среднее паросодержание при теплопередаче равно  $0,22x_{\text{вых}}$ . При перепадах температуры стенки свыше 30 К рекомендуется обратиться к работе Бартлита [1]. При  $x_{\text{вых}} > 0$  требуется два расчета. Первый расчет дает длину участка с паросодержанием от нуля до входного значения, второй — для участка с паросодержанием от нуля до значения на выходе, а их разность определяет действительную длину участка теплопередачи при пленочном кипении в докритической области.

Второе соотношение Гендрикса и др. [25], которое применимо для водорода в окрестности критической точки и в сверхкритической области, имеет вид

$$\text{Nu}_{\text{FB}} = \left( \frac{1}{0,81 + 2,52\chi_{tt,P}} + 0,12 \right) \text{Nu}, \quad (12-20)$$

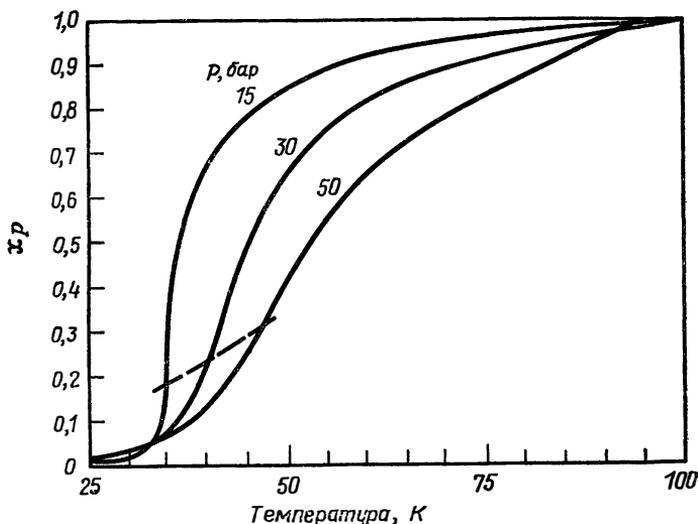


РИС. 12.4. Зависимость массового псевдопаросодержания  $x_p$  от среднемассовой температуры при различных давлениях [25].  
 --- линия транспонированной критической температуры.

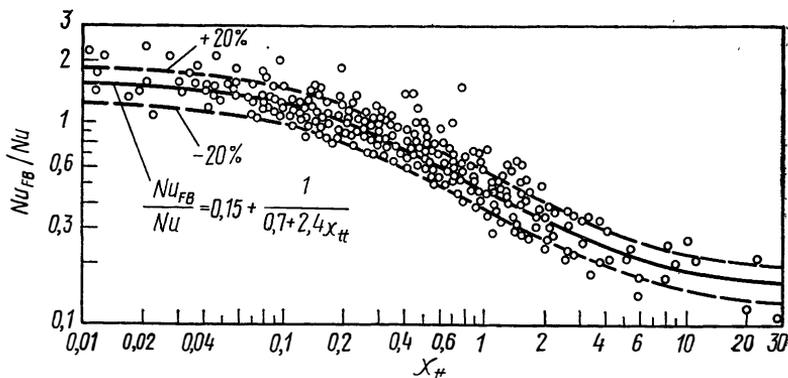


РИС. 12.5. Сравнение экспериментальных данных по теплопередаче для водорода в докритической области [25] с формулой (12-16).  
 $tt$  — параметр Мартинелли, вычисленный по  $x$ .

где

$$x_{tt,p} = \left( \frac{1 - x_p}{x_p} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_f}{\rho_j} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_j}{\mu_f} \right)^{0,1}, \tag{12-21}$$

а  $x_p$  — псевдопаросодержание. Зависимость  $x_p$  от температуры для водорода представлена на рис. 12.4.

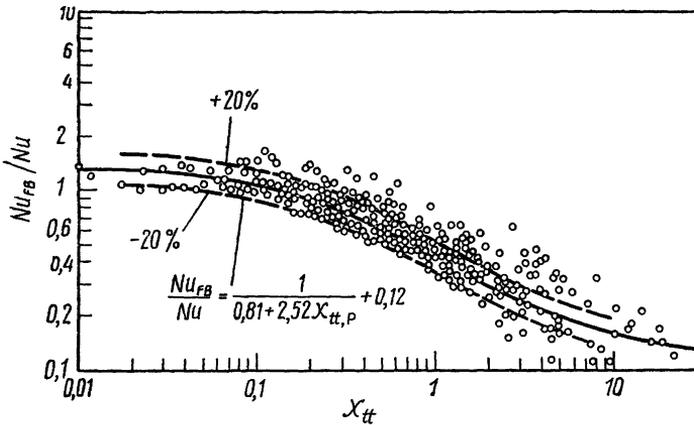


РИС. 12.6. Сравнение экспериментальных данных по теплопередаче в критическом и сверхкритическом водороде [25] с формулой (12-20).

$\chi_{tt}$  — параметр Мартинелли, вычисленный по  $x_P$ .

Гендрикс и др. [25] сравнили эти соотношения с имеющимися данными для жидкого водорода, как показано на рис. 12.5 и 12.6, где приведена зависимость  $Nu_{FB}/Nu$  от  $\chi_{tt}$ .

Джарратано и Смит [18] получили модифицированную формулу, в которой в отличие от исходного соотношения Гендрикса и др. [24] числа Рейнольдса и Прандтля вычисляются при температуре насыщения жидкости, а не при средней температуре пленки. Эта формула имеет вид

$$Nu_{FB} = \exp [0,222 + 0,160 \ln \chi_{tt} - 0,008 (\ln \chi_{tt})^2] Nu, \quad (12-22)$$

где  $\chi_{tt}$  определяется из выражения (12-17), а  $Nu$  — по формуле

$$Nu = 0,026 Re_{\pi}^{0,8} Pr_{\pi}^{0,33} (\mu_{\pi}/\mu_w)^{0,14}. \quad (12-23)$$

В ущерб некоторой общности формула (12-22) для водорода была записана в упрощенной форме через паросодержание вместо  $\chi_{tt}$ :

$$Nu_{FB} = \exp [-0,185 - 0,251 \ln x - 0,00767 (\ln x)^2] Nu. \quad (12-24)$$

Используя подход Гендрикса, фон Глан [27] получил еще одно корреляционное соотношение, основанное на данных для  $H_2$ ,  $N_2$  и фреона-113. Эта формула, которая представляет отношение  $Nu_{FB}/Nu$  в виде функции от параметра испарения пленки  $x_F$  и мо-

дифицированного двухфазного поправочного коэффициента  $F_{2ф}$ , имеет вид

$$(Nu_{FB}/Nu) F_{2ф} = (1 - x_{кр}) GD\lambda/4qL = 1/x_F, \quad (12-25)$$

где

$$F_{2ф} = 2,0 \cdot 10^{-10} \alpha \beta^{0,167} \gamma^{1,8 - x_F^{0,167}} \cdot 0,005^{1 - x_F^{0,167}} N^{-0,667} \quad (12-26)$$

и

$$\alpha = \left[ 4,2 \left( 1 - \frac{Re_{\Pi}^2}{Re_{\Pi}^2 + 5,85 \cdot 10^{11}} \right) + 0,92 \right], \quad (12-27)$$

$$\beta = [g(\rho_{ж} - \rho_{п}) D^2 / \sigma_{ж}], \quad (12-28)$$

$$\gamma = Re_{\Pi} [1 + (2500 \mu_{\Pi} h_{fg} / qD)], \quad (12-29)$$

$$N = \mu_{\Pi}^2 [g(\rho_{ж} - \rho_{п})]^{1/2} / \rho_{\Pi} (\sigma_{ж})^{1,5}, \quad (12-30)$$

$$a' = 0,5 \left[ 1 - \frac{(L_{кр}/D)^2}{(L_{кр}/D)^2 + 0,05} \right] + 0,13. \quad (12-31)$$

Приведенные выше выражения были получены на основе данных, которым соответствуют значения  $x_F$  от 0,01 до 1. При использовании этих выражений вне указанных пределов необходимо соблюдать осторожность. Если паросодержание жидкости в начале участка пленочного кипения  $x_{кр}$  равно нулю (что часто встречается) и если тепловой поток постоянен по длине трубы, то  $1/x_F$  характеризует термодинамическое паросодержание жидкости.

Эллерброк и др. [26] заметили, что данные Гендрикса ложатся на несколько кривых, каждая из которых соответствует постоянному значению параметра кипения. Этот факт показывает важность включения параметра кипения в корреляционное соотношение. Эллерброк получил такое соотношение, представив в графическом виде значения  $(Nu_{FB}/Nu) Bo^{-0,4}$  в зависимости от  $\chi_{tt}$ . Обработав данные методом наименьших квадратов, Джарратано и Смит [18] представили соотношение Эллерброка в виде

$$\frac{Nu_{FB}}{Nu} \left( \frac{1}{Bo^{0,4}} \right) = \exp[2,35 - 0,266 \ln \chi_{tt} - 0,0255 (\ln \chi_{tt})^2], \quad (12-32)$$

где

$$Bo = q/\lambda G_{\Sigma}. \quad (12-33)$$

Здесь  $\chi_{tt}$  определяется по формуле (12-17), а формула для  $Nu$  идентична формуле (12-18), за исключением того, что константа в этой формуле равна 0,023.

Перру и Ребьер [28] получили формулу, аналогичную соотношениям (12-16) и (12-22), используя свои данные для  $H_2$ . Эта формула, в которую также входит параметр кипения, имеет вид

$$Nu_{FB} = \left( \frac{1}{0,16 + 0,3\chi_{tt}} + 1,16 \right) \left( \frac{q}{\lambda G_{\Sigma}} \right)^{1/3} Nu. \quad (12-34)$$

Сначала эти авторы пришли к соотношению, которое отличается от формулы (12-16) только численными значениями. Однако, включив, подобно Эллерброкку, в рассмотрение параметр кипения, они получили соотношение, которое лучше описывает их данные.

Сю и др. [29] на основе данных по водороду разработали другой приближенный метод, который применим к пленочному кипению в режиме эмульсионного течения (большое паросодержание). Поток рассматривается как однофазный, причем его свойства описываются путем обобщения свойств жидкой и паровой фазы с весовыми коэффициентами, соответствующими истинному объемному паросодержанию. При получении результирующего соотношения было сделано несколько предположений, в том числе следующие: 1) профили температуры и скорости полностью развитые и 2) капли движутся с той же скоростью, что и пар, в осевом направлении, но могут проникать из ядра потока в пристеночную область, где они ударяются о стенку и испаряются. При численном исследовании учитывались кинематический коэффициент турбулентной вязкости, профили скорости и профили температуры. Для инженерных расчетов была разработана упрощенная приближенная методика, соответствующая этой аналитической модели. Она основана на использовании эмпирического коэффициента пленки  $C$  и соотношения Диттуса—Бельтера [формула (12-17) с коэффициентом, равным 0,023], в котором обобщенные физические свойства вычисляются при рассчитанной температуре пленки. Алгоритм расчета следующий. Сначала вычисляется среднее объемное паросодержание  $\alpha_{\Pi}$  по формуле

$$\bar{\alpha}_{\Pi} = (x/\rho_{\Pi}) [x/\rho_{\Pi} + (1-x)/\rho_{ж}]. \quad (12-35)$$

Значение  $\bar{\alpha}_{\Pi}$  затем используется для вычисления эмпирического коэффициента пленки  $C$  по формуле

$$C = (0,964\bar{\alpha}_{\Pi} - 0,9684)/(\bar{\alpha}_{\Pi} - 1,02). \quad (12-36)$$

После этого рассчитываются определяющая температура пленки  $T_f$  и определяющие объемные содержания пара  $\alpha_{\Pi, f}$  и жидкости  $\alpha_{ж, f}$  по соотношениям

$$T_f = T_b + C(T_w - T_b), \quad (12-37)$$

$$\alpha_{\Pi, f} = \alpha_{\Pi, b} + C(1 - \alpha_{\Pi, b}), \quad (12-38)$$

$$\alpha_{ж, f} = 1 - \alpha_{\Pi, f}. \quad (12-39)$$

Обобщенные свойства могут быть вычислены по формуле

$$\Phi_f = \alpha_{ж, f}\Phi_{ж}(T_{нас}) + \alpha_{\Pi, f}\Phi_{\Pi}(T_f), \quad (12-40)$$

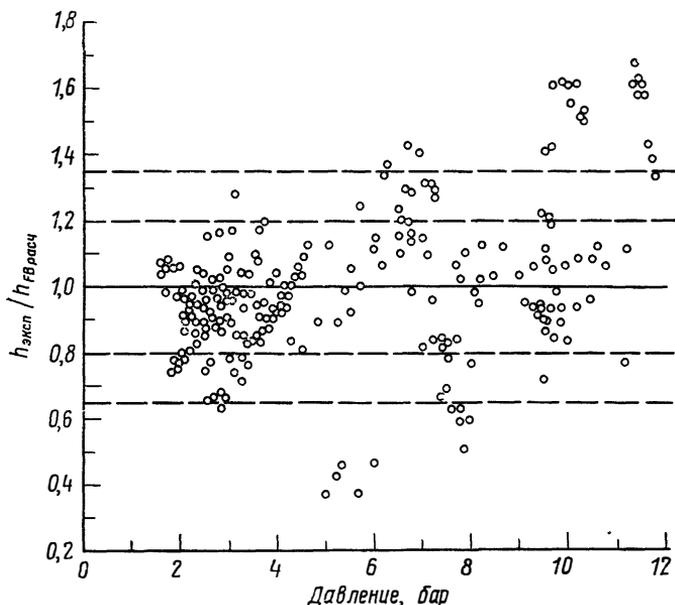


РИС. 12.7. Сравнение экспериментальных данных по теплопередаче для водорода при пленочном кипении в режиме эмульсионного течения [29] с формулой (12-41), в которой используются псевдосвойства.

где  $\varphi_f$  — рассматриваемое свойство, а именно  $\rho_f$ ,  $(C_p)_f$ ,  $k_f$  или  $\mu_f$ . Эти псевдосвойства затем используются для вычисления коэффициента теплоотдачи

$$h_{FB} = 0,023 (k_f/D) Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4}. \tag{12-41}$$

Как видно из рис. 12.7, это соотношение позволяет описать с точностью  $\pm 20\%$  примерно 90% экспериментальных данных по коэффициентам теплоотдачи при значениях давления меньше 5 бар. При более высоких давлениях расхождение между экспериментальными и расчетными значениями коэффициента теплоотдачи увеличивается. Поскольку причина такого расхождения в настоящее время не ясна, оно было отнесено на счет неравновесности, отсутствия информации о профиле распределения капель и влияния ускорения на степень турбулентности.

Совершенно иной подход к обработке данных по пленочному кипению был использован Джарратано и Смитом [18], применившими метод суперпозиции, ранее использованный для описания пузырькового кипения. Полученное в результате соотношение имеет вид

$$h_{FB} = h_{FC} + h_{FPB}. \tag{12-42}$$

В этой формуле  $h_{FC}$  вычисляется по модифицированной формуле Сидера—Тейта для однофазной среды в условиях вынужденной конвекции

$$h_{FC} = 0,026 \text{Re}_n^{0,8} \text{Pr}_n^{0,33} \left( \frac{\mu_n}{\mu_w} \right)^{0,14} \left( \frac{k_n}{D} \right), \quad (12-43)$$

$$h_{FPB} = \left[ 4,94 \frac{(\Delta\rho)^{0,375}}{\sigma^{0,125}} + 0,115 \frac{\sigma^{0,375}}{D (\Delta\rho)^{0,125}} \right] \times \\ \times \left[ \frac{k_n^3 h'_{fg} \rho_f}{\mu_f} \right]^{0,250} (\Delta T)^{-0,25}, \quad (12-44)$$

где

$$h'_{fg} = [h_{fg} + 0,340 (C_p)_f \Delta T] / h_{fg}^2. \quad (12-45)$$

Нападенский [30] опубликовал результаты исследования двухфазного течения фреона-12 в вертикальной рабочей части с электрическим подогревом. Исследовалось течение, состоящее из парового ядра и жидкого кольцевого слоя. В течениях такого типа основное термическое сопротивление имеет место на границе жидкость—пар. (Заметим, что в криогенных системах наблюдались кольцевые течения противоположного типа — жидкое ядро и паровой кольцевой слой [31].) В работе [30] получено соотношение, в которое входят параметр кипения, тепловой поток и паро-содержание жидкости:

$$\left( \frac{h_{FB}}{h} \right) \text{Bo}^{0,1} = 1,67 q^{0,39} \left( \frac{1+x}{1-x} \right)^{1,21 q^{0,018}}, \quad (12-46)$$

где

$$h = 0,023 (k_{ж}/D_{эКВ}) (D_{эКВ} G_{ж}/\mu_{ж})^{0,8} \text{Pr}_{ж}^{0,4}, \quad (12-47)$$

$$D_{эКВ} = D (1 - \sqrt{\alpha}). \quad (12-48)$$

Формула (12-46) описывает данные для фреона-12 с погрешностью  $\pm 20\%$  в диапазонах  $1,5 \leq q \leq 9,3$  Вт/см<sup>2</sup> и  $0,5 \leq \chi_{tt} \leq 6$ . Нападенский не сообщает о возможности применения формулы (12-46) в случаях других жидкостей или другой геометрии.

## 12.6. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА К ДВУХФАЗНОМУ ГЕЛИЮ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Единственными экспериментами по вынужденной конвективной теплопередаче в двухфазном потоке, проведенными на жидком гелии, являются эксперименты Ла Харпа и сотр. [32] и Дори [33]. В последней работе рассматривается течение гелия около малых пластин, а не в каналах, тогда как в работе [32] подвергались исследованию области однофазного течения жидкости, пу-

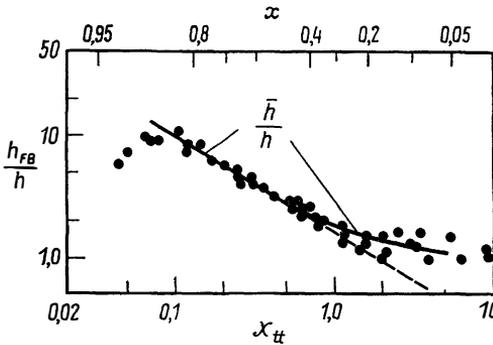


РИС. 12.8. Сравнение данных по теплопередаче в гелии [32] с расчетом. --- формула (12-49); — формула (12-52); ● экспериментальные данные.

зырькового кипения и пленочного кипения в гелиевом змеевике, охватывающие диапазон паросодержаний примерно от 0 до 0,9. Ла Харп и сотр. [33] установили, что в диапазоне паросодержаний от 0,2 до 0,8 (пленочное кипение) их данные могут быть описаны соотношением

$$h_{FB} = 1,8 (1/x_{tt})^{0,75} h, \tag{12-49}$$

где

$$h = 0,023 (k_{ж}/D) Re_{ж}^{0,85} Pr_{ж}^{0,4} (D/d)^{0,1}. \tag{12-50}$$

В формуле (12-50) число Рейнольдса вычисляется по свойствам жидкости и в предположении, что весь поток является жидким. В диапазоне паросодержаний от 0 до 0,8 было также неожиданно обнаружено, что если число Рейнольдса в формуле (12-50) вычисляется по вязкости смеси, определяемой из выражения

$$\bar{\mu} = x\mu_{п} + (1-x)\mu_{ж}, \tag{12-51}$$

то рассчитанный таким образом коэффициент теплоотдачи  $\bar{h}$  согласуется с экспериментальными данными (т. е.  $\bar{h} = h_{FB}$ ). Это показано на рис. 12.8, из которого видно, что корреляционное соотношение может быть записано в виде

$$\bar{h} = h_{FB} = 0,023 (k_{ж}/D) (DG_{\Sigma}/\bar{\mu})^{0,85} Pr_{ж}^{0,4} (D/d)^{0,1}. \tag{12-52}$$

Другой интересной особенностью, связанной с теплопередачей в потоке жидкого гелия при вынужденной конвекции, является то, что переход от пузырькового кипения к пленочному происходит при относительно высоких значениях паросодержания (примерно 0,2). В других жидкостях этот переход происходит при гораздо более низких значениях паросодержания (например, для водоро-

да при 0,05). Этот факт был отнесен на счет того, что отношение плотностей жидкости и газа при  $T_{\text{нас}}$  для гелия гораздо меньше, чем для других [34].

## 12.7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Был представлен ряд корреляционных соотношений для описания вынужденной конвективной теплопередачи в двухфазных криогенных жидкостях. В большинстве случаев эти соотношения были получены на основе ограниченных данных для одной жидкости (чаще всего водорода). Только в одном случае был проведен критический анализ и сопоставление данных [18]. Результаты его сведены в табл. 12.1. Необходимо отметить, что этот анализ основан только на данных для водорода и что его часть, связанная с пузырьковым кипением, базируется лишь на 19 экспериментальных точках. Следует также отметить, что некоторые из соотношений, приведенных в данной главе, появились после опубликования обзора Джарратано и Смита [18]. Конкретные указания относительно возможности широкого использования этих соотношений

ТАБЛИЦА 12.1  
Сводка результатов анализа корреляционных соотношений [18]

Корреляционное соотношение <sup>1)</sup>	Тип	Среднеквадратичная погрешность
<i>Соотношения для пузырькового кипения</i>		
Джарратано и Смит [18], (12-7)	Суперпозиция	0,400 <sup>2)</sup>
Чен [19], (12-9)	»	0,417 <sup>2)</sup>
Кутателадзе [21], (12-15)	»	0,338 <sup>2)</sup>
<i>Соотношения для пленочного кипения</i>		
Гендрикс и др. [24], (12-16)	$\chi_{tt}$	0,605 <sup>3)</sup> , 0,259 <sup>4)</sup>
Джарратано и Смит [18], (12-22)	$\chi_{tt}$	0,446 <sup>3)</sup> , 0,446 <sup>4)</sup>
Фон Глан [27], (12-25)	$x$	0,681 <sup>3)</sup> , 0,175 <sup>4)</sup>
Эллерброк и др. [26], (12-32)	$\chi_{tt}$ , Во	0,209 <sup>3)</sup> , 0,158 <sup>4)</sup>
Джарратано и Смит [18], (12-42)	Суперпозиция	0,482 <sup>3)</sup> , 0,317 <sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> Не рассматривались формулы (12-3), (12-20), (12-34) и (12-46).

<sup>2)</sup> Данные только из работы [8] (19 экспериментальных точек).

<sup>3)</sup> Данные работ [7, 24, 35].

<sup>4)</sup> Данные только из работы [24].

не были сделаны из-за отсутствия общности при их получении и малочисленности данных. Для определения степени применимости любого из этих корреляционных соотношений к другим жидкостям, кроме тех, на которых они были получены, необходимо гораздо большее количество данных, в том числе для сжиженных метана (природного газа), азота, кислорода и гелия. Жидкий азот и жидкий кислород уже широко используются в технике, однако быстрое развитие технологии производства сжиженного природного газа и жидкого гелия выдвигает насущную необходимость получения более обширных данных.

Кроме того, нужно указать, что в связи с потребностями космической техники должно быть исследовано влияние гравитации на вынужденную конвективную двухфазную теплопередачу. Влияние давления, как отмечалось, тоже не имеет достаточно удовлетворительного объяснения; не исследован также переходный режим течения.

## 12.8. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — площадь,  $\text{см}^2$ ;
- $a$  — коэффициент температуропроводности,  $\text{см}^2/\text{с}$ ;
- $Bo$  — параметр кипения;
- $C$  — эмпирический коэффициент пленки, уравнение (12-36);
- $C_p$  — удельная теплоемкость,  $\text{Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$ ;
- $D$  — диаметр,  $\text{см}$ ;
- $d$  — диаметр змеевика,  $\text{см}$ ;
- $F$  — поправочный коэффициент;
- $G$  — расходонапряженность (удельный массовый расход),  $\text{г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ;
- $g$  — ускорение силы тяжести,  $981 \text{ см}/\text{с}^2$ ;
- $h_{fg}$  — коэффициент теплоотдачи,  $\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К})$ , а также скрытая теплота испарения;
- $k$  — коэффициент теплопроводности,  $\text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$ ;
- $L$  — длина нагреваемой трубки, измеряемая от места прогара,  $\text{см}$ ;
- $p$  — давление, бар;
- $\Delta p$  — перепад давления;
- $\Delta p'$  — перепад давления пара, соответствующий разности температур перегрева и насыщения;
- $Pr$  — число Прандтля;
- $Q$  — полный тепловой поток,  $\text{Вт}$ ;
- $q$  — удельный тепловой поток,  $\text{Вт}/\text{см}^2$ ;
- $Re$  — число Рейнольдса;
- $S$  — поправочный коэффициент;
- $T$  — температура,  $\text{К}$ ;

- $\Delta T = T_w - T_b$  — разность температуры стенки и среднемассовой температуры;
- $\Delta T_{\text{нас}}$  — разность температуры жидкости и температуры насыщения (степень перегрева);
- $x$  — весовое паросодержание;
- $x_F$  — параметр испарения пленки;
- $\underline{\alpha}$  — истинное объемное паросодержание;
- $\bar{\alpha}$  — среднее объемное паросодержание;
- $\underline{\mu}$  — вязкость, г/(см·с);
- $\bar{\mu}$  — усредненная вязкость [уравнение (12-51)];
- $\rho$  — плотность, г/см<sup>3</sup>;
- $\sigma$  — поверхностное натяжение, дин/см;
- $\phi$  — обобщенное свойство;
- $\chi_{tt}$  — параметр Мартинелли, определяемый формулой (12-17).

### Индексы

- $b$  — среднемассовый;
- $Vi$  — начало кипения;
- $f$  — относящийся к пленке;
- $FB$  — пленочное кипение;
- $FPB$  — пленочное кипение в большом объеме;
- $FC$  — однофазная вынужденная конвекция;
- $f, \text{ ср}$  — усредненное свойство [уравнение (12-19)];
- $i$  — начало кипения;
- $NB$  — полностью развитое пузырьковое кипение;
- $P$  — псевдосвойство;
- $PB$  — кипение в большом объеме;
- $PNB$  — частичное пузырьковое кипение;
- $w$  — стенка;
- $\Sigma$  — основанный на суммарном (пар + жидкость) расходе;
- $\text{вых}$  — выход;
- $\text{ж}$  — жидкая фаза (в состоянии насыщения);
- $\text{кр}$  — критический, место прогара;
- $\text{нас}$  — насыщение;
- $\text{п}$  — паровая фаза (в состоянии насыщения);
- $\text{экв}$  — эквивалентный;
- $2\phi$  — двухфазный поток.

### 12.9. ЛИТЕРАТУРА

1. Bartlit J. R., Rept. LA-3177-MS, Los Alamos, New Mexico.
2. Bergles A. E., Rohsenow W. M., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **86**, 365 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 83 (1964).

3. Williamson K. D., Jr., Bartlit J. R., Thurston R. S., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **64** (87), 103 (1968).
4. McAdams W. H. et al., *Ind. Eng. Chem.*, **41**, 1945 (1949).
5. Kutateladze S. S., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **4**, 31 (1961).
6. Forster K., Greif R., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **81C**, 43 (1959).
7. Wright C. C., Walters H. H., WADC-59-423; также *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York, 1961, p. 509.
8. Dean L. E., Thompson L. M., Rept. 56-982-035, Bell Aircraft Corp., 1955.
9. Richards R. J., Robbins R. F., Jacobs R. B., Holten D. C., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 3, Plenum Press, New York, 1957, p. 375.
10. Sydoriak S. G., Roberts T. R., *J. Appl. Phys.*, **28**, 143 (1957).
11. Chi J. W. H., Rept. WANL-TNR-154, Westinghouse Electric Corp., 1964.
12. Gilmour C. H., *Chem. Eng. Progr.*, **54**, 77 (1958).
13. Кутателадзе С. С., Теплопередача при конденсации и кипении, Машгиз, М., 1952.
14. Лабунцов Д. А., *Теплоэнергетика*, **7**, № 5, стр. 76 (1960).
15. Мищенко Ф. П., *Энергомашиностроение*, № 6, стр. 17 (1960).
16. Clark J. A., in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5 (Irvine T. F., Jr., Hartnett J. P., eds.), Academic Press, New York, 1968, p. 325; русский перевод: Кларк Д. А., в сб. «Успехи теплопередачи», изд-во «Мир», М., 1971.
17. Rohsenow W. M., *Heat Transfer Symposium*, University of Michigan Press, Ann Arbor, Michigan, 1953.
18. Giarratano P. J., Smith R. V., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 492.
19. Chen J. C., ASME Paper 63-NT-34, presented at the ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Boston, Massachusetts, 1963.
20. Forster H. K., Zuber N., *AIChE J.*, **1**, 532 (1955).
21. Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, Машгиз, М., 1957.
22. Baumeister K. J., Hendricks R. C., NASA-TN-D-3226, 1966.
23. Guerriere S. A., Talty R. D., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **18** (52), 69 (1956).
24. Hendricks R. C., Graham R. W., Hsu Y. Y., Friedman R., NASA-TN-D-765, 1961.
25. Hendricks R. C., Graham R. W., Hsu Y. Y., Friedman R., NASA-TN-D-3095, 1966.
26. Ellerbrock H. H., Livingood J. N. B., Straight D. M., NASA-SP-20, 1962.
27. Von Glahn U. H., NASA-TN-D-2294, 1964.
28. Perroud P., Rebiere J., Note ASP № 63/10 Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble, Grenoble, France, 1963.
29. Hsu Y. Y., Cowgill G. R., Hendricks R. C., NASA-TN-D-4149, 1967.
30. Napadensky V. R., Doctoral Dissertation № 4285, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland, 1969.
31. Williamson K. D., Jr., Bartlit J. R., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 375.
32. Lehongre S., La Harpe, Mollard J., Johannes C., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York, 1969, p. 170.
33. Dorey A. P., *Cryogenics*, **5** (3), 146 (1965).
34. Smith R. V., in Proc. 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, Part 1, 249 (Rept. BNL-50155), Brookhaven National Laboratory, Upton, Long Island, New York, 1968.
35. Core T. C., Harkee J. F., Misra B., Sato K., WADD-60-239, 1961.

## ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ ПРИ КИПЕНИИ И ИСТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Г. Никс, Р. Вашон<sup>1</sup>

### 13.1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты переходных процессов имеют большое значение при анализе двухфазных течений и теплопередаче при кипении. Информация об эффектах такого рода используется в расчетах безопасной работы паровых котлов и реакторов, течений в криогенных системах, при проектировании космических аппаратов.

В первой половине настоящего обзора основное внимание уделяется теоретическому анализу и экспериментальным данным, относящимся к влиянию переходного режима на теплопередачу при кипении. Вторая половина посвящена анализу переходных режимов кипения и истечения под давлением.

### 13.2. ПЕРЕХОДНЫЙ РЕЖИМ КИПЕНИЯ

С анализом кипения в большом объеме тесно связана задача определения тепловых потоков при изменяющемся давлении.

Одно из первых исследований влияния давления на кипящую жидкость провели Чикелли и Бонилья [1], которые показали, что кривая кипения при изменении давления смещается. Корти и Фауст [2] представили уравнение

$$p_{\text{д}} - p_{\text{окр}} = (2\sigma/r) \cos\left(\frac{1}{2}\varphi - \theta\right) \quad (13-1)$$

для радиуса кривизны идеализированного пузырька. Поскольку поверхностное натяжение уменьшается с повышением температуры, а угол смачивания, вероятно, увеличивается, авторы работы [2] предположили, что правая часть уравнения (13-1) слабо изменяется при увеличении температуры. Однако наклон кривой

---

<sup>1</sup> G. H. Nix, Optical Systems, Inc., Атланта, шт. Джорджия.  
R. I. Vachon, Оборнский университет, Оборн, шт. Алабама.

давление—температура для пара при увеличении температуры становится больше. Этот факт объясняется тем, что с повышением давления в системе для достижения необходимого избыточного давления пара  $p_d - p_{окр}$  требуется меньший перегрев и кривая кипения смещается в сторону более низкого перегрева стенки. Гриффитс и Уоллис [3] получили аналогичным образом соотношение между радиусом пузырька и перегревом стенки. Было найдено обратное соотношение между давлением в системе и перегревом стенки, необходимым для поддержания кипения при заданных размерах пузырьков. Оно также было получено Корти и Фаустом.

Банкофф [4] представил формулу, которая определяет минимальный перегрев стенки для давлений, меньших критического. Он также предположил [5], что увеличение теплопередачи с повышением давления при заданном значении перегрева стенки вызывается увеличением числа центров парообразования.

Другие исследователи [6—8] установили, что перегрев стенки для заданного теплового потока зависит главным образом от давления в системе. Крайдер и Финальборго [6] обнаружили, что для заданной комбинации жидкость—поверхность необходимо увеличение перегрева стенки, если давление в системе уменьшается при постоянном тепловом потоке. Крейт и Саммерфилд [7] экспериментально установили, что перегрев стенки при постоянном тепловом потоке изменяется обратно пропорционально величине абсолютного давления в степени  $3/4$ . Рабен и сотр. [8] провели исследование пузырькового кипения при давлениях ниже атмосферного и пришли к выводу, что механизм теплопередачи становится менее эффективным при уменьшении давления вследствие того, что: 1) уменьшается число центров парообразования, 2) уменьшается вклад конвективной теплоотдачи и 3) уменьшается плотность пара. Снижение эффективности теплопередачи при уменьшении давления вызывает увеличение перегрева стенки для поддержания постоянного значения теплового потока.

Данные по критическим тепловым потокам для бензола, дифенила и смесей бензол—дифенил, кипящих при давлениях от 0,93 до 33,6 бар, были получены Губером и Хёне [9]. Линхард и Шрок [10] получили корреляционные зависимости максимального и минимального тепловых потоков от давления для ряда жидкостей. Они показали, что изменения давления и геометрии системы оказывают значительное влияние на максимальный и минимальный тепловые потоки. Более позднее исследование Линхарда и Ватанабе [11] позволило заключить, что влияния геометрии и давления на максимальный и минимальный тепловые потоки при пузырьковом кипении могут быть отделены одно от другого.

Позднее Линхард и Шрок [12] предложили обобщенное корреляционное соотношение для смещения кривой теплового потока

в условиях пузырькового кипения при изменении давления. В основу их корреляции положена гипотеза о том, что перегрев для любой конфигурации и любого теплового потока прямо пропорционален максимальному перегреву Ван-дер-Ваальса. Справедливость такого предположения устанавливается путем сравнения с экспериментальными данными.

### 13.3. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Для изменения характеристик теплопередачи кипящей жидкости вводились возмущения давления. Значительное влияние на теплопередачу было получено в некоторых случаях при частотах вынужденных колебаний, изменяющихся от нескольких герц до нескольких килогерц. Эти результаты представляют большой интерес, поскольку, помимо искусственно вызываемых колебаний давления, подобные явления могут возникнуть вследствие неустойчивости в гидравлических магистралях, вибраций системы в целом или от других причин.

Применение кипящих теплоносителей для охлаждения ядерных реакторов и ракетных двигателей позволяет получить большие значения объемного тепловыделения (вплоть до величины порядка  $10^4$  Вт/см<sup>3</sup>). Во многих таких случаях тепловыделение, по существу, постоянно и не регулируется; поэтому, если охлаждение недостаточно, стенка может расплавиться или разрушиться под действием высокотемпературной коррозии. Вследствие важности этих и других технических приложений изменению теплопередачи при вынужденных колебаниях давления было уделено большое внимание.

Одним из первых исследователей в этой области был Исаков [13], который экспериментально продемонстрировал, что ультразвуковые колебания могут вызвать увеличение разности температур при прогаре примерно на 5 К и увеличение критического теплового потока примерно на 60%. Было замечено также, что ультразвуковое поле может вызвать переход пленочного кипения в пузырьковое. В исследованиях Маркелса, Дерфи и Ричардсона [14] возбуждение звуковых и ультразвуковых колебаний не приводило к заметному увеличению теплового потока при прогаре, но способствовало увеличению критической разности температур. Гиббонс [15] возбуждал звуковые колебания во всем диапазоне условий кипения, что приводило к увеличению теплопередачи во всех режимах, причем наиболее заметно — в режиме свободной конвекции. Он сообщил также, что в согласии с работой Исакова [13] наложение на систему соответствующих колебаний может вызвать переход пленочного кипения в пузырьковое или предотвратить его появление вообще.

В более позднем исследовании Вонг и Чон [16], накладывая ультразвуковое поле, получили увеличение теплопередачи в режиме свободной конвекции вплоть до 800% для переохлажденного метилового спирта и переохлажденной воды. Влияние вынужденных ультразвуковых колебаний в режиме пузыряркового кипения оказалось пренебрежимо малым. В исследовании, проведенном Ди Чикко и Шёнхальсом [17], возбуждение колебаний давления большой амплитуды в жидкости увеличивало теплопередачу при пленочном кипении больше чем на 100%.

Некоторые аналитические исследования влияния колебаний давления также показали целесообразность возбуждения колебаний. Карсон [18] рассмотрел случай, когда давление быстро возрастает на 1—2 бар, и подсчитал, что тепловой поток от стенки к воде может увеличиться в 10—50 раз по сравнению со стационарным значением. В более поздней работе Бурмейстер и Шёнхальс [19] определили граничные значения амплитуды и частоты, которые отделяют область пренебрежимо малого влияния от области значительного увеличения теплопередачи из-за динамических эффектов.

Маккой, Шёнхальс и Винтер [20], возбуждая синусоидальные колебания давления, получили восьмикратное увеличение теплового потока при пузырярковом кипении в большом объеме. Соответствующее квазистационарное решение для условий эксперимента предсказывает увеличение только в 2,5 раза. Полученное расхождение было приписано динамическим эффектам и отнесено на счет влияния частоты образования пузырьков. Это исследование является одной из первых работ по изучению влияния низкочастотных колебаний давления с большой амплитудой на пузырярковое кипение.

В работе [20] предложена квазистационарная модель для вычисления осредненного по времени теплового потока в отсутствие влияния динамических эффектов (эта модель справедлива лишь для очень низких частот). Основу своей модели авторы изложили следующим образом:

«Влияние колебаний давления на пузырярковое кипение в отсутствие динамических эффектов может быть определено осреднением мгновенного теплового потока по полному периоду колебаний. Когда давление изменяется относительно медленно, пузырек может образоваться, вырасти и оторваться за время, в течение которого давление практически постоянно, так что изменение давления в системе незначительно влияет на мгновенный тепловой поток. Однако если частота колебаний имеет порядок частоты образования пузырьков, то в период образования и роста пузырька давление меняется существенно. Можно ожидать, что при таких условиях на мгновенный тепловой поток будут оказывать значительное влияние динамические эффекты. Урав-

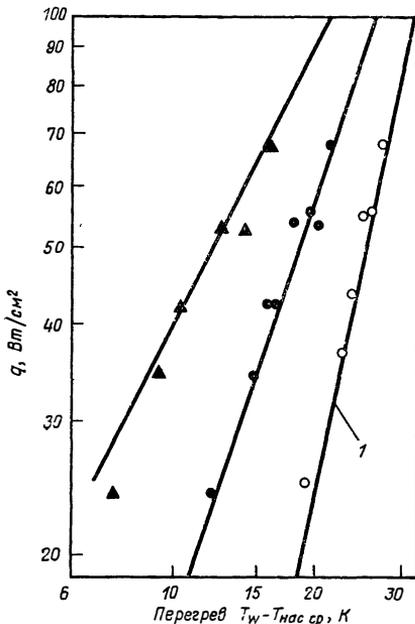


РИС. 13.1. Влияние амплитуды давления на пузырьковое кипение при частоте 15 Гц [20].

$p_{\text{ср}}=3,07$  бар;  $T_b=372$  К,  $D=0,71$  мм.

▲  $\Delta p=1,04$  бар; ●  $\Delta p=0,69$  бар; ○  $\Delta p=0$ .  
1 — стационарное кипение при постоянном избыточном давлении  $p=2,07$  бар.

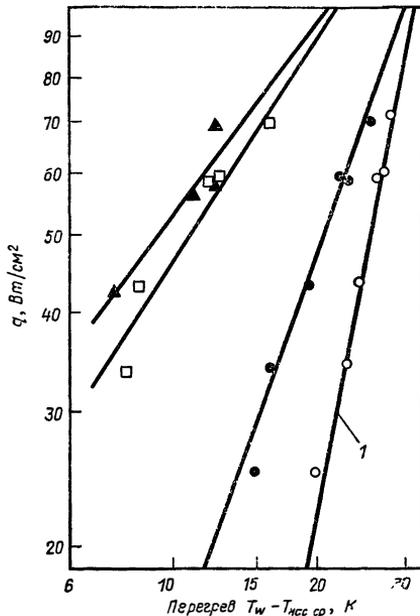


РИС. 13.2. Влияние амплитуды давления на пузырьковое кипение при частоте 30 Гц [20].

$p_{\text{ср}}=3,07$  бар;  $T_b=372$  К,  $D=0,71$  мм.

▲  $\Delta p=2,07$  бар; □  $\Delta p=1,38$  бар; ●  $\Delta p=0,69$  бар; ○  $\Delta p=0$ .  
1 — стационарное кипение при постоянном избыточном давлении  $p=2,07$  бар.

нения Макфаддена и Грассмана [21] и Симерия [22] дают значения частоты образования пузырьков для воды, равные  $44 \text{ с}^{-1}$  при 1 бар и  $66 \text{ с}^{-1}$  при 5 бар».

Типичные результаты, полученные Маккоем и др. [20], показаны на рис. 13.1 и 13.2, где представлены данные для различных амплитуд давления при частотах 15 и 30 Гц. Во всех случаях наблюдается увеличение теплового потока с увеличением амплитуды при любом заданном значении перегрева. Все измеренные значения лежат выше значений, рассчитанных квазистационарным методом. Этого можно было ожидать, поскольку частота возбуждаемых колебаний (15—40 Гц) была того же порядка, что и полученные расчетом частоты образования пузырьков. Таким образом, влияние динамических эффектов, по-видимому, является значительным. Из этого исследования были сделаны два основных вывода:

1. При очень низких частотах, когда применима квазистационарная модель, осредненный по времени тепловой поток воз-

растает с увеличением амплитуды колебаний давления из-за нелинейности соотношения между тепловым потоком и перегревом.

2. Когда частота колебаний давления является величиной порядка частоты образования пузырьков, в результате динамических эффектов может произойти гораздо большее увеличение теплового потока.

### 13.4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РЕЗКОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ

Теплопередача в условиях резкого охлаждения является хорошей иллюстрацией переходного режима кипения и представляет интерес как для металловедения, так и для теории теплообмена. Распределение температур на переходном режиме в материале, подвергающемся резкому охлаждению, может быть найдено, если известен коэффициент теплоотдачи. Аналогичным образом знание скоростей теплоотдачи от твердых тел при больших значениях тепловых потоков, что может иметь место, когда твердые тела с нормальной температурой погружаются в криогенную жидкость, становится еще более важным при проектировании современных космических энергетических систем.

Расчет теплопередачи в таких системах проводился ранее на основании данных, полученных в стационарных условиях. С недавних пор, однако, стало уделяться большее внимание экспериментальному определению необходимых данных по теплопередаче в условиях переходного режима. Берглиз и Томпсон [23] проанализировали имеющиеся данные по резкому охлаждению для воды и обнаружили, что общепринятое предположение об эквивалентности данных, полученных в стационарных условиях и при резком охлаждении, было ошибочным. Целью их работы было исследование условий, при которых данные по стационарному кипению в большом объеме могут быть с успехом использованы для определения изменения температуры при резком охлаждении.

Результаты их анализа представлены на рис. 13.3. Данные по пузырьковому и пленочному кипению хорошо согласуются с данными Флинна и др. [25] по кипению насыщенных жидкостей в большом объеме для горизонтальных медных трубок с наружным диаметром 15,9 мм. Для сравнения там же представлено графическое соотношение Фредеркинга и Кларка [26], которое часто используется при турбулентном пленочном кипении насыщенной жидкости на телах различной формы:

$$Nu = 0,15 (Ra^*)^{1/3}, \tag{13-2}$$

где

$$Ra^* = \frac{D^3 \rho_{nf} (\rho_j - \rho_{nf}) g (h_{fg} + 0,5 C_{pnf} \Delta T)}{\mu_{nf} k_{nf} \Delta T},$$

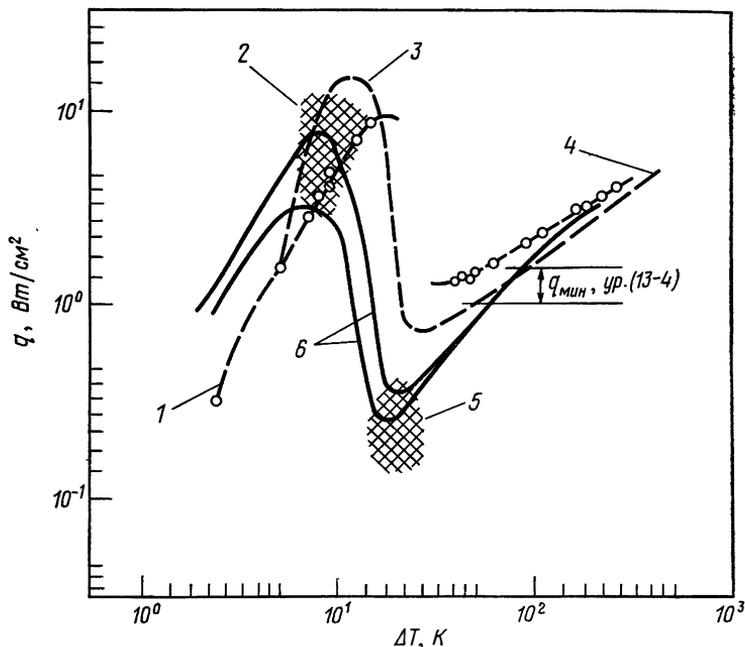


РИС. 13.3. Тепловые потоки при резком охлаждении и в стационарных условиях для медных образцов, помещенных в азот [23].

Азот, насыщенный при атмосферном давлении; медные образцы. Время охлаждения тора до 82 К составляет 165—180 с.

1 — стационарный режим для цилиндра; 2 —  $q_{\max}$  для резкого охлаждения; 3 — сферы диаметром 12,7 и 25,4 мм [24]; 4 — пленочное кипение, формулы (13-2) и (13-3); 5 —  $q_{\min}$  для резкого охлаждения тора; 6 — резкое охлаждение тора.

справедливое при  $Ra^* > 5 \cdot 10^7$ . Полный коэффициент теплоотдачи вычисляется на основе предположения Бромли [27] с учетом поправки на излучение

$$h \approx h_{kf} + 0,75h_{л}, \quad (13-3)$$

где

$$h_{л} \approx \sigma (T_w^4 - T_{нас}^4) / \Delta T.$$

Соотношение для минимального теплового потока при пленочном кипении  $q_{\min}$ , полученное Зубером на основе теории гидродинамической устойчивости, обычно считается справедливым для больших нагревателей:

$$q_{\min} = Ch_{fg}\rho_{п} [\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п}) / (\rho_{ж} + \rho_{п})^2]^{0,25}, \quad (13-4)$$

где для  $C$  принимается значение 0,177 [28], 0,13 [29] или 0,09 [30]. Данные по стационарному пленочному кипению, приведенные на рис. 13.3, несколько выше получаемых по формулам (13-2) и

(13-3); однако экспериментальные данные по  $q_{\text{мин}}$  находятся в диапазоне, определяемом формулой (13-4).

На рис. 13.3 приведены результаты типичных экспериментов по резкому охлаждению, где заштрихованные области указывают диапазон  $q_{\text{макс}}$  и  $q_{\text{мин}}$  для 27 экспериментов. С целью сравнения приведена кривая кипения Мерта и Кларка [24] для резкого охлаждения медных сфер диаметром 12,7 и 25,4 мм. Эти авторы получили меньшее расхождение между данными различных экспериментов благодаря локализованному началу образования пузырьков при использовании сфер меньшего диаметра. Рис. 13.3 показывает значительное различие между данными по стационарному кипению и результатами, полученными при резком охлаждении. При резком охлаждении пленочное кипение гораздо более устойчиво; соответственно переходный режим кипения начинается при меньших значениях теплового потока и перегрева стенки. Данные Мерта и Кларка показывают аналогичное смещение для  $q_{\text{мин}}$ .

Результаты, полученные Берглом и Томпсоном, показывают, что фактические времена резкого охлаждения значительно короче, чем времена, определяемые по обычным соотношениям для кипения, используемым для вычисления изменения температуры по времени. Образцы, подвергающиеся резкому охлаждению, обычно имеют поверхностные загрязнения, которые дестабилизируют пленочное кипение, сокращая время охлаждения. Кроме того, полученные результаты показывают, что методика нестационарного калориметра [24] обычно не годится для получения достоверной кривой кипения на переходном режиме. Области переходного и пузырькового режимов кипения могут быть сильно искажены, если условия на поверхности точно не контролируются. Разница между данными по резкому охлаждению и стационарными данными достаточна для того, чтобы показать, что даже в криогенных жидкостях эксперименты по резкому охлаждению в переходном и пузырьковом режиме кипения не могут обеспечить нужную точность.

Имеются многочисленные примеры, когда данные стационарного режима могут оказаться недостаточными для объяснения переходных явлений. Витте и др. [31] провели экспериментальное исследование теплопередачи от элементов с чрезвычайно высокой температурой к жидкому натрию. Их данные были получены с помощью метода резкого охлаждения, в котором танталовая сфера, прикрепленная к качающемуся рычагу, пропусклась через объем с расплавленным натрием. Соответствующий анализ пленочного кипения [32] показал, что при больших переохлаждениях жидкого натрия вклад его испарения в суммарную теплопередачу пренебрежимо мал. Это означает, что пленка пара была очень тонкой (порядка  $2,5 \cdot 10^{-5}$  мм) и что практически вся отдаваемая сферой энергия передавалась жидкому натрию. Толщина пленки, вычисленная из экспериментальных данных, была еще меньше; это поз-

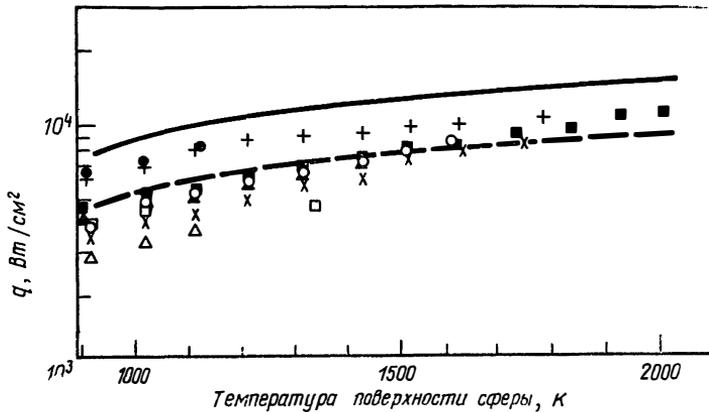


РИС. 13.4. Зависимость удельного теплового потока от температуры поверхности для танталовых сфер диаметром 12,7 мм, помещенных в жидкий натрий [31].

— формула (13-6),  $T_{ж}=T_w$ ; --- формула (13-5),  $T_{ж}=T_w$ ,  $K=0,675$ .

$U_{\infty}=3,05$  м/с,  $T_{Na}=573$  К,  $T_{нас}=1155$  К.

Начальная температура: ■ 2255 К (90°); + 2023 К (90°); × 2000 К (критическая точка); ○ 1584 К (критическая точка); ▲ 1788 К (90°); □ 1608 К (критическая точка); ● 1383 К (90°); △ 1383 К (критическая точка).

воляет сделать вывод, что толщина пленки пара должна изменяться в соответствии с передаваемой через нее энергией.

Результаты работы [31] представлены на рис. 13.4 и описываются корреляционным соотношением

$$q = K [U_{\infty} (\rho k C_p)_{ж} / D]^{1/2} (T_{ж} - T_b), \quad (13-5)$$

где  $T_{ж}=T_w$  и  $K=0,675$ . Приведено также выражение для теплопередачи вынужденной конвекцией, полученное Сайдманом [33]:

$$q = 1,13 [U_{\infty} (\rho k C_p)_{ж} / D]^{1/2} \Delta T. \quad (13-6)$$

Значение 0,675 в формуле (13-5) получено путем замены постоянной Сайдмана [33] коэффициентом  $K$  и выбора такого значения  $K$ , при котором получается наилучшее согласие с экспериментальными данными. В обоих случаях разность температур  $\Delta T$ , которая обычно дается в виде  $T_{ж}-T_b$ , где индексы «ж» и  $b$  относятся к жидкости и ко всему объему, взята для случая  $T_{ж}=T_w$ , где  $T_w$  — температура поверхности сферы. Это означает отсутствие контактного сопротивления у поверхности раздела и указывает на то, что натрий может быть перегрет до чрезвычайно высоких температур. Явление перегрева жидких металлов в процессе теплообмена наблюдалось и другими исследователями [34]. В самом деле, значение  $K=0,675$  соответствует модифицированному теоретическому значению перегрева, что может быть следствием контактного сопротивления на поверхности раздела твердое тело—жидкость.

По-видимому, для надежного установления закономерностей теплопередачи на переходном режиме требуются дополнительные тепловые и гидродинамические экспериментальные исследования.

### 13.5. ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ И ПРИ ИСТЕЧЕНИИ

По двухфазным течениям, особенно по вопросу кипения при течении в трубах, было опубликовано значительное количество материалов. Тонг [35], а также Кеппл и Танг [36] представили обширные обзоры по этой теме. Бур и др. [37] опубликовали отличный обзор по неустойчивости двухфазных потоков и классифицировали причины и механизмы неустойчивости в потоке при кипении. Табл. 13.1, взятая из работы [37], представляет собой сводку различных типов неустойчивости в потоке. В основном неустойчивость связана с геометрией системы, характеристиками течения и граничными условиями. Неустойчивости классифицируются в табл. 13.1 как статические или динамические. Статическая неустойчивость имеет место, когда малое изменение условий течения по сравнению с первоначальным устойчивым состоянием вызывает переход в неустойчивый режим или в другой устойчивый режим, отличный от первоначального. Для предсказания статической неустойчивости обычно используются уравнения стационарного режима течения. Динамическая неустойчивость вызывается инерцией и другими явлениями обратной связи. Смешанная неустойчивость проявляется вследствие комбинации элементарных механизмов, которые разделить затруднительно.

Представленный здесь обзор касается главным образом анализа истечения из сосудов, а не общего случая течения в трубах, как в работе [37].

Многочисленные исследователи изучали истечение однофазной жидкости из сосудов. Их результаты будут изложены вкратце перед рассмотрением более общей и сложной проблемы двухфазного истечения.

#### 13.5.1. Однофазное истечение

Квазистационарный анализ быстрого истечения из сосуда является классической задачей в термодинамике. Однако при этом возникает много противоречий, которые не могут быть рассмотрены в рамках классической термодинамики. Гиффен [38] проанализировал скорость уменьшения давления в сосуде при истечении жидкости под действием внутреннего давления в атмосферу через внезапно открываемое отверстие. Используя численные методы, Гиффен обнаружил, что внутреннее давление в сосуде не умень-

## Классификация типов неустойчивости течения [37]

Класс	Тип	Механизм	Характеристика
<p>1. <i>Статическая неустойчивость</i></p> <p>Основная (или чистая) статическая неустойчивость</p> <p>Основная релаксационная неустойчивость</p> <p>Смешанная неустойчивость</p>	<p>Изменение режима течения или неустойчивость Лединегга</p> <p>Кризис кипения</p> <p>Неустойчивость в изменении картины течения</p> <p>Пульсирующее кипение, фонтанирование</p>	$\partial(\Delta p)/\partial G _{\text{внутр}} \leq \partial(\Delta p)/\partial G _{\text{окр}}$ <p>Неэффективный отвод тепла с поверхности нагрева</p> <p>Пузырьковое течение (содержание пара меньше, а <math>\Delta p</math> больше, чем при кольцевом течении)</p> <p>Периодическое изменение метастабильного состояния, обычно из-за недостатка центров парообразования</p>	<p>Течение претерпевает ступенчатый переход к новому устойчивому режиму</p> <p>Изменения температуры стенки и пульсации течения</p> <p>Циклические изменения картины течения и колебания расхода</p> <p>Периодический процесс перегрева и бурного испарения с возможными выбросами</p>
<p>2. <i>Динамическая неустойчивость</i></p> <p>Основная (или чистая) динамическая неустойчивость</p>	<p>Акустические колебания</p>	<p>Резонанс волн сжатия</p>	<p>Высокие частоты (10—100 Гц), связанные со временем, необходимым для распространения волны сжатия в системе</p>

Класс	Тип	Механизм	Характеристика
Смешанная динамическая неустойчивость	Волновые колебания плотности	Эффекты запаздывания и обратной связи между расходом, плотностью и падением давления	Низкие частоты ( $\sim 1$ Гц), связанные со временем прохождения непрерывной волны
	Тепловые колебания	Взаимосвязь переменного коэффициента теплоотдачи с динамикой течения	Встречается при пленочном кипении
	Неустойчивость паросодержания	Взаимосвязь паросодержания с динамикой и теплопередачей в потоке	Эффект значителен только при малой постоянной времени заполнения и при низких давлениях
	Неустойчивость параллельных каналов	Взаимодействие между небольшим числом параллельных каналов	Различные режимы перераспределения потока
Смешанная динамическая неустойчивость как вторичное явление	Колебания потерь давления	Изменение режима течения вызывает динамическое взаимодействие между каналом и сжимаемым объемом	Периодический процесс очень низкой ( $\sim 0,1$ Гц) частоты

шается непрерывным образом, как предсказывают классические методы, а изменяется ступенчато. Он пришел к заключению, что определяющим параметром для этого процесса является скорость звука в газе. Когда диаметр выходного отверстия мал по отношению к размеру сосуда, скорость изменения давления в сосуде пренебрежимо мала по сравнению со скоростью распространения возмущений по сосуду. Таким образом, можно предположить, что давление в сосуде постоянно, и скоростью приближения жидкости к отверстию, через которое происходит истечение, можно пренебречь.

Многие другие авторы [39—42] рассматривали задачу нестационарного истечения газа, используя для расчетов метод характеристик. Прогельгоф [42] установил, что изменение массового расхода во времени для звукового истечения из сопла можно приближенно описать, вводя в уравнение квазистационарного истечения поправочный коэффициент на скорость течения жидкости в сосуде. Однако для звукового истечения из сопла точность зависит от вычисленного среднего коэффициента расхода для данного процесса. Прогельгоф нашел, что для дозвукового истечения давление в сосуде может упасть ниже давления окружающей среды. Это еще одно расхождение с классической теорией квазистационарного истечения.

В работе Гиффена [38] делаются следующие общие выводы относительно характера процесса истечения:

1. Степень изменения давления в сосуде определяется: а) скоростью изменения давления вблизи отверстия и б) временем, необходимым для распространения возмущений от отверстия по сосуду.

2. Изменения площади отверстия сопровождаются мгновенными изменениями скорости истечения при условии, что отверстие открывается со скоростью, не превышающей скорость звука.

3. Сопротивление волнам сжатия со стороны окружающей среды наиболее важно в том случае, когда к выпускному отверстию подсоединена труба.

4. При быстром истечении из сосуда непосредственно в атмосферу обычно происходит падение давления в сосуде.

Приведенный анализ касается только однофазного течения, которое несколько проще, чем однокомпонентное двухфазное течение. Двухфазное (пар—жидкость) истечение усложняется переходом жидкости в пар в результате снижения давления. Однако некоторые аспекты задачи однофазного течения могут быть перенесены на исследование двухфазного течения. Возможно, например, что объяснение изменения скорости истечения влиянием скорости звука, предложенное Гиффеном [38], может помочь в объяснении всплесков давления [43—46], замеченных при понижении давления в истекающем двухфазном потоке.

### 13.5.2. Двухфазное истечение

За последнее время рядом исследователей были рассмотрены задача двухфазного истечения через различные отверстия [47—51], а также механизмы и соотношения для поверхности раздела [52—55], учитывающие кипение и двухфазность среды. Особое внимание было уделено также определению критического расхода при двухфазном истечении. Наиболее известны, по-видимому, теоретические модели Фоске [56], Леви [57] и Муди [58].

В работе Тиммерхауза [51] рассматриваются течение и явления теплопередачи в трубопроводах в процессе захлаживания труб от температуры окружающей среды до криогенных температур. Было замечено, что на начальной стадии истечения в трубопроводе имеет место всплеск давления вследствие испарения первой порции криогенной жидкости при ее попадании в трубопровод. Дальнейшее падение давления сопровождается некоторой неустойчивостью, так как при достижении трубопроводом температуры криогенной жидкости течение переходит от двухфазного режима к однофазному. Формула для времени захлаживания трубопроводов представлена Тиммерхаузом, который рассмотрел и другие сопутствующие проблемы.

Задача двухфазного истечения являлась также предметом ряда других исследований [43, 45, 46, 59—65]. Поллард и др. [45, 65] изучали нестационарный процесс изменения степени перегрева кипящей жидкости большого объема, давление в которой внезапно падает. Температура поверхности нагревателя, изготовленного из нержавеющей стали 304 и находящегося в контакте с дистиллированной деаэрированной водой, контролировалась в процессе понижения давления в системе при истечении в атмосферу через отверстие диаметром 25,4 мм. Полученные данные показали, что перегрев жидкости достигает максимума в начальной стадии изменения давления и становится отрицательным в конечной стадии при времени опорожнения около 12 с. На рис. 13.5а представлены некоторые характерные результаты.

Поллардом также был обнаружен всплеск давления на начальной стадии процесса истечения. Этот всплеск (рис. 13.5б) подобен всплескам, которые наблюдались в работах [43, 44, 46, 51]. Ордин и др. [46] представили результаты экспериментального исследования, в котором рассматривалось температурное расслоение и возрастание давления жидкого водорода, помещенного в бак самолетного типа, подвергающийся во время полета воздействию атмосферного турбулентного потока. Значения давления и температуры измерялись в различных точках внутри бака во время его наддува и опорожнения. Этими авторами, как и Поллардом, было обнаружено, что непосредственно после начала истечения жидкость перегревается, а во время начального падения давления

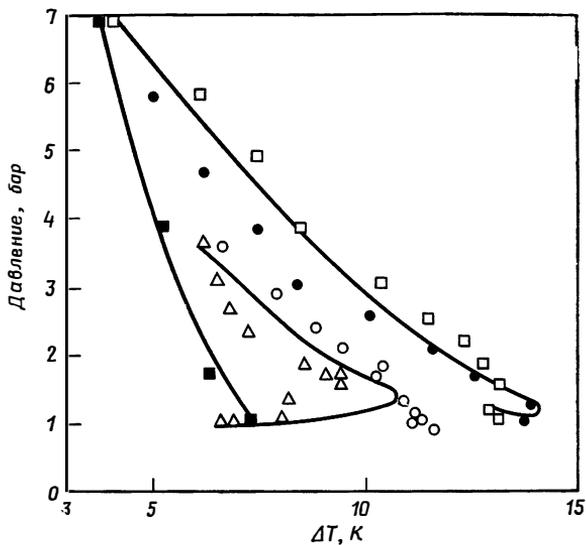


РИС. 13.5а. Зависимость давления от перегрева стенки для истечения из емкости при различных начальных давлениях ( $q=9,14$  Вт/см<sup>2</sup>, диаметр отверстия 25,4 мм) [45].

○  $T_1$ ; △  $T_7$ ; □  $T_6$ ; ●  $T_8$ ; ■ стационарное состояние.

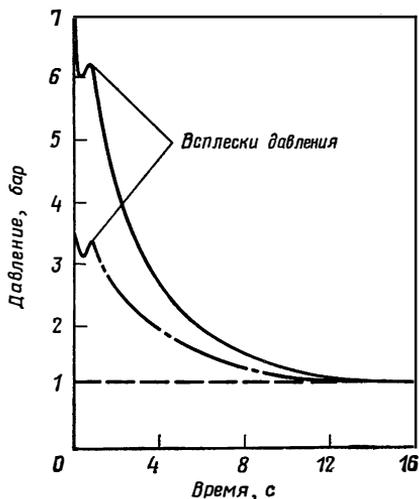


РИС. 13.5б. Изменение давления во времени для истечения из емкости через отверстие диаметром 25,4 мм при начальных давлениях 3,45 и 6,9 бар [45].

—  $T_3$ ; - - -  $T_{10}$ ; - · - · - атмосферное давление.

имеет место незначительное закипание. Этот начальный период характеризуется резким падением давления вследствие истечения газа из резервуара. Авторы обнаружили, что падение давления в баке зависит от температуры жидкости, температуры пара, скорости испарения, величины газовой подушки, а также размеров трубопровода и клапана.

Активная зона ядерного реактора и ее аварийная система охлаждения проектируются таким образом, чтобы справиться с возникающим при случайном выбросе хладагента нестационарным и максимальным подъемом давления. Выброс хладагента из трубы и прорыв котла в пароводяных системах высокого давления связаны с явлениями метастабильного и двухфазного истечения (включая критический расход в двухфазном потоке). Для расчета течения насыщенной воды через короткие сопловые насадки достаточно точных моделей пока не разработано. Попытки охарактеризовать наиболее важные параметры были сделаны в многочисленных экспериментальных исследованиях. Одним из таких исследований является широкая промышленная программа LOFT (Loss of Fluid Test — исследование потерь жидкости), выполненная фирмой Philips Petroleum на Национальной испытательной станции реакторов в Айдахо-Фолс, шт. Айдахо.

Цели программы LOFT заключались в получении данных для проверки расчетных и масштабных моделей, применяемых для прогнозирования и экстраполяции характеристик систем при утечке жидкости. В результате этого исследования получена подробная информация следующего содержания:

1. Полная тепловая характеристика хладагента в областях переохлаждения (где преобладают акустические эффекты), двухфазного насыщенного течения и конвективного течения на заключительной стадии опорожнения сосуда.

2. Неустановившаяся или квазистационарная гидравлическая нагрузка, приложенная к различным элементам и агрегатам системы.

3. Роль конфигурации системы и начальных условий, т. е. размера и местоположения прорыва, разности температур холодного и горячего участков, начального течения и продолжительности выброса.

4. Распространение ударной волны в потоке.

5. Количество и местонахождение воды, оставшейся в системе после прорыва.

Исследовательская программа включала моделирование тепловыделения в активной зоне для определения его влияния на характеристики процесса выброса. Программа состояла из трех стадий. На I стадии проводились испытания с использованием немасштабной пустой емкости; на II стадии использовались модели емкости (в масштабе 1:4), активной зоны реактора и внутренних эле-

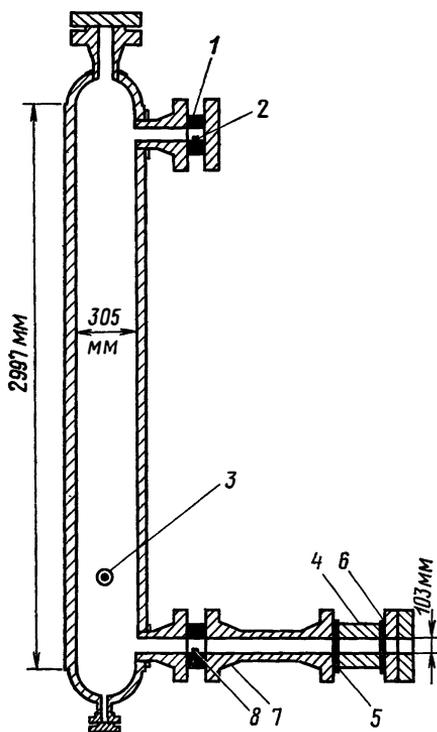


РИС. 13.6. Устройство для исследования выброса жидкости (LOFT, стадия I) [62].

- 1 — верхняя расходная шайба;
- 2 — датчик давления в резервуаре;
- 3 — измерительное отверстие;
- 4 — блок разрывных мембран;
- 5 — первая мембрана;
- 6 — вторая мембрана;
- 7 — удлинительная проставка;
- 8 — датчик давления в выпускном трубопроводе.

ментов конструкции; на конец, III стадия включала эксперименты с использованием объединенной модели реактора и системы охлаждения в масштабе 1 : 4.

Устройство для изучения выброса жидкости, использованное на I стадии, представлено на рис. 13.6. Емкость прикреплена к раме из двутавровых балок, снабженной тягоизмерительным устройством и весами.

и может быть использована для изучения выбросов при прорыве в верхней или нижней ее части. Целью первых экспериментов, проводившихся в условиях переохлаждения в диапазоне давлений от 41,4 до 11 бар и при комнатной температуре, было исследование поведения быстро расширяющейся переохлажденной жидкости в немасштабной емкости. Несколько экспериментов было проведено с использованием емкости, наполненной жидкостью, для получения данных, соответствующих участку расширения с переохлаждением жидкости.

Во второй серии экспериментов [63] по программе LOFT подвергался исследованию выброс жидкости из нижней части емкости при повышенных давлениях и температурах. Эксперименты проводились при температурах жидкости 494, 521, 551 и 578 К, которым соответствовали давления 41,4, 87,6, 117,2 и 158,6 бар. Для того чтобы исследовать влияние энтальпии на явления выброса, изменялись значения энтальпии жидкости в резервуаре. Было обнаружено, что продолжительность процесса расширения с переохлаждением жидкости практически равна продолжительности аналогичного процесса при температуре окружающей среды. Это означает, что во всем рассматриваемом диапазоне температур

акустическая релаксация системы зависит главным образом от времени распространения возмущений в выходном сопле. Было замечено, что время выброса уменьшается с увеличением запасенной энтальпии жидкости.

Устройство, показанное на рис. 13.6, использовалось также для экспериментов по моделированию прорыва в верхней части емкости [64, 65]. Частичные разрывы трубы моделировались путем использования сменных мерных шайб в верхнем выпускном сопле для определения влияния размера прорыва на такие явления, как расширение с переохлаждением, время выброса и количество жидкости, остающейся в емкости. Разделение фаз при выбросе в верхней части усиливалось, а захват жидкости уменьшался. Уменьшение размера отверстия способствовало разделению фаз, а увеличивающееся при этом время выброса благоприятствовало установлению термодинамического равновесия в жидкости. Размер отверстия заметным образом влиял на расширение с переохлаждением, как показано на рис. 13.7. При уменьшении размера отверстия продолжительность расширения с переохлаждением увеличивается и могут возникнуть пульсации давления, соответствующие собственной частоте активной зоны реактора.

Эксперименты по выбросу из верхней части емкости в условиях повышенных давления и температуры проводились с размерами отверстия, соответствующими 2, 6, 10, 30, 60 и 100% площади

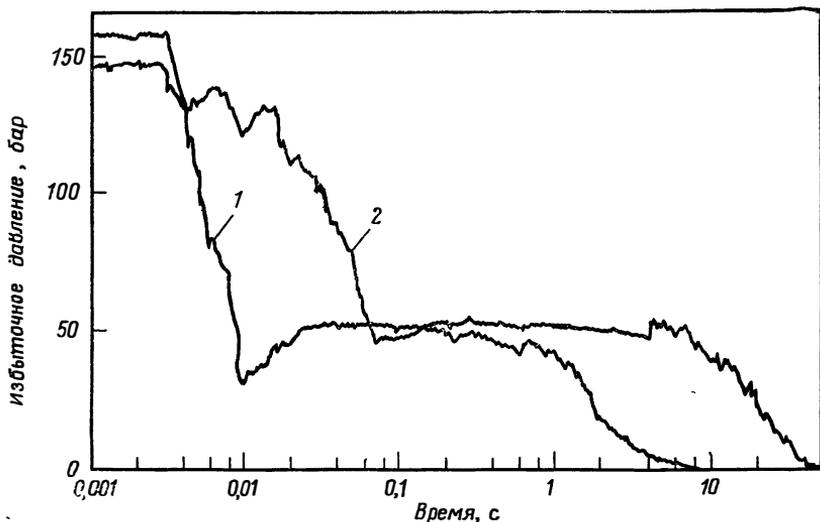


РИС. 13.7. Давление в резервуаре при экспериментах по выбросу из верхней части резервуара по программе LOFT — влияние размера разрыва на характеристики расширения с переохлаждением [65].

Начальное избыточное давление 161 бар, начальная температура 544 К.

1 — разрыв 100%; 2 — разрыв 6%.

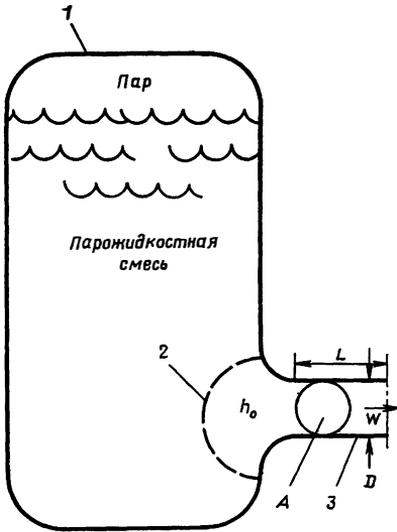


РИС. 13.8. Схема сосуда с насыщенной жидкостью [67].

Характеристики состояния системы:  $V = \text{const}$ ,  $M = M_{\text{ж}} + M_{\text{п}}$ ,  $U$ ,  $p_0$ .

1 — адиабатическая система; 2 — окрестность выпускного отверстия; 3 — трубопровод.

поперечного сечения трубопровода [66]. Было найдено, что количество воды в емкости, остающееся после выброса, зависит не только от размера разрыва, но и от положения выпускного сопла. Парожидкостная смесь, выходящая через верхнее сопло, имела более высокое паросодержание, чем в случае аналогичных испы-

таний с выбросом из нижней части емкости. В случае выброса в верхней части энтальпия, накопленная в жидкости, расходовалась на работу расширения и преобразование части жидкости в водяной пар, и парожидкостная смесь с высоким паросодержанием истекла через выпускное сопло. При выбросе из нижней части сосуда расширение жидкости в сосуде способствовало поддержанию давления, при котором смесь истекла через нижнее сопло. Результаты экспериментов по выбросу из верхней части сосуда с малыми моделированными разрывами показали, что в сосуде может остаться значительное количество жидкости.

Муди [43, 67] разработал теоретическую модель двухфазного выброса для различных пароводяных смесей. Схема сосуда с насыщенной жидкостью, использованная при анализе выброса, показана на рис. 13.8. Модель представляет собой адиабатическую систему постоянного объема с равновесной смесью жидкости и пара. Расходы массы и энергии через одиночную трубу равны соответственно  $W$  и  $h_0 W$ , где  $h_0$  — полная удельная энтальпия жидкости в непосредственной окрестности трубы. При этом были получены следующие выражения для скоростей изменения массы, энергии и давления в системе:

$$dM^*/dt^* = -G, \quad (13-7)$$

$$dU^*/dt^* = -(h_0/u_0) G \quad (13-8)$$

и

$$\frac{dp_0}{dt} = - \frac{[h_0 + (u_{\text{пж}}/v_{\text{пж}}) v_{\text{ж}} - u_{\text{ж}}] G}{\{(v_0/M^*) (u_{\text{пж}}/v_{\text{пж}})' - [(u_{\text{пж}}/v_{\text{пж}}) v_{\text{ж}}]' + u_{\text{ж}}'\} M^*}. \quad (13-9)$$

Значение  $G$  определяется в зависимости от полного давления, энтальпии и величины  $\bar{f}L/D$ . Муди приводит ряд графиков, где  $G$  дается в форме

$$G(p_0, h_0, \bar{f}L/D) = 0. \quad (13-10)$$

Для теоретического определения скоростей выброса необходимо предварительно вычислить  $\bar{f}L/D$ .

Значение  $h_0$  зависит от  $p_0$  и от характера системы жидкость—пар. Муди рассматривает три характерных типа выброса:

1. Выброс насыщенной жидкости, характеризуемой величиной

$$h_0 = h_{ж}(p_0). \quad (13-11)$$

2. Выброс однородной смеси, энтальпия которой определяется выражением

$$h_0 = h_{ж}(p_0) + \frac{h_{пж}(p_0)}{v_{пж}(p_0)} \left[ \frac{v_0}{M^*} - v_{ж}(p_0) \right]. \quad (13-12)$$

3. Выброс насыщенного пара с энтальпией

$$h_0 = h_{п}(p_0). \quad (13-13)$$

Интегрирование уравнений (13-7)—(13-9) дает  $p_0$ ,  $M^*$  и  $U^*$  в зависимости от  $t^*$ . Типичные результаты представлены на рис. 13.9 и 13.10 для системы, находящейся первоначально в состоянии насыщения при давлении 69 бар. Приведены три характерных типа выброса для значений  $\bar{f}L/D$  от 0 до 100. Результаты, представленные на рис. 13.9 и 13.10, могут быть использованы для определения давления, массы и энергии в системе в различные моменты выброса.

Выброс жидкости соответствует потере массы из нижней точки системы, когда захват пара незначителен. Модель выброса смеси применяется к случаю быстрой потери массы из системы, когда пар образуется быстрее, чем он может отделиться от жидкости. Случай истечения пара соответствует выбросу из верхней точки системы, если выброс происходит достаточно медленно для того, чтобы пар вытекал без захвата жидкости.

Результаты, полученные на основе описанных моделей, сравнивались с экспериментальными данными натурных испытаний по прорыву для полномасштабного блока атомной электростанции Бодега-Бэй (имеющей 112 блоков) [68] и полномасштабного блока атомной электростанции Гумбольдт-Бэй (имеющей 48 блоков) [69]. Условия, при которых проводились эти испытания, представлены в табл. 13.2. В резервуаре вначале содержалась насыщенная смесь пар—вода при давлении 86,1 бар. Результаты испытаний приведены на рис. 13.11 и 13.12. Как указывалось выше, для сравнения с теорией должно быть предварительно вычислено значение

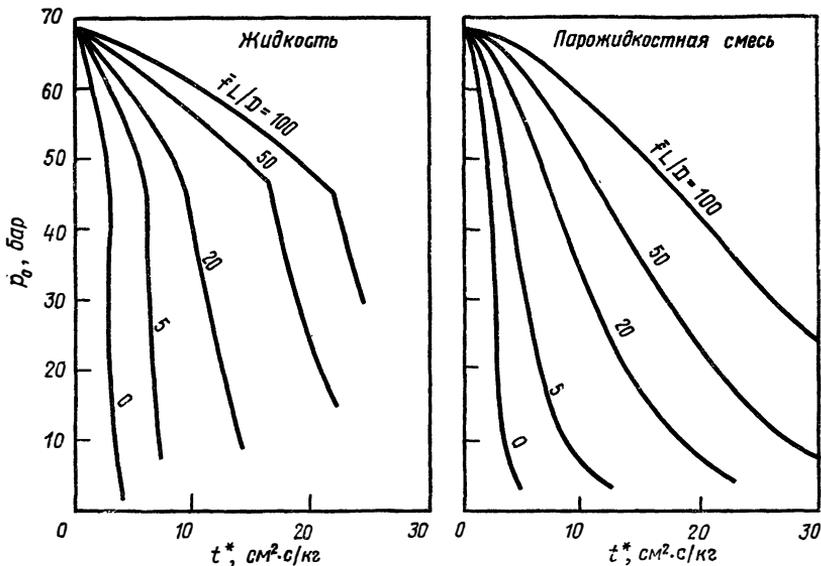


РИС. 13.9. Выброс из системы, содержащей пар и воду, при начальном давлении 69 бар [67].

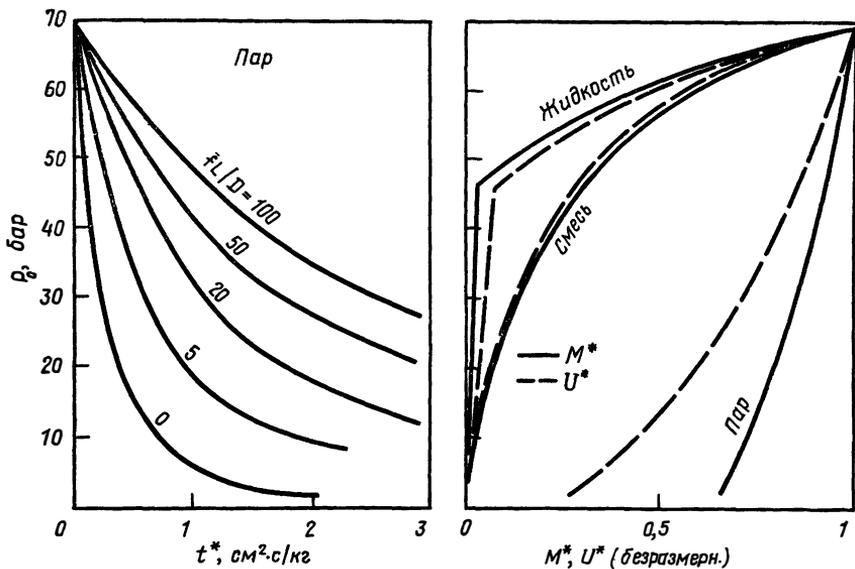


РИС. 13.10. Выброс из системы, содержащей пар и воду, при начальном давлении 69 бар [67].

ТАБЛИЦА 13.2

Условия экспериментов по выбросу жидкости [43]

Характеристика	Бодега-Бэй, испытание № 40	Бодега-Бэй, испытание № 21	Бодега-Бэй, испытание № 16	Гумбольдт-Бэй, испытание № 22
Начальное давление в резервуаре, бар	86,1	86,1	86,1	86,1
Температура насыщения, К	300	300	300	300
Энтальпия насыщения, Дж/г	1345,8	1345,8	1345,8	1345,8
Начальная температура воды, К	281	300	300	300
Начальная энтальпия воды, Дж/г	1238,6	1345,8	1345,8	1345,8
Начальное переохлаждение воды, Дж/г	107,2	0	0	0
Давление мгновенного парообразования, бар	64,8	86,1	86,1	86,1
Площадь критического сечения сопла, см <sup>2</sup>	53,2	53,2	—	—
Площадь отверстия, см <sup>2</sup>	—	—	132,9	6,1
Противодавление, бар	1,0	1,0	1,0	1,0
Площадь поперечного сечения трубы выше по потоку, см <sup>2</sup>	741,8	741,8	741,8	167,7

$\bar{f}L/D$ . Такой расчет может быть выполнен одним из двух методов: суммированием стандартных однофазных коэффициентов местных сопротивлений с потерями на трение  $\bar{f}L/D$ , соответствующими испытываемой системе, или путем вычисления эквивалентного значения  $\bar{f}L/D$  из измеренных необратимых потерь давления при известном расходе проливочной жидкости. Муди выбрал последний метод.

Теоретические результаты при  $\bar{f}L/D=1,0$  сравниваются на рис. 13.11 с результатами испытания № 21 на станции Бодега-Бэй. Как и во всех экспериментах с выбросом насыщенной жидкости, здесь имеет место резкий начальный провал давления в емкости продолжительностью  $\sim 1$  с. Это явление, которое используемая модель объяснить не может, аналогично явлению, отмеченному другими исследователями [44, 46]. Муди объясняет указанную особенность совместным влиянием двух эффектов: начального истечения слабо переохлажденной жидкости, в которой еще не действуют двухфазные механизмы, и временной задержкой образования и расширения пузырьков пара в жидкости.

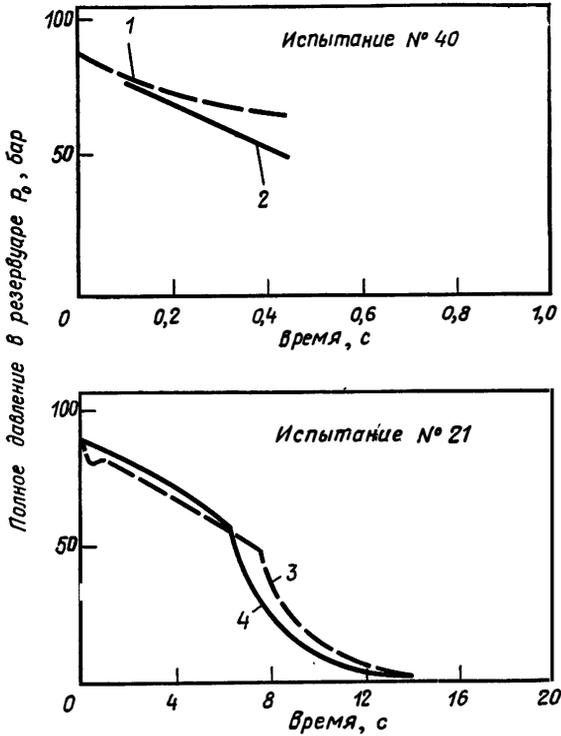


РИС. 13.11. Сравнение теории с экспериментальными данными по выбросу на атомной электростанции Бодэга-Бэй [67].

Перед испытанием № 40 проводились проливки первоначально охлажденной водой с целью определения не максимальной скорости выброса воды для получения эквивалентного значения  $\sqrt{L/D}$ ; начальная температура воды 281 К; давление при мгновенном парообразовании 64,8 бар; площадь поперечного сечения сопла 53,2 см<sup>2</sup>. При испытании № 21 площадь поперечного сечения сопла составляла 53,2 см<sup>2</sup> (насыщенный выброс).

1 — выброс без мгновенного парообразования, эксперимент; 2 — начальный наклон  $dp_0/dt \approx 93,1$  бар/с; 3 — эксперимент; 4 — теория,  $\sqrt{L/D}=1$ .

В экспериментальных данных, представленных на рис. 13.11 и 13.12, также явно наблюдается излом зависимости — внезапное увеличение скорости падения давления. Такое поведение предсказывается теорией (рис. 13.9 и 13.10), если за выбросом насыщенной воды следует выброс насыщенного пара. Гораздо большая площадь моделируемого разрыва в испытании № 16 на этой же станции (рис. 13.12) привела к почти полному исчезновению излома. В случае отверстия большого размера может произойти такое быстрое образование пара, что емкость будет заполнена почти однородной смесью и излом исчезнет полностью.

Кроме того, было сделано заключение о маловероятности того, чтобы при выбросе в нижней части резервуара находилось боль-

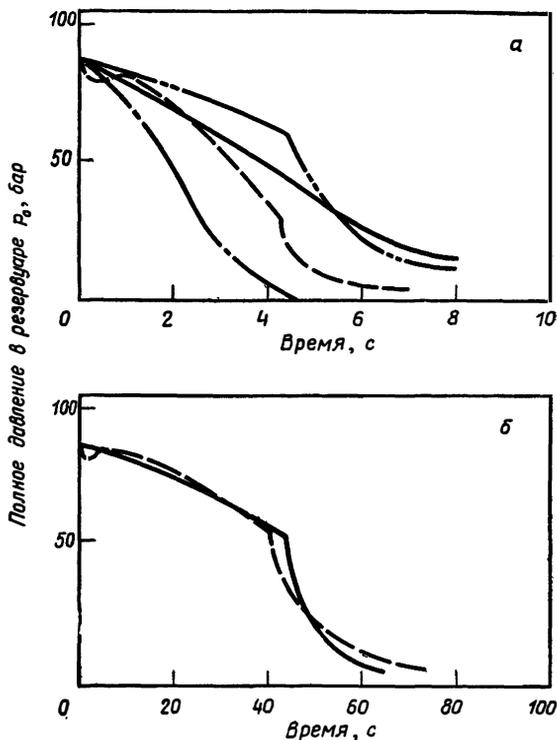


РИС. 13.12. Сравнение теории с экспериментальными данными по выбросу — влияние площади разрыва [67].

В испытании № 16 (станция Бодэга-Бэй) площадь отверстия при насыщенном выбросе составляла 132,9 см<sup>2</sup>. В испытании № 22 (станция Гумбольдт Бэй) площадь отверстия при насыщенном выбросе 6,1 см<sup>2</sup>.

а — испытание № 16: — — — эксперимент — · — · — · — жидкость (теория,  $\bar{f}L/D=6$ );  
 — — — однородная смесь (теория,  $\bar{f}L/D=6$ ); — · — — однородная смесь (теория,  $\bar{f}L/D=0$ ).  
 б — испытание № 22: — — — эксперимент; — — — теория,  $\bar{f}L/D=0$ .

шое количество пара, если еще имеется жидкость. Поэтому состояние системы пар—вода в резервуаре для всех экспериментов на станциях Бодэга-Бэй и Гумбольдт-Бэй должно заключаться где-то между однородной смесью, заполняющей резервуар, и полностью разделенными фазами, когда вода занимает нижнюю часть емкости, пока не будет полностью вытеснена.

### 13.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ряде последних исследований [70—78] была сделана попытка моделирования поведения смеси жидкости—пар при истечении из натуральных установок. Преимущества такого моделирования оче-

видны. Гролмс и Фоске [70] использовали фреон-11 для моделирования вытеснения натрия из емкостей сложной формы. Никс и Вашон [71] провели эксперименты по выбросу воды при давлении 7 бар в маломасштабной системе и получили результаты, характерные для полномасштабных систем. Результаты, полученные с помощью математической модели в работе [43], хорошо согласуются с экспериментальными данными. Способствовали лучшему пониманию процесса выброса и другие математические модели [72, 78].

Крупномасштабные эксперименты были недавно выполнены по программе испытаний герметичных систем (CSE), проведенных в Северо-западной лаборатории им. Бэттла для Комиссии по атомной энергии США [79—82]. Проводились исследования по аварии трубопровода с целью проверки методов обеспечения безопасности, применимых к большим реакторам. Теоретический анализ герметичных систем реакторов показал, что для согласования расчетов с опытными данными необходимо ввести соответствующие эмпирические коэффициенты.

Из большого числа исследований в этой области и из различия полученных результатов читатель может составить представление о сложностях двухфазного течения и истечения под давлением. Ясно, что еще многое остается сделать для того, чтобы согласовать огромное количество экспериментальных данных и предположенных теорий. Рамки этого обзора позволили изложить подробно результаты только некоторых из этих исследований, и авторы признательны тем исследователям, чьими материалами они свободно пользовались. Тем, кто хочет ознакомиться с рассмотренными вопросами подробнее, авторы рекомендуют изучить список литературы.

Ввиду малочисленности данных по переходным режимам двухфазного течения криогенных жидкостей предшествующий анализ касался по необходимости главным образом жидкостей, кипящих при высоких температурах. Поэтому сделанные выводы могут дать только качественную информацию относительно криогенных жидкостей. До тех пор, пока не будут экспериментально получены дополнительные данные, проектанты будут вынуждены пользоваться результатами, приведенными в этой главе, сочетая их с некоторой степенью инженерной интуиции.

### 13.7. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $C_p$  — удельная теплоемкость;
- $C_{pHf}$  — удельная теплоемкость пара при температуре пленки;
- $D$  — диаметр, гидравлический диаметр;
- $f$  — средний коэффициент трения Дарси;

- $G$  — удельный массовый расход;
- $h$  — коэффициент теплоотдачи;
- $h_{kf}$  — конвективный коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении;
- $h_0$  — удельная энтальпия жидкости в сосуде перед выпускным отверстием;
- $h_{fg}$  — скрытая теплота испарения;
- $h_{л}$  — коэффициент теплоотдачи излучением при пленочном кипении;
- $K$  — коэффициент теплопроводности;
- $k_{kf}$  — коэффициент теплопроводности пара при температуре пленки;
- $L$  — длина;
- $M$  — масса;
- $M_{ж}$  — масса жидкости;
- $M_{п}$  — масса пара;
- $N_w$  — число Вебера;
- $\Delta p$  — амплитуда колебаний давления;
- $p_{окр}$  — давление окружающей среды;
- $p_{п}$  — давление пара;
- $p_{ср}$  — среднее давление;
- $p_0$  — давление в начале кипения;
- $r$  — радиус пузырька;
- $\Delta T$  — разность между температурой поверхности и температурой насыщения;
- $T_b$  — среднемассовая температура;
- $T_{ж}$  — температура жидкости;
- $T_{нас}$  — температура насыщения;
- $T_{нас, ср}$  — средняя температура насыщения;
- $T_w$  — температура поверхности;
- $t$  — время;
- $U$  — внутренняя энергия;
- $U_{\infty}$  — скорость сферы;
- $u_0$  — начальное значение удельной внутренней энергии;
- $u_{ж}$  — удельная внутренняя энергия жидкости;
- $u_{пж}$  — удельная внутренняя энергия смеси пар—жидкость;
- $v_{ж}$  — удельный объем жидкости;
- $v_{пж}$  — удельный объем смеси пар—жидкость;
- ( )<sup>\*</sup> — отношение некоторой величины к начальному значению;
- $\mu_{kf}$  — динамическая вязкость пара при температуре пленки;
- $\theta$  — угол смачивания;
- $\rho_{ж}$  — плотность жидкости;
- $\rho_{п}$  — плотность пара при температуре пленки;
- $\sigma$  — поверхностное натяжение на поверхности раздела;
- $\varphi$  — угол пузырька.

## 13.8. ЛИТЕРАТУРА

1. Cichelli M. T., Bonilla C. F., *AIChE Trans.*, **41**, 755 (1945).
2. Corty C., Foust A. S., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **51** (17), 1 (1955).
3. Griffith P., Wallis J. D., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **56** (30), 49 (1960).
4. Bankoff S. G., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **55** (29), 87 (1959).
5. Bankoff S. G., *AIChE J.*, **8** (1), 63 (1962).
6. Cryder D. S., Finalborgo A. C., *AIChE Trans.*, **33**, 346 (1937).
7. Kreith F., Summerfield M. J., *ASME Trans.*, **71**, 805 (1949).
8. Raben I. A., Beaubouef R. T., Commerford G. E., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **61** (57), 249 (1965).
9. Huber D. A., Hoehne J. C., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **85C**, 215 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 31 (1963).
10. Lienhard J. H., Schrock V. E., *J. Heat Transfer, ASME Trans.*, **85C** (3), 261 (1963); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 88 (1963).
11. Lienhard J. H., Watanabe K., *J. Heat Transfer, ASME Trans.*, **88C** (1), 94 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 103 (1966).
12. Lienhard J. H., Schrock V. E., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **9** (4), 355 (1966).
13. Isakoff S. E., in Ninth Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute Conf., Reprints of Papers Stanford Univ. Press, 1956, p. 15.
14. Markels M., Durfee R., Richardson S., NYO-9500, Atlantic Research Corporation, Alexandria, Virginia, 1960.
15. Gibbons J. H., Ph. D. Dissertation, Univ. of Pittsburgh, 1961.
16. Wong S. W., Chon W. Y., *AIChE J.*, **15** (2), 281 (1969).
17. DiCicco D. A., Schoenhals R. J., *ASME Trans.*, **86C** (3), 457 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 194 (1964).
18. Carson J. L., Ph. D. Dissertation, Purdue Univ, 1963.
19. Burmeister L. C., Schoenhals R. J., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **2**, 371 (1969).
20. McCoy K. E., Schoenhals R. J., Winter E. R. F., in Proceedings of the 1970 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford Press, 1970, p. 4.
21. McFadden P. W., Grassman P., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **5**, 169 (1963).
22. Semeria R. L., *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **57** (1962).
23. Bergles A. E., Thompson W. G., Jr., *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **13**, 55 (1970).
24. Merte H., Jr., Clark J. A., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **86C** (3), 351 (1964); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 66 (1964).
25. Flynn T. M., Drager J. W., Roos J., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1962, p. 539.
26. Frederking T. H., Clark J. A., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 8, Plenum Press, New York, 1963, p. 501.
27. Bromley L. A., *Chem. Eng. Progr.*, **46**, 221 (1970).
28. Zuber N., AECU-4439, *Physics and Mathematics* (1959).
29. Zuber N., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **80C**, 711 (1958).
30. Berenson P. J., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **83C**, 351 (1961).
31. Witte L. C., Baker L., Jr., Haworth D. R., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, **90C**, 394 (1968); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 4, стр. 26 (1968).
32. Witte L. C., *ASME Trans. J. Heat Transfer*, **90C**, 9 (1968); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 9 (1968).

33. Sideman S., *Ind. Eng. Chem.*, 58 (2), 54 (1966).
34. Krakoviak A. I., ORNL TM-618, 1963.
35. Tong L. S., *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*, John Wiley and Sons, New York, 1965, русский перевод: Тонг Л., Теплоотдача при кипении и двухфазное течение, изд-во «Мир», М., 1969.
36. Kepple R. R., Tung T. V., *Two-Phase Gas-Liquid System: Heat Transfer and Hydraulics — An Annotated Bibliography*, ANL-6734, USAEC Report, 1963.
37. Boure J. A., Bergles A. E., Tong L. S., ASME paper 71-HT-42.
38. Giffen E., *Engineering*, 150, 134—136, 154—155, 181—183 (1940).
39. Kestin J., Glass J. S., *Aircraft Engineering*, 23, 300 (1951).
40. Progelhof R., Owczarek J. A., *AIAA J.*, 1, 2182 (1963); русский перевод: *Ракетная техника и космонавтика*, № 9, стр. 209 (1963).
41. Kestin J., Glass J. S., *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 161, 250 (1949).
42. Progelhof R., *AIAA J.*, 2, 137 (1964); русский перевод: *Ракетная техника и космонавтика*, № 1, стр. 180 (1964).
43. Moody F. J., *ASME Trans. J. Heat Transfer*, 88C (3), 285 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 3, стр. 41 (1966).
44. Howell J. R., Bell K. J., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 59, 88 (1963).
45. Tanger G. E., Vachon R. I., Pollard R. B., in Proc. Third Intern. Heat Transfer Conference, Vol. IV, 1966, p. 38.
46. Ordin P. M., Weiss S., Christenson H., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York, 1960, p. 481.
47. Isbin H. S., Gavalas G. R., in Proc. 1970 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, 1962, p. 126.
48. Ferrell J. K., McGee J. W., *Two-Phase Flow Through Abrupt Expansions and Contractions*, Final Report, Vol. III on USAEC Contract At-(40-1)-2950, North Carolina State Univ., Raleigh, North Carolina, June 1966.
49. Fauske H. K., ANL-6633, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, October 1962.
50. Fauske H. K., ANL-6779, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, October 1963.
51. Timmerhaus K. D., *Applied Cryogenic Engineering*, John Wiley and Sons, 1962.
52. Bornhorst W., Shavit A., *Study of the Boundary Conditions at a Liquid-Vapor Interface Through Irreversible Thermodynamics*, Quarterly Progress Report, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, September 1965.
53. Griffith P., Snyder G., *The Mechanism of Void Formation in Initially Subcooled Systems*, Report 9041-26 on Contract Nonr-1841 (3), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, September 1963.
54. Olsen W. A., NASA TN-D-3219, March 1966.
55. Coughren K. D., *Pressurizing Vessel Performance Equations*, BNWL-116, Battelle-Northwest, Richland, Washington, August 1965.
56. Fauske H. K., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 59 (61), 210 (1965).
57. Levy S., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, 87C (1), 53 (1965); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 64 (1965).
58. Moody F. J., *ASME Trans., J. Heat Transfer*, 87C (1), 134 (1965); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача*, № 1, стр. 160 (1965).
59. Tong L. S., in Proc. Fourth Annual Symposium on Heat Transfer, Idaho Falls, Idaho, May 1967.
60. Albaugh F. W., Fuquay J. J., Harty H., Voiland E. E., Worlton D. C., *Nuclear Safety Quarterly Report*, BNWL-433, Battelle-Northwest, Richland, Washington, July 1967.
61. Allemann R. T., Ed., *Reactor Safeguards Experimental Unit*, Battelle-Northwest, Richmond, Washington, частное сообщение, 1967.

62. Dietz K. A., Ed., Quarterly Technical Report STEP Project: October 1965 — December 1965, IDO-17167, September 1966.
63. Dietz K. A., Ed., Quarterly Technical Report STEP Project: January 1966 — March 1966, IDO-17186, November 1966.
64. Dietz K. A., Ed., Quarterly Technical Report STEP Project: April 1966 — June 1966, IDO-17187, January 1967.
65. Pollard R. B., MS Thesis, Auburn Univ., Auburn, Alabama, August 1965, неопубликованные данные.
66. Dietz K. A., Ed., Quarterly Technical Report STEP Project: July 1966 — September 1966, IDO-17213, April 1967.
67. Moody F. J., Maximum Two-Phase Vessel Blowdown from Pipes, APED-4827, 65APE4, General Electric Company, April 1965.
68. Preliminary Hazards Summary Report, Bodega Bay Atomic Park Unit № 1, Pacific Gas and Electric Company, December 1962.
69. Robbins C. H., Tests of a Full Scale 1/48 Segment of the Humboldt Bay Pressure Suppression Containment, GEAP-3596, November 1960.
70. Grolmes M. A., Fauske H. K., ASME paper 70-HT-24, 1970.
71. Nix G. H., Vachon R. I., Report X, Contract NAS8-11234, March 1969.
72. Fauske H. K., Grolmes M. A., ASME paper 70-HT-21, 1970.
73. Fauske H. K., *Reactor and Fuel-Processing Technology*, 11 (2), p. 84 (1968).
74. Moody F. J., ASME paper 69-HT-31, 1969.
75. Henry R. E., *Nucl. Sci. Eng.*, 41, 336 (1970).
76. Moody F. J., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, 91A (1), 53 (1969); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. А, Энергетические машины и установки, № 1*, стр. 79 (1969).
77. Nahavandi A. N., *Nucl. Sci. Eng.*, 36, 159 (1969).
78. Moody F. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 91C (3), 371 (1969); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., сер. С, Теплопередача, № 3*, стр. 84 (1969).
79. Dissolved Gas Influence on a PWR Design Basis Decompression, AEC Research and Development Report, BNWL-SA-2746, January 1970.
80. Nuclear Safety Quarterly Report, November, December 1969, January 1970, for USAEC Division of Reactor Development and Technology, BNWL-1315-1, US-41, March 1970.
81. Wilburn N. P., AEC Research and Development Report, BNWL-1295, UC-80, April 1970.
82. Experimental High Enthalpy Water Blowdown From a Simple Vessel Through a Bottom Outlet, AEC Research and Development Report BNWL-1411, UC-80, June 1970.

**ЧАСТЬ III**

**ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ  
И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА  
В ЖИДКОМ ГЕЛИИ II**

## РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТЕЙ

К. Темпельмейер, Дж. Ру<sup>1</sup>

### 14.1. ВВЕДЕНИЕ

При проведении тепловых расчетов необходимо знать радиационные свойства поверхностей. В настоящее время составлены каталоги этих свойств для большого количества различных типов материалов и поверхностей. В работах [1—3] содержится обзор имеющихся данных по радиационным свойствам поверхностей, а также подробно обсуждаются методы расчета теплообмена излучением. Как правило, в технических приложениях при решении задач о теплообмене излучением между поверхностями принимается ряд упрощающих предположений, а именно: 1) отражение поверхности предполагается чисто зеркальным или чисто диффузным; 2) собственное излучение поверхности предполагается диффузным; 3) спектральная или монохроматическая излучательная и отражательная способности не зависят от длины волны; 4) при отражении излучения поляризации не происходит. Хотя эти допущения являются весьма общими, они позволяют в большинстве случаев получить приемлемую точность.

Однако если температура поверхности приблизительно на 4 К ниже температуры насыщения окружающего газа, на поверхности происходит конденсация газа (образование криоосадка) и радиационные свойства поверхности (подложки и тонкого слоя осадка) могут измениться настолько, что принятые выше допущения не будут выполняться и задача расчета теплообмена излучением существенно усложнится.

В течение нескольких последних лет был выполнен ряд экспериментальных и теоретических исследований с целью изучения влияния криоосадка на отражательную способность поверхностей [4—10]. В большинстве работ изучается влияние твердой фазы

<sup>1</sup> К. Е. Tempelmeier, Институт космических исследований при Университете шт. Теннесси, Туллахома.

Ж. А. Roux, Научно-исследовательский центр им. Арнольда ВВС США, шт. Теннесси.

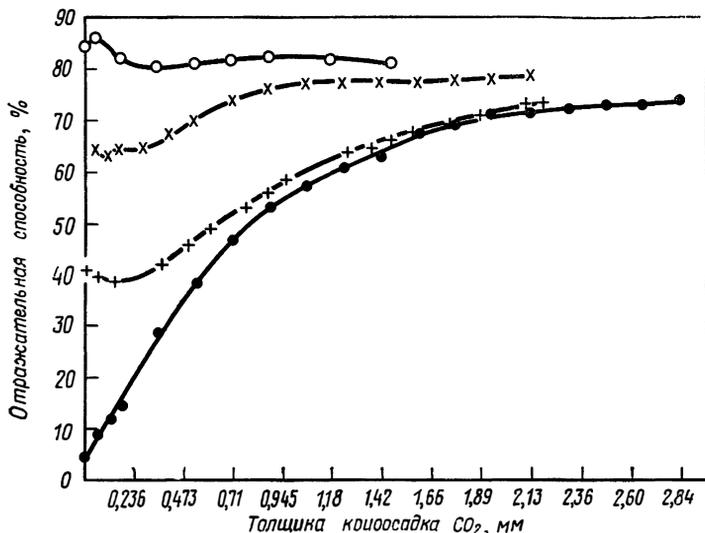


РИС. 14.1. Отражательная способность криопанелей из различных материалов с наледью  $CO_2$ . Угол падения излучения  $30^\circ$  [5].

○ зеркальная поверхность; × полированная медь; + необработанная медь; ● черный лак.

$CO_2$  и  $H_2O$  на различных поверхностях, охлажденных до 77 К жидким азотом. На рис. 14.1 [5] показано изменение полной отражательной способности поверхности при образовании на ней криоосадка  $CO_2$ . Были также выполнены измерения отражательных свойств водяной наледи; здесь следует отметить работы Вуда и сотр. [8, 11]. Полученные результаты охватывают ультрафиолетовую и ближнюю инфракрасную области спектра; они аналогичны результатам, показанным на рис. 14.1 для  $CO_2$ . Значительно меньше внимания уделялось изучению излучательных свойств  $CO_2$  и  $H_2O$  при температурах меньше 77 К. Темпельмейер [12] показал, что при температурах порядка 30—35 К в твердой фазе  $CO_2$  происходят структурные изменения. Подобный эффект был впоследствии обнаружен в работе [11] при охлаждении твердой фазы  $H_2O$  до 145 К. Следовательно, излучательные свойства твердых конденсатов также зависят от их температуры. Ниже мы обсудим это явление, которое усложняет задачу. Тщательному измерению радиационных свойств других твердых криоосадков до сих пор уделялось мало внимания, однако имеющиеся опытные данные показывают, что они обладают в основном теми же свойствами, которые описываются здесь для твердой фазы  $CO_2$ .

#### 14.2. ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ТВЕРДОГО КОНДЕНСАТА

Вначале, когда твердый слой очень тонкий, он является сравнительно прозрачным, и *полная отражательная способность* в

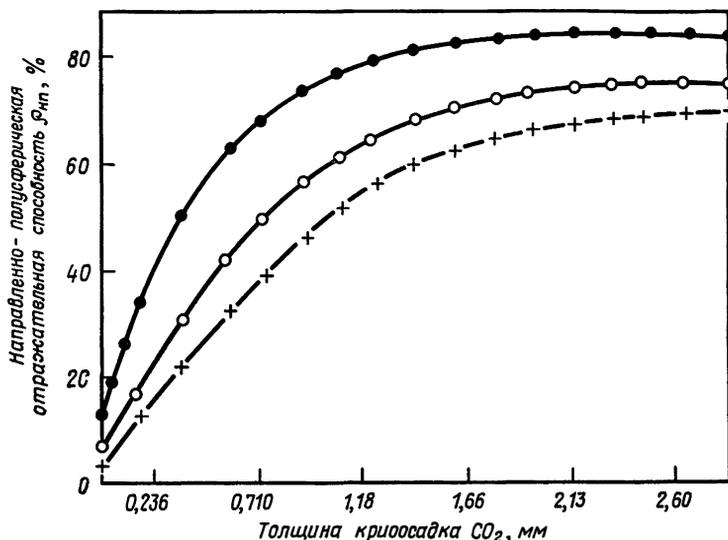


РИС. 14.2. Изменение направленно-полусферической отражательной способности криосадки  $\text{CO}_2$  для различных углов падения излучения от источника света. Подложка — черный лак. Угол падения: ●  $60^\circ$ ; ○  $40^\circ$ ; +  $10^\circ$ .

основном определяется подложкой (рис. 14.1). При увеличении толщины криосадки  $\text{CO}_2$  до 2 мм влияние материала подложки становится пренебрежимо малым и радиационные свойства поверхности определяются свойствами криосадки. Следовательно, в камерах с криогенной откачкой эффективная отражательная способность стенок зависит от толщины осадка, которая не постоянна по поверхности. Кроме того, отражение от криосадки не является диффузным. На рис. 14.2 показана зависимость направленно-полусферической отражательной способности от угла падения излучения.

Направленно-полусферическая отражательная способность  $\rho_{\text{нп}}$  определяется как отношение потока, отраженного от элементарной площадки  $dA$  в полусферу, к потоку, падающему на эту площадку под определенным углом к поверхности (угол отсчитывается от нормали к поверхности). При любой толщине криосадки отражение не является диффузным; следовательно, уравнения лучистого теплообмена между диффузно отражающими поверхностями в этом случае неприменимы. Увеличение отражательной способности при увеличении толщины криосадки, по-видимому, объясняется внутренним рассеянием. Большая отражательная способность при больших углах падения обусловлена повышенным рассеянием света, проходящего большой путь в твердом конденсате.



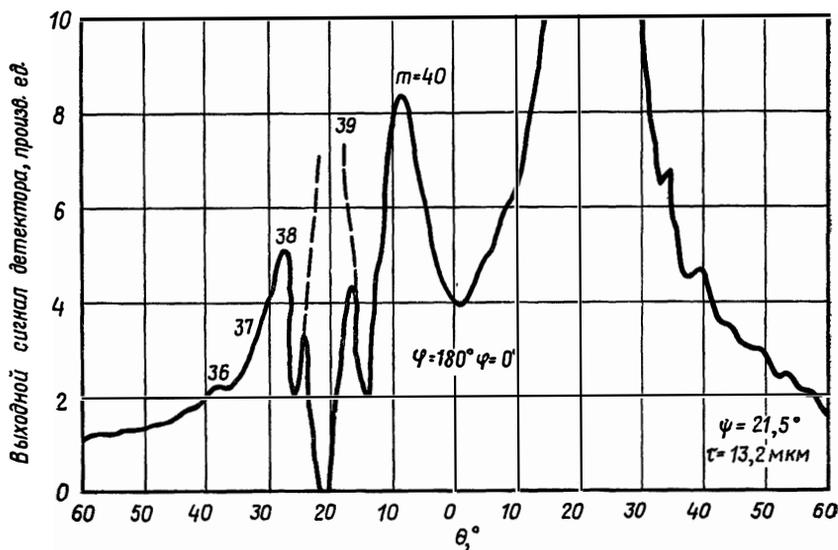
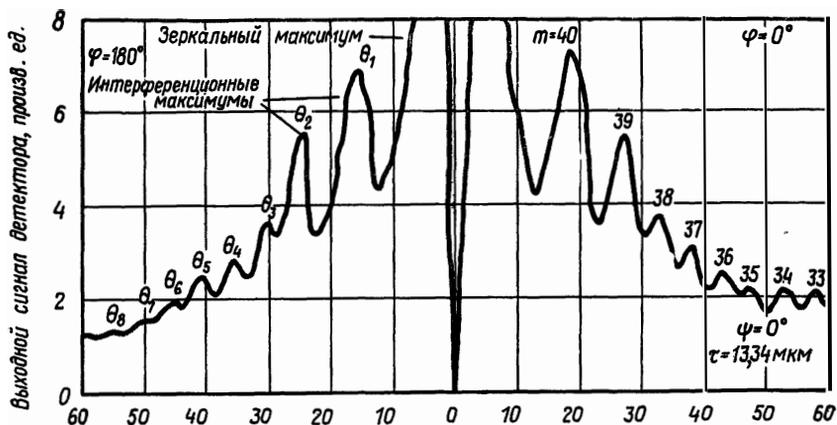


РИС. 14.36. Распределение интенсивности отраженного излучения.

$p=0,05$  Па;  $e=180^\circ$ ;  $\dot{\tau}=2,25$  мкм/мин;  $\lambda=0,9$  мкм;  $n=1,38$ .

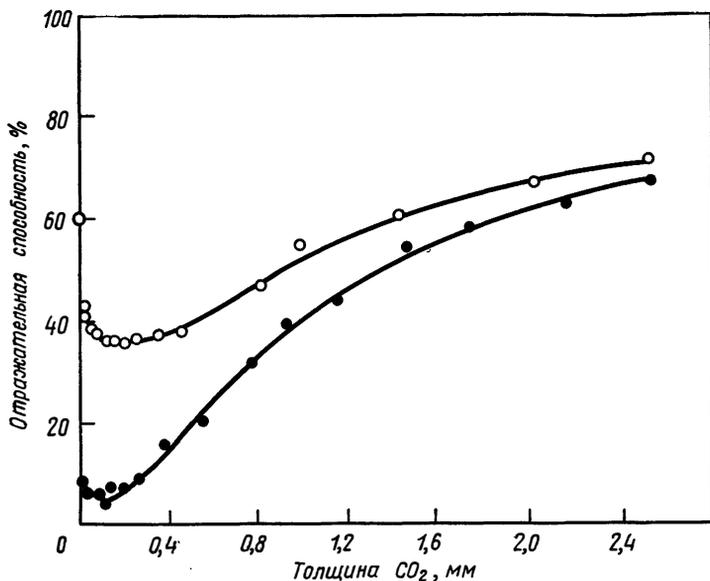


РИС. 14.4. Изменение полусферической отражательной способности криосадки CO<sub>2</sub> в зависимости от его толщины ( $\theta=20^\circ$ ,  $\lambda=0,75$  мкм).

Материал подложки: ● черная краска; ○ нержавеющая сталь.

### 14.3. ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 14.5 показано изменение эффективной отражательной способности поверхности в зависимости от длины волны при различных толщинах осадка CO<sub>2</sub> на черной подложке. Здесь также при малых толщинах осадка происходит уменьшение отражательной способности вследствие изменения относительного показателя преломления. При дальнейшем увеличении толщины осадка отражательная способность увеличивается вследствие рассеяния. Как видно из рисунка, в некоторых областях спектра у осадка имеются полосы поглощения. Однако для солнечного излучения суммарный эффект выражается в увеличении отражательной способности во всем спектре излучения, как это показано в работе [8] для черной подложки. Аналогичные данные для осадка CO<sub>2</sub> на подложке из нержавеющей стали приведены на рис. 14.6. Как видно из рис. 14.1, полная отражательная способность в видимом диапазоне длин волн при увеличении толщины осадка в конце концов перестает зависеть от материала подложки, на которой происходит конденсация газа. Из сравнения результатов, представленных на рис. 14.5 и 14.6, можно заключить, что спектраль-

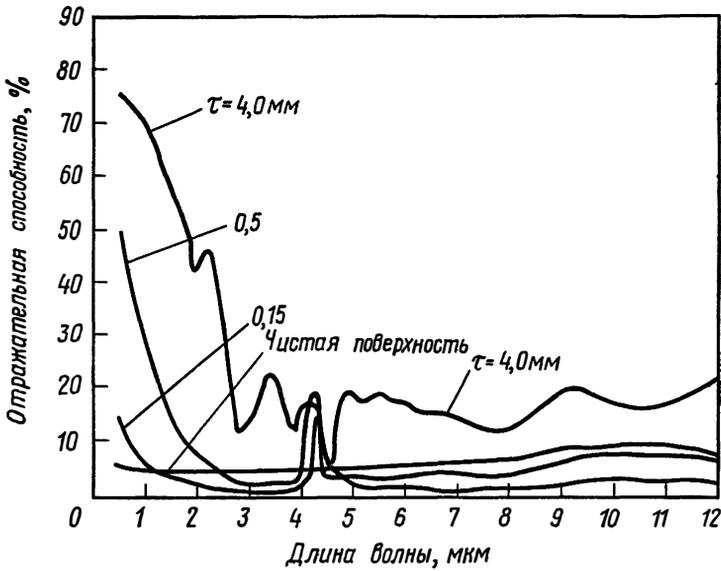


РИС. 14.5. Отражательная способность криоосадка  $\text{CO}_2$  в инфракрасной области спектра [8].  
 Материал подложки — черная краска на эпоксидной основе,  $\nu_{\text{в}} = 10^\circ$ .

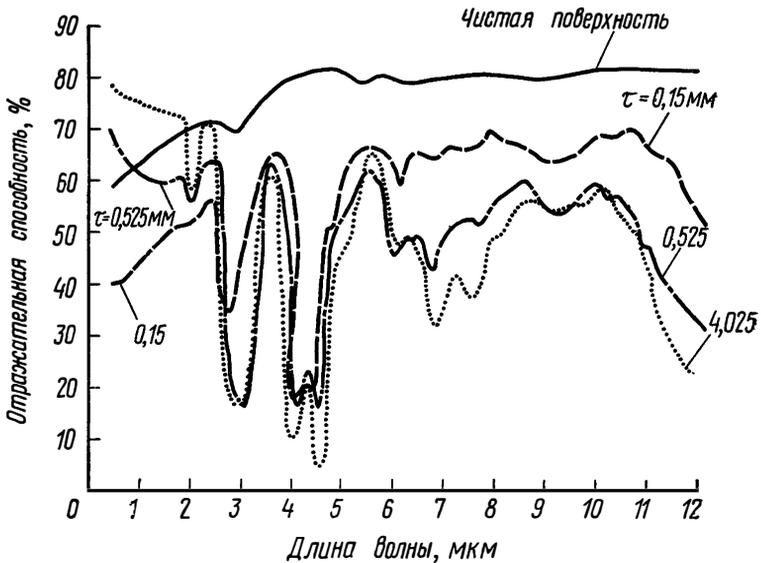


РИС.14.6. Отражательная способность криоосадка  $\text{CO}_2$  в инфракрасной области спектра [8].  
 Материал подложки — нержавеющая сталь,  $\nu = 10^\circ$ .

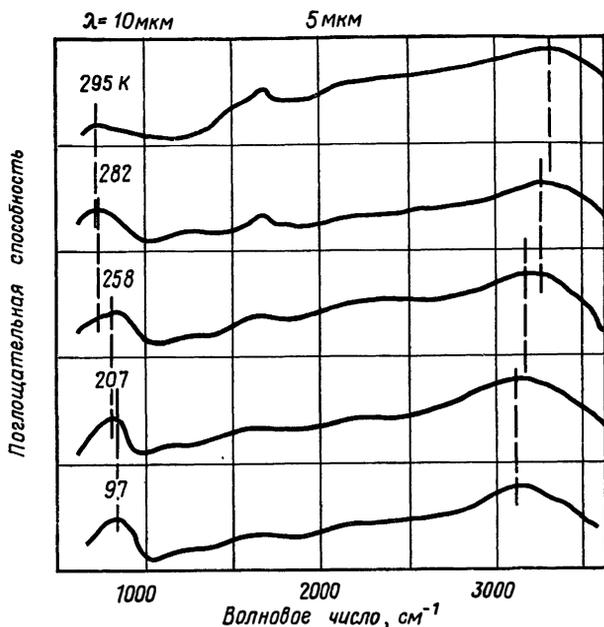


РИС. 14.7. Влияние температуры на спектральную поглощательную способность тонких пленок твердого конденсата  $H_2O$  на холодной пластине [14].

ная отражательная способность зависит от длины волны, особенно в ближней инфракрасной области спектра. При длине волны больше 5 мкм спектральная отражательная способность четырехмиллиметрового слоя твердого  $CO_2$  на поверхности из нержавеющей стали почти в 2,5 раза больше, чем на черной поверхности. Таким образом, в ближней инфракрасной области спектра радиационные свойства твердого конденсата зависят не только от длины волны, но и от материала подложки.

На рис. 14.7 и 14.8 приведены спектральные радиационные характеристики водяного льда. Относительная поглощательная способность воды и льда в ближней инфракрасной области при атмосферном давлении и различных температурах показана на рис. 14.7. Данные рис. 14.7 получены для льда, образовавшегося из жидкой фазы, и спектральные поглощательные характеристики воды и льда в инфракрасной области различаются не сильно. Следует, однако, отметить, что максимумы поглощения несколько сдвигаются с уменьшением температуры. На рис. 14.8 приводятся недавно опубликованные [11] результаты измерений полусферически-направленной отражательной способности криоосадка  $H_2O$  на охлаждаемой жидким азотом поверхности, имеющей тем-

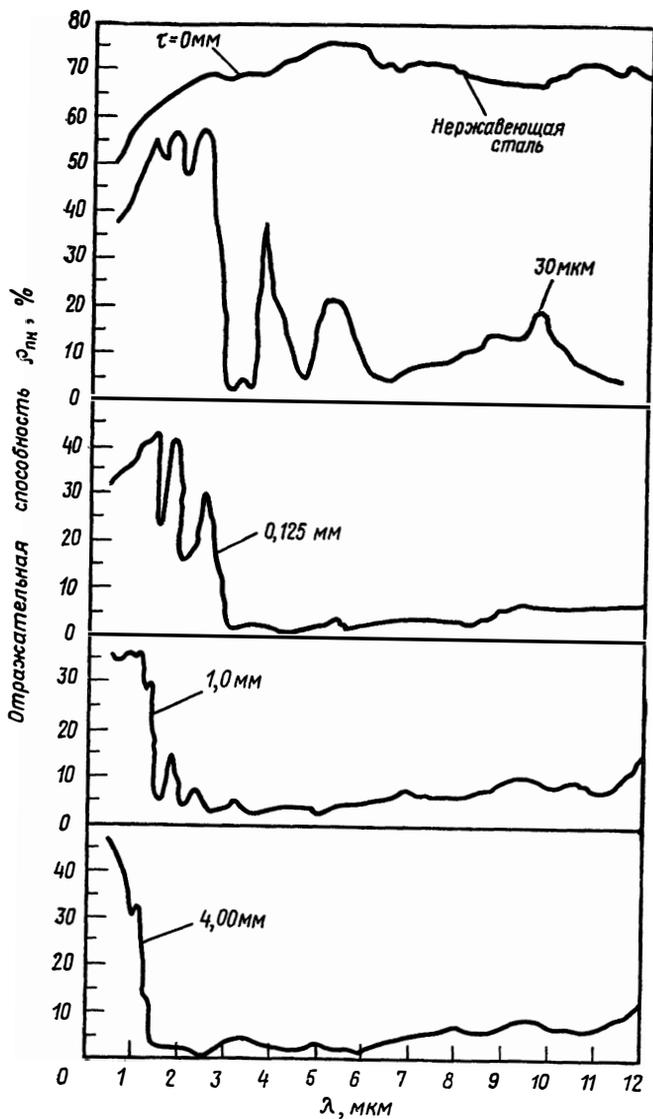


РИС. 14.8. Спектральная отражательная способность аморфного криосадка  $\text{H}_2\text{O}$ , образующегося на полированной поверхности нержавеющей стали при давлении 3,7 Па,  $\tau = 0,825 \text{ мкм/с}$ ,  $\theta = 10^\circ$  [11].

пературу 77 К. В этом случае лед образовывался непосредственно из газовой фазы. Образующийся таким образом лед имеет очень низкую отражательную способность, или, иначе говоря, он лучше поглощает инфракрасное излучение, чем лед, образующийся из жидкой фазы.

На рис. 14.8 также видны слабые полосы поглощения при длинах волн 1,05 и 1,25 мкм и сильные полосы при 1,5, 2,0 и 3,0 мкм. Сильное поглощение также наблюдается в широкой области спектра от 3 до 12 мкм. На рис. 14.6 также видны слабая полоса поглощения для твердого  $\text{CO}_2$  при длине волны 2 мкм и сильные полосы вблизи 2,5 и 4,0 мкм. Следует отметить, что эти области сильного поглощения электромагнитного излучения практически совпадают с областями поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  в газовой фазе.

#### 14.4. ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ТВЕРДОГО КОНДЕНСАТА

Радиационные характеристики криосадка зависят не только от направления падения излучения, спектра падающего излучения, материала подложки и длины волны, но и от его внутренней структуры. Кроме обычных форм льда, встречающихся при высоких давлениях, существуют три другие формы льда, которые образуются при низких давлениях, — две кристаллические формы льда (гексагональная и кубическая) и аморфная (т. е. не имеющая кристаллического строения). Условия, при которых может образовываться та или иная форма льда, изучались многими авторами, и были получены многочисленные экспериментальные результаты, которые представлены в виде таблиц в работе [14]. Экспериментально было обнаружено, что при образовании льда из жидкости в условиях атмосферного давления получается лед только гексагональной структуры. Все исследователи сходятся в том, что при осаждении водяного пара в вакууме на поверхностях, температура которых 115 К или ниже, осадок является аморфным. Если температура поверхности лежит в диапазоне приблизительно 115—150 К, образуется осадок кубической кристаллической формы [8]. На поверхностях, температура которых выше 150 К, образуется наледь гексагональной формы. Однако, по общему мнению, указанные температуры образования различных форм льда не являются строго определенными. Следовательно, вблизи температур, отделяющих одну область от другой, могут встречаться смеси кристаллов льда различной формы.

Различия в радиационных характеристиках водяного льда, образовавшегося различными путями, могут быть установлены путем сравнения результатов, приведенных на рис. 14.7 и 14.8. Эти различия обусловлены различием внутренней структуры льда. Дан-

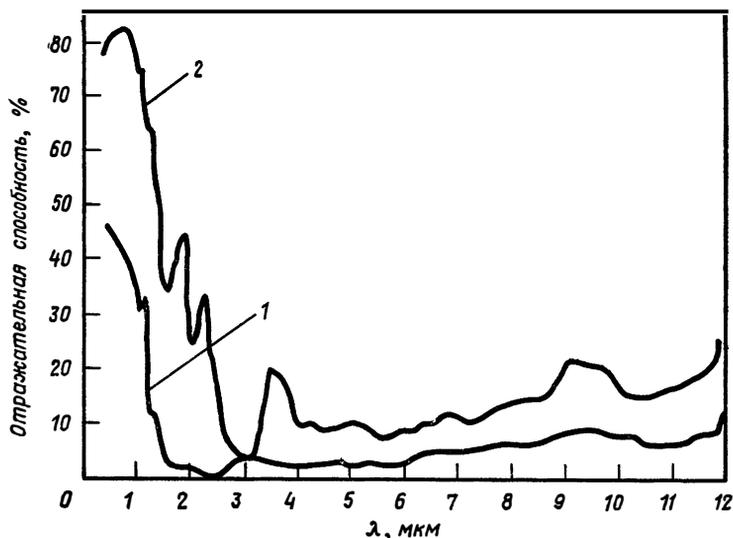


РИС. 14.9. Сравнение отражательных способностей твердого конденсата  $H_2O$  толщиной 4 мм на подложке из нержавеющей стали перед подогревом (кривая 1, аморфная структура) и после подогрева (кривая 2, кристаллическая гексагональная структура).

Последовательность проведения эксперимента: I. Измеряется отражательная способность до подогрева, после чего производится наддув системы осушенным азотом до 0,987 бар. Это давление поддерживается в течение 1 ч. II. Камера откачивается до давления 0,013 Па. III. Прекращается подача жидкого азота и поверхность испытуемого образца нагревается до 200 К. IV. Поверхность снова захлаживается до 100 К. V. Производятся измерения спектральной отражательной способности.

ные, представленные на рис. 14.7, получены для льда, который образовался из воды и имеет кристаллическую структуру (вероятно, гексагональную), тогда как результаты, приведенные на рис. 14.8, были получены для льда аморфной структуры. Вообще говоря, следует ожидать, что отражательные свойства аморфных структур близки к диффузным, однако такие вещества все же не являются полностью диффузными отражателями.

Важно также отметить, что при повышении температуры может происходить изменение структуры аморфного льда. При этом аморфная наледь может принимать различные кристаллические формы. По-видимому, впервые это явление было обнаружено в работе [12] при исследовании сорбционной способности аморфных структур твердой фазы  $CO_2$ . Возможность существования твердых конденсатов  $H_2O$  с различной внутренней структурой означает, что полусферически-направленная отражательная способность этих осадков может сильно изменяться. В работе [11] было зарегистрировано изменение отражательной способности криоосадка  $H_2O$  при изменении его внутренней структуры вследствие увеличения температуры. Полученные в этой работе резуль-

таты представлены на рис. 14.9. В рассматриваемом случае полусферическая отражательная способность конденсированного твердого слоя  $H_2O$  возросла почти в два раза при переходе от аморфной структуры к более плотной кристаллической структуре.

Изменение внутренней структуры может приводить к изменению количества рассеивающих центров и их размеров. Полагают, что излучение рассеивается на пустотах внутри криосадка, поскольку, как установил Мюллер [9], удельный вес аморфного льда равен 0,81.

#### 14.5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Имеющиеся экспериментальные результаты показывают, что на радиационные свойства твердых криосадков влияют многие факторы. Поэтому построение теоретических моделей, позволяющих рассчитать радиационные свойства, является весьма трудной задачей. Тем не менее здесь имеются некоторые успехи. Мерриэм [10] провел теоретическое исследование радиационных характеристик твердых криосадков. Он рассматривал поглощающую и рас-

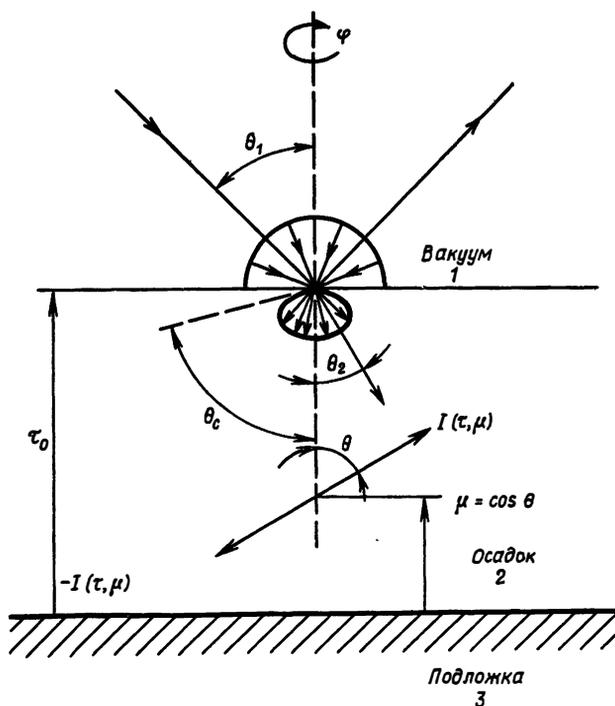


РИС. 14.10. Схема, поясняющая механизм отражения, принятый в работе [10].

сеивающую среду, ограниченную зеркальной поверхностью. Геометрия системы показана на рис. 14.10. Предполагалось, что на верхней границе раздела отражение и пропускание излучения описываются формулами Френеля. Решалось уравнение переноса излучения для случая изотропного рассеяния

$$\mu dI/d\tau = -I + \frac{1}{2} \omega \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') d\mu', \quad (14-1)$$

где  $\mu' = \cos\theta$  и  $\omega = \sigma/(\sigma + k)$ . Здесь  $\sigma$  — спектральный коэффициент рассеяния,  $k$  — спектральный коэффициент поглощения. Использовались следующие граничные условия:

$$I(\tau_0, -\mu) = [1 - \rho_{12}(\mu_1)] I_0 n_2^2 + \rho_{21}(\mu) I(\tau_0, \mu), \quad (14-2)$$

$$I(0, \mu) = \rho_{23}(\mu) I(0, -\mu),$$

где  $\rho_{12}$  — отражательная способность Френеля для излучения, распространяющегося из вакуума в твердый осадок;  $\rho_{21}$  — отражательная способность Френеля для излучения, распространяющегося из осадка в вакуум;  $\rho_{23}$  — зеркальная отражательная способность для излучения, распространяющегося из осадка в подложку, а  $\mu_1$  и  $\mu$  связаны между собой законом Снеллиуса. Полушферически-направленная отражательная способность определяется выражением

$$\rho_{\text{ш}}(\mu) = \rho_{12}(\mu_1) \frac{1 - \rho_{12}(\mu_1)}{n_2^2} \frac{I(\tau_0, \mu)}{I_0}, \quad (14-3)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего диффузного излучения, а  $n_2$  — показатель преломления осадка. Решение выражается через собственные значения и собственные векторы получающейся матрицы коэффициентов. Результаты решения представлены на рис. 14.11. Видно, что они качественно согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 14.4. Кривые для  $\omega = 0,4$  соответствуют сильно поглощающему осадку, как, например,  $\text{H}_2\text{O}$  в инфракрасной области спектра. Кривые для  $\omega = 1,0$  соответствуют осадку  $\text{H}_2\text{O}$  или  $\text{CO}_2$  в видимой области спектра ( $\lambda = 0,75$  мкм).

В случае умеренно и сильно отражающих подложек отражательная способность осадка уменьшается при увеличении оптической толщины ( $0 \leq \tau_0 \leq 1$ ) для  $\omega = 1,0$  вследствие того, что рассеянное излучение, падающее на поверхность раздела криосадок—вакуум под углами, превышающими предельный угол падения, не выходит наружу. Существование полного внутреннего отражения на верхней границе раздела двух сред при углах падения излучения, превышающих предельный, следует из закона преломления Снеллиуса и формулы Френеля для диэлектриков, имеющих гладкую поверхность. Кривые для  $\omega = 0,4$  имеют гори-

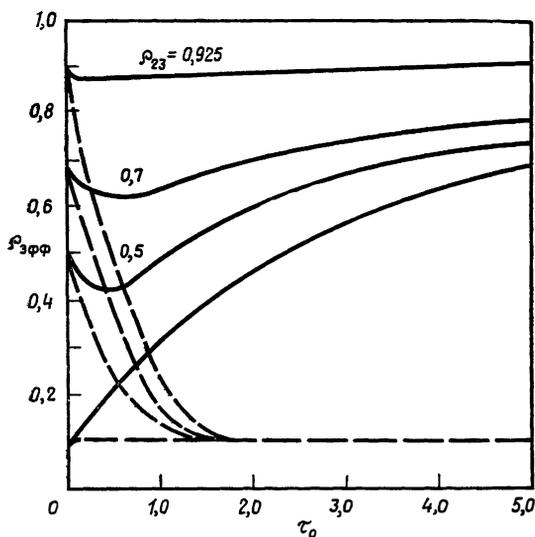


РИС. 14.11. Расчетные значения отражательной способности по модели работы [10].

---  $\omega=0,4$ ; —  $\omega=1,0$ .

зонтальную асимптоту, т. е. с увеличением толщины осадка отражательная способность перестает зависеть от материала подложки. При увеличении толщины осадка отражательная способность быстро уменьшается, так как осадок хорошо поглощает падающее излучение.

#### 14.6. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Направление и спектральный состав падающего излучения, внутренняя структура и толщина криоосадка, а также материал подложки могут оказывать большое влияние на радиационные характеристики осадка. Все перечисленные выше эффекты следует учитывать при проведении расчетов, в которых требуется высокая точность. Кроме того, поскольку криоосадки не являются диффузными отражателями, расчет лучистого теплообмена между поверхностями, на которых имеется осадок, становится весьма затруднительным для систем сложной формы. Знание радиационных характеристик криоосадка необходимо при проведении расчетов даже в случае простых конфигураций. Однако спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния для криоосадков в большинстве случаев неизвестны. Кроме того, показатели преломления криоосадков  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  определены только для отдельных диапазонов длин волн [6, 9]. Таким образом, достаточно точные расчеты теплообмена излучением можно выполнить только для тех участков

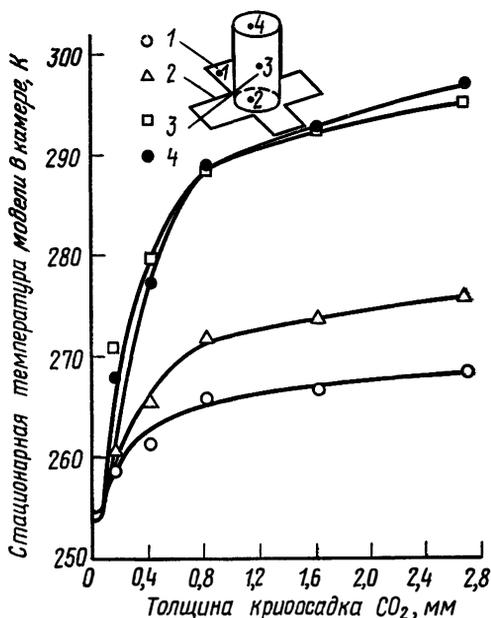


РИС. 14.12. Влияние толщины криосадка CO<sub>2</sub> на тепловой баланс модели КА цилиндрической формы с панелями солнечных батарей [4].

спектра, для которых имеются экспериментальные данные (аналогичные приведенным выше). В связи с этим в работе [4] был поставлен интересный эксперимент по выяснению влияния изменяющихся отражательных свойств криосадков на температуру системы простой конфигурации при тепловвакуумных испытаниях.

В условиях открытого космоса собственное или отраженное тепловое излучение космического аппарата снова на аппарат не попадает. Для имитации этих условий при проведении испытаний в вакуумных камерах необходимо, чтобы излучение, попадающее на модель от стенок камеры, было минимальным, поэтому стенки камеры должны иметь низкую отражательную способность. Для имитации условий черного холодного космоса стенки вакуумных камер охлаждаются жидким азотом, что позволяет уменьшить до пренебрежимо малого уровня собственное излучение от стенок камеры на аппарат. Однако газообразные продукты, выделяющиеся из испытуемой модели (как, например, пары H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub>), легко конденсируются на стенках камеры, что приводит к изменению эффективной отражательной способности стенок. Как было показано выше, присутствие конденсированных газов может существенно повлиять на тепловой баланс испытуемой модели. При наличии тонкой пленки на стенках камеры отражательная способность

стенки уменьшается, поглощаемое стенками количество энергии увеличивается и, как видно из рис. 14.12, температура испытуемой модели вначале уменьшается. Увеличение поглощательной способности стенок приводит к тому, что отраженное излучение от стенок, попадающее на модель, уменьшается, и, следовательно, уменьшаются тепловые потоки к модели. Отмеченное на рис. 14.12 начальное уменьшение равновесной температуры испытуемой модели является прямым следствием уменьшения отражательной способности стенок камеры при наличии очень тонкого криоосадка, как следует из приведенных выше данных.

Изменение радиационных свойств поверхности при выпадении осадка может оказать существенное влияние не только на тепловой режим космического аппарата, но также и на долговременное хранение криогенных жидкостей. Присутствие криоосадков может влиять на результаты экспериментов, в которых используются зеркала, окна или линзы с криогенным охлаждением; кроме того, тонкие пленки могут влиять на характеристики низкотемпературных черных тел, используемых в качестве эталонных средств. При проведении инженерных тепловых расчетов для условий вакуума нельзя забывать о возможных эффектах, связанных с появлением криоосадков при газоотделении. Хороший обзор других поверхностных явлений, таких, как шероховатость и поляризация, содержится в работе [15].

## 14.7. ЛИТЕРАТУРА

1. Sparrow E. M., Cess R. D., Radiation Heat Transfer, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont, California, 1966; русский перевод: Спарроу Э. М., Сэсс Р. Д., Теплообмен излучением, изд-во «Энергия», М., 1971.
2. Hottel H. C., Sarofim A. F., Radiative Transfer, McGraw-Hill Book Co., New York, 1967.
3. Hamilton D. C., Morgan W. R., NASA TN 2836, 1952.
4. Mills D. W., Smith A. M., *Spacecraft and Rockets*, 7, 374 (1970).
5. McCullough B. A., Wood B. E., Dawson J. P., Arnold Engineering Development Center TR-66-94, Arnold Air Force Station, Tennessee, August 1965.
6. Tempelmeyer K. E., Mills D. W., *J. Appl. Phys.*, 39 (6), 2968 (1968).
7. Smith A. M., Tempelmeyer K. E., Muller P. R., Wood B. E., *AIAA J.*, 7, (12), 2274 (1969); русский перевод: *Ракетная техника и космонавтика*, № 12, стр. 106 (1969).
8. Wood B. E., Smith A. M., Seiber B. A., Roux J. A., Arnold Engineering Development Center TR-70-205, Arnold Air Station, Tennessee, 1970.
9. Muller P. R., Ph. D. Dissertation, Univ. of Tennessee, June 1969.
10. Merriam R. L., Ph. D. Dissertation, Purdue Univ., June 1968.
11. Wood B. E., Smith A. M., Roux J. P., Seiber B. A., *AIAA J.*, 9 (9), 1836 (1971); русский перевод: *Ракетная техника и космонавтика*, № 9, стр. 213 (1971).
12. Tempelmeyer K. E., *J. Vac. Sci. Tech.*, 8, 575 (1971).
13. Tempelmeyer K. E., Wood B. E., Mills D. W., Arnold Engineering Development Center, AEDC, TR-67-226, December 1967.
14. Sugisaki M., Suga H., Seki S., Physics of Ice, Plenum Press, New York, 1969, p. 329.
15. Edwards D. K., *J. Heat Transfer*, 91, 1 (1969).

## ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Р. Айри<sup>1</sup>

### 15.1. ВВЕДЕНИЕ

Существует немного физических явлений, которые позволяют так наглядно продемонстрировать квантовые эффекты в макроскопическом масштабе, как сверхтекучесть [1]. Два таких явления широко известны. Одно из них — возникновение сверхпроводимости в некоторых металлах при охлаждении их до низких температур (меньше 20 К). Второе — переход нормального изотопа гелия  $^4\text{He}$  в сверхтекучее состояние, известное как состояние жидкого гелия II. В каждом из этих случаев необычные свойства вещества позволяют ожидать их широкого использования в технике. Явление сверхпроводимости уже используется на практике [2], и сфера его применения расширяется. Сверхтекучесть жидкого гелия II также является совершенно необычным физическим свойством. В настоящее время жидкий гелий II еще не нашел широкого промышленного применения, что частично связано с трудностью достижения температур, при которых он существует. Таким образом, наибольшие перспективы промышленного применения жидкого гелия II связаны с системами, использующими явление сверхпроводимости. В настоящее время фактически это единственное применение жидкого гелия II [3].

### 15.2. СВОЙСТВА ЖИДКОГО ГЕЛИЯ II

У двух изотопов гелия  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  вандерваальсовы силы притяжения очень слабы, что объясняется строением их электронных оболочек и малой массой [4]. Слабость сил взаимодействия между атомами в сочетании с большой энергией нулевых колебаний приводит к тому, что критическая температура и температура кипения гелия являются крайне низкими. Кроме того, эти изотопы

---

<sup>1</sup> R. K. Irey, механический факультет Университета шт. Флорида, Гейнсвилл.

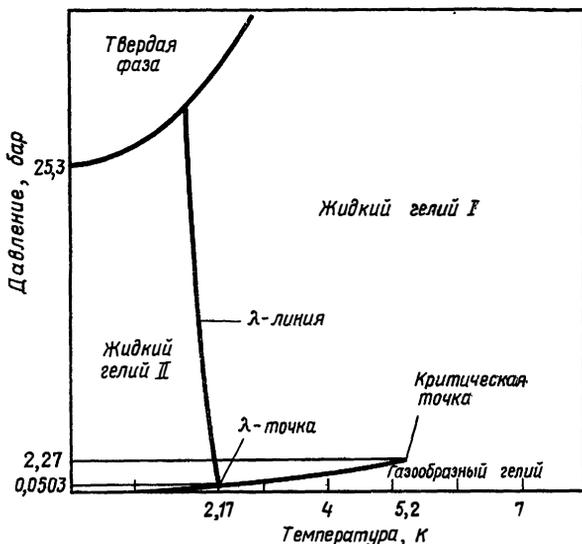


РИС. 15.1. Диаграмма состояния  ${}^4\text{He}$  (схематическое изображение).

гелия остаются жидкими вплоть до абсолютного нуля и затвердевают только при очень высоких давлениях (рис. 15.1).

Атомы  ${}^4\text{He}$  подчиняются статистике Бозе, причем существуют два состояния жидкого гелия — жидкий гелий I и жидкий гелий II; последний является сверхтекучим. Хотя создание удовлетворительной статистической теории оказалось делом сложным, с полной уверенностью можно сказать, что сверхтекучесть жидкого гелия II объясняется вырождением бозе-газа. На этом допущении базируется двухжидкостная модель Тисса, которая хорошо согласуется с экспериментом [5]. Согласно модели Тисса, жидкий гелий II состоит из двух различных взаимопроникающих компонент. Гелий II представляет собой вырожденный бозе-газ, в котором частицы, находящиеся в состоянии с энергией, равной нулю, образуют сверхтекучую компоненту. Другая компонента, которая называется нормальной, состоит из частиц, находящихся в возбужденных состояниях. Поэтому плотность жидкости можно представить в виде суммы плотностей сверхтекучей и нормальной компонент:

$$\rho = \rho_s + \rho_n. \quad (15-1)$$

Массовые концентрации каждой компоненты зависят только от температуры (рис. 15.2).

Однако для объяснения механизма теплопередачи в сверхтекучей жидкости описания гелия II как вырожденного бозе-газа недостаточно. Проявление сверхтекучести становится возможным

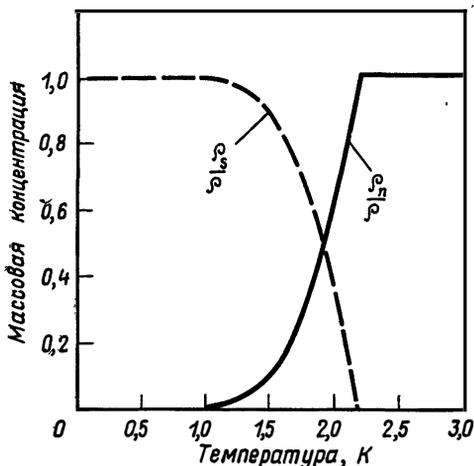


РИС. 15.2. Массовые концентрации нормальной и сверхтекучей компонент в жидком гелии II.

из-за почти полного отсутствия в энергетическом спектре He II низколежащих возбужденных состояний; в силу этого обмен энергией между сверхтекучей и нормальной компонентами становится маловероятным. Поэтому сверхтекучая компонента ведет себя как невязкая жидкость. Измерение вязкости, основанное на использовании методики Пуазейля, при которой течение нормальной компоненты исключено, дает исчезающе малые значения для вязкости сверхтекучей компоненты. Напротив, при использовании других методов, например при определении вязкости по затуханию крутильных колебаний диска, когда определяется вязкость всей жидкости, она оказывается отличной от нуля из-за присутствия нормальной компоненты [5, 6], обладающей вязкостью.

Аналогичным образом эта особенность энергетического спектра He II при низких температурах сильно влияет на интенсивность теплопередачи. Под действием градиента температуры в нормальной компоненте происходит перенос фононов. Кроме того, перенос тепла сопровождается специфической внутренней конвекцией, которая обсуждается ниже. Градиент температуры приводит к появлению перепада давления (так называемый термомеханический эффект), величина которого связана с градиентом температуры уравнением Лондона

$$\nabla p = \rho_s \nabla T. \quad (15-2)$$

Вследствие перепада давления возникает поток вязкой нормальной компоненты в направлении градиента температуры; при этом

переносится некоторое количество энергии, определяемое выражением<sup>1</sup>

$$\bar{q} = \rho s T \bar{v}_n, \quad (15-3)$$

где  $\bar{v}_n$  — локальная среднемассовая скорость нормальной компоненты.

В системе выполняется закон сохранения массы

$$\dot{m} = \oint (\rho_s \bar{v}_s + \rho_n \bar{v}_n) dS. \quad (15-4)$$

Из уравнения (15-4) следует, что должен существовать противоток сверхтекучей жидкости к источнику тепла. Энтропия сверхтекучей компоненты равна нулю, поэтому при ее течении тепло не переносится. Если локальная среднемассовая скорость сверхтекучей компоненты достаточно мала, то она не взаимодействует с нормальной компонентой и со стенками канала. Таким образом, устанавливается специфическая внутренняя конвекция нормальной компоненты от нагревателя, а сверхтекучей компоненты — к нагревателю; этот механизм теплопередачи является весьма эффективным.

Для понимания основных закономерностей переноса тепла в жидком гелии II существенным является следующее обстоятельство. Эффективность процесса переноса обусловлена отсутствием взаимодействия сверхтекучей компоненты с нормальной компонентой или со стенками сосуда. Как для переноса массы, так и для переноса тепла сверхтекучая компонента должна обладать количеством движения и кинетической энергией, а это может привести к возбуждению частиц сверхтекучей компоненты и их взаимодействию с нормальной компонентой или граничными поверхностями. Следовательно, существует некоторое пороговое значение кинетической энергии, определяющее максимальную скорость течения, в котором отсутствуют трение и перенос тепла. Возмущения, которые развиваются в сверхтекучей компоненте выше этого порога, многие авторы связывают с возникновением турбулентности в сверхтекучей компоненте [7]. Часто наблюдается вторая критическая ситуация, которая является следствием развития обычной турбулентности в нормальной компоненте.

Этим мы закончим краткое описание некоторых явлений, которые имеют отношение к переносу тепла в жидком гелии II. В литературе имеется ряд работ, подробно освещающих рассмотренные выше вопросы, из которых можно отметить обзор явлений переноса тепла [7] и монографии [1, 4—6, 8—10].

<sup>1</sup> В формуле (15-3) используется полная энтропия единицы объема жидкости  $\rho s$  вместо энтропии нормальной компоненты  $\rho_n s_n$ , что можно делать, поскольку энтропия сверхтекучей компоненты равна нулю,  $\rho s = \rho_n s_n + \rho_s s_s$ .

### 15.2.1. Тепловая проводимость Капицы

Несмотря на большую эффективную теплопроводность жидкого гелия II, Капица в своих ранних экспериментах [11] обнаружил, что передача тепла от твердого тела к жидкому гелию затруднена из-за заметного пристеночного термического сопротивления. Ранее в большинстве исследований этот эффект объяснялся процессами, происходящими внутри сверхтекучей компоненты [12—14]. Позднее, однако, указанный эффект был обнаружен в жидком  $^3\text{He}$  [15, 16], между двумя твердыми фазами [17] и между твердой фазой и газообразным гелием [16, 18]. В недавно опубликованном обзоре [19] Снайдер высказывает мнение, что температурный скачок Капицы возникает на любой поверхности раздела, однако он играет существенную роль только при низких температурах. Подтверждение этому можно получить, рассматривая предельный случай, когда перенос тепла осуществляется только фононами [20].

Можно показать [21], что перенос энергии фононами в некотором направлении в твердом теле, находящемся в состоянии равновесия, определяется выражением

$$\bar{q}_\phi = \rho u_\phi a / 4, \quad (15-5)$$

где  $a$  — скорость звука,  $u_\phi$  — внутренняя энергия фононов.

Теория Дебая [22] дает при низких температурах следующее выражение для энергии фононов:

$$u_\phi = \frac{1}{2} R \theta_D [1 + (6\pi^2/5) (T/\theta_D)^4], \quad (15-6)$$

где  $\theta_D$  — дебаевская температура. Подставляя (15-6) в (15-5), можно получить не только величину потока энергии, переносимой фононами в некотором направлении в кристалле, находящемся в равновесии при низкой температуре, но также максимальный поток фононов, испускаемых поверхностью твердого тела, находящегося при низкой температуре, в другую среду:

$$\bar{q}_{\text{макс}} = \frac{1}{8} \rho R \theta_D a [1 + (6\pi^2/5) (T/\theta_D)^4]. \quad (15-7)$$

Можно провести аналогию между испусканием фононов и испусканием фотонов черным телом<sup>1</sup>. Хотя в твердом теле тепло может переноситься другими носителями, особенно электронами, количество тепла, передаваемого от твердого тела к жидкости, определяется формулой (15-7)<sup>2</sup>. Кроме того, поскольку возбуждение фо-

<sup>1</sup> В отличие от испускания фотонов максимум испускания фононов зависит от материала среды, испускающей фононы.

<sup>2</sup> Испусканием фотонов можно пренебречь. Литтл и Джонсон [23] рассматривали туннельное прохождение электронов из твердого тела в жидкость и испускание поверхностью волн так называемых эпифононов [24]; они установили, что влияние этих факторов невелико.

нонов представляет собой элементарный процесс в жидком гелии II, формулу (15-7) можно использовать также для определения максимального поглощения фононов. Тогда получается выражение для максимальной величины переноса тепла в предельном случае малых разностей температур:

$$q_{\text{макс}} = (2\pi^4 k^2 / 40^3 D h) (3n/4\pi)^{2/3} T^3 \Delta T, \quad (15-8)$$

где  $n$  — число частиц в единице объема. Коэффициент при  $\Delta T$  представляет собой максимально возможное значение контактной тепловой проводимости<sup>1</sup>.

Если сравнить максимальные из приведенных в литературе значения контактной тепловой проводимости различных материалов<sup>2</sup> с величиной, определяемой формулой (15-8), то для неметаллов оказывается, что измеренное значение составляет для некоторых образцов более 70% предельного значения<sup>3</sup>, а для других всего 25%. Аналогичное сравнение для металлов дает для некоторых образцов значение, составляющее 25% предельного, а для большинства образцов 10—15%.

Относительно формулы (15-8) можно высказать критические замечания на том основании, что теория Дебая, разработанная для кристаллических тел, является неприменимой для расчета энергии фононов и (или) скоростей фононов в рассматриваемом случае [17]. Кроме того, для некоторых материалов, например для ртути [26], нельзя применять формулу (15-6), которая пригодна лишь при температурах жидкого гелия II. Несмотря на это, формула (15-8), по-видимому, дает весьма правдоподобное верхнее предельное значение контактной тепловой проводимости.

Значение контактной тепловой проводимости для данного образца может быть ниже предельного значения по целому ряду причин. Одной из них может являться отражение виртуально испущенных фононов от границы раздела. Причины такого отражения могут быть обусловлены внутренней структурой твердого тела и связаны с фонон-фононным рассеянием, фонон-электронным рас-

<sup>1</sup> Чтобы получить количественное представление о влиянии сопротивления Капицы на теплопередачу, Снайдер [19] сравнил предельные значения, получаемые из формулы (15-8) для свинца (металла с большой теплопроводностью) и жидкого гелия II при температуре 1,9 К, когда его эффективная теплопроводность максимальна. В этом случае для получения эквивалентного сопротивления необходимо, чтобы линейная протяженность гелия II составляла 175 км. Хотя такое сравнение не совсем правомерно, поскольку тепловая проводимость жидкого гелия II зависит от размеров и плотности теплового потока в канале, в котором происходит перенос тепла, тем не менее оно наглядно иллюстрирует, какую важную роль может играть тепловая проводимость Капицы.

<sup>2</sup> Так как сопротивление Капицы сильно зависит от характера обработки поверхности, считают, что у образцов, сопротивление которых мало, состояние поверхности ближе всего соответствует идеальным условиям испускания фононов.

<sup>3</sup> Для одного из образцов [25] измеренное значение приблизительно на 7% превышало предельное значение.

сеянием или с рассеянием фононов на дефектах, существующих на самой поверхности, отражательные характеристики которой сильно зависят от способа механической или химической обработки поверхности. Этот последний тип рассеяния является наиболее важным. Отражения могут также происходить в окисном или абсорбированном слое на поверхности твердого тела или в самой жидкости. Переход фононов из жидкости в твердое тело сопровождается аналогичными процессами отражения (при этом некоторые процессы, например рассеяние на электронах, не происходят, а другие, например ротонное рассеяние<sup>1</sup>, добавляются). Все эти процессы приводят к уменьшению теплоотдачи ниже уровня, определяемого формулой (15-8).

Кроме того, если средняя длина свободного пробега фононов того же порядка или меньше, чем толщина теплового пограничного слоя в жидком гелии II, то существенная часть испущенных твердым телом фононов будет поглощаться при температурах более высоких, чем температура основной массы жидкости. Аналогично значительное число поглощаемых твердым телом фононов испускается жидкостью при температурах, превышающих температуру основной массы жидкости. Описанный эффект делает понятным изменение механизма переноса от фонон-свободномолекулярного, на котором основана формула (15-8), к чисто фонон-континуальному, что приводит к уменьшению энергии, переносимой фононами, ниже значения, даваемого формулой (15-8).

Из формулы (15-8) следует, что контактная тепловая проводимость зависит от температуры в кубе, что хорошо согласуется с экспериментом. Если для описания экспериментальных данных использовать функцию вида

$$h_K = AT^n, \quad (15-9)$$

то в большинстве случаев значение  $n$  находится в диапазоне от 2,5 до 3,5<sup>2</sup>. Следует иметь в виду, что отклонение экспериментальных данных от зависимости  $T^3$  не означает само по себе неприменимости формулы (15-8). Такое отклонение может происходить вследствие зависимости механизмов рассеяния от температуры, что приводит к уменьшению теплового потока ниже предельного значения, определяемого формулой (15-8).

Теоретическая зависимость контактной тепловой проводимости от дебаевской температуры и числа частиц в единице объема, которая имеет вид

$$h_K \sim \theta_D^{-2} n^{2/3}, \quad (15-10)$$

<sup>1</sup> Термин «ротон» ввел в употребление Ландау для описания коротковолновых возбуждений, которые соответствуют минимуму в энергетическом спектре возбуждений [5, 6, 9].

<sup>2</sup> Наблюдающиеся в некоторых случаях отклонения от формулы (15-8) (например, для ртути [24] из экспериментов следует зависимость  $h_K = A - BT$ ) возникают по вполне понятным причинам.

не так хорошо описывает экспериментальные результаты, как формула (15-8). Представляется, что более простая зависимость  $\dot{h}_k \sim \theta_D^2$  лучше описывает экспериментальные данные [19].

Теоретический вывод общего выражения для контактной тепловой проводимости осложняется тем, что она сильно зависит от свойств поверхности. Для чистых недеформированных поверхностей величина контактной тепловой проводимости в 1,5—10 раз больше, чем для деформированной или загрязненной поверхности того же материала [19]. Однако, прежде чем приступить к механической чистке или полировке поверхности, необходимо иметь в виду, что эта процедура приведет к существенному уменьшению контактной тепловой проводимости, если затем материал не выдержать в течение времени, необходимого для перестройки кристаллической структуры поверхности, или не подвергнуть химической обработке с целью удаления остаточных деформаций [19].

Роль электронной составляющей в контактной тепловой проводимости Капицы для металлов отчасти изучалась при проведении измерений в сверхпроводниках и повторных измерений после перехода материала в обычное состояние под действием сильного магнитного поля. По аналогии с жидким гелием II, свойства которого обсуждались во введении, в сверхпроводниках связанные пары электронов проводимости не взаимодействуют с колебаниями кристаллической решетки (фононами) и, следовательно, не участвуют в переносе тепла. Действительно, многие экспериментаторы [25—31] наблюдали увеличение сопротивления Капицы в мягких сверхпроводниках (в 10—15 раз в свинце [31] и в 1,3 раза в ртути [26]). В более твердых сверхпроводниках этот эффект проявляется значительно слабее; согласно данным работы [25], для олова и индия увеличение сопротивления Капицы составляет 1,1 и 1,06 соответственно<sup>1</sup>. Изучение влияния сверхпроводимости на величину сопротивления Капицы, кроме выяснения роли электронов, имеет также большое практическое значение, поскольку, как отмечалось во введении, весьма вероятно применение жидкого гелия II для охлаждения сверхпроводников. К сожалению, до сих пор не ясно [19], чем в действительности вызвано рассматриваемое явление — непосредственным влиянием электронов или побочным влиянием деформаций [33].

Халатниковым [9, 34] была разработана теория, которая позволяет подправить уравнение (15-8), чтобы учесть акустический разрыв. Акустический разрыв связан с невозможностью удовлетворения уравнений импульса и энергии при соударении фононов под произвольными углами, когда скорости звука в двух средах

<sup>1</sup> Было высказано предположение [24], что этот эффект может быть обусловлен переходом в сверхпроводящее состояние мягкого сверхпроводника в слабые припой, особенно когда указанный эффект не был обнаружен для олова [32].

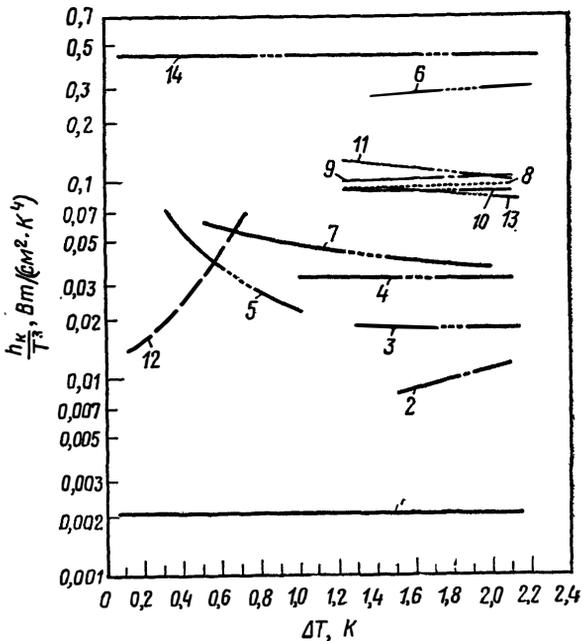


РИС. 15.3. Тепловая проводимость Кашиды для медных поверхностей.

1 — формула Халатникова [8]; 2 — модифицированная формула Халатникова [35]; 3 — работа [38]; 4 — работа [39]; 5 — работа [40]; 6 — работа [41]; 7 — работа [32]; 8 — работа [23], поверхность подвергалась механической и химической чистке с последующей выдержкой для рекристаллизации; 9 — работа [23], поверхность подвергалась механической и химической чистке с последующей выдержкой для рекристаллизации; 10 — работа [23], механическая обработка поверхности в жидком гелии; 11 — работа [23], механическая обработка поверхности в жидком гелии с последующей выдержкой для рекристаллизации; 12 — работа [42]; 13 — работа [43]; 14 — фоновое приближение, работа [20].

существенно различны. Однако величина предложенной поправки для контактной тепловой проводимости составляет два-три порядка для идеальных поверхностей, и в результате подправленное уравнение (15-8) даже хуже согласуется с экспериментом, чем уравнение без поправки<sup>1</sup>. Многочисленные попытки усовершенствования теории Халатникова с целью улучшения согласия теории с экспериментом путем учета влияния свойств реальных поверхностей [35—37], повышенной плотности жидкости вблизи поверхности раздела [36] и адсорбированных слоев [23], не увенчались успехом.

Для иллюстрации разброса экспериментальных данных и их соответствия теоретическим результатам на рис. 15.3 представле-

<sup>1</sup> Несмотря на это, модель Халатникова получила широкое распространение, вероятно, потому, что она учитывает пропорциональность тепловой проводимости температуре в третьей степени, что следует из зависимости энергии фонона от  $T^4$  при низких температурах [формула (15-6)].

ны результаты различных авторов для меди в виде зависимости  $h_K T^{-3}$  от  $\Delta T$ . На этом же рисунке представлены результаты расчетов по методике Халатникова и по модифицированной методике Халатникова, а также предел, соответствующий переносу энергии фононами. Значительно более подробная сводка экспериментальных данных по контактной тепловой проводимости Капицы и обширная библиография имеются в трех недавно опубликованных обзорах [17, 19, 37].

### 15.2.2. Тепловая проводимость Капицы при $\Delta T \sim T$

Можно ожидать, что с увеличением разности температур, кроме переноса тепла фононами, обуславливающего существование предельного значения теплового потока, описываемого формулой (15-8), начинают играть роль и другие механизмы переноса тепла. О возникновении таких дополнительных механизмов можно судить, например, по отклонению температурной зависимости контактной тепловой проводимости от той зависимости, которая должна существовать при чисто фононном механизме переноса тепла. Формула (15-8) была получена путем линеаризации относительно  $\Delta T$ . Точное выражение можно получить введением поправочного множителя

$$f = 1 + \frac{3}{2} (\Delta T/T_{ж}) + (\Delta T/T_{ж})^2 + \frac{1}{4} (\Delta T/T_{ж})^3. \quad (15-11)$$

На рис. 15.4 представлены экспериментальные данные работы [44] для серебра, данные работ [45, 46] для железоникелевых сплавов, данные работ [47, 43] для платины, причем в работе [43] приводятся также результаты для меди. На рисунке, кроме того, представлено семейство кривых, описывающих температурную зависимость контактной тепловой проводимости с учетом поправочного множителя (15-11):

$$h_K = C (T_{ж}) f(T_{ж}, \Delta T) \Delta T. \quad (15-12)$$

Здесь  $T_{ж}$  — среднemasсовая температура жидкого гелия II, а константа  $C$  выбирается из условия наилучшей в каждом случае аппроксимации формулы (15-8), полученной для случая малых  $\Delta T$ .

Данные работ [43, 44, 47] достаточно хорошо согласуются с результатами расчетов по формуле (15-12), однако при увеличении перепада температур расхождение увеличивается и достигает 50%, причем экспериментальные данные оказываются ниже. Данные работ [45, 46] обнаруживают такую же тенденцию, однако их отклонение от расчетной кривой несколько больше и имеет менее

<sup>1</sup> Данные работы [47] представлены кривыми, полученными путем пересчета приведенных в этой работе зависимостей теплового потока от  $\Delta T$ .

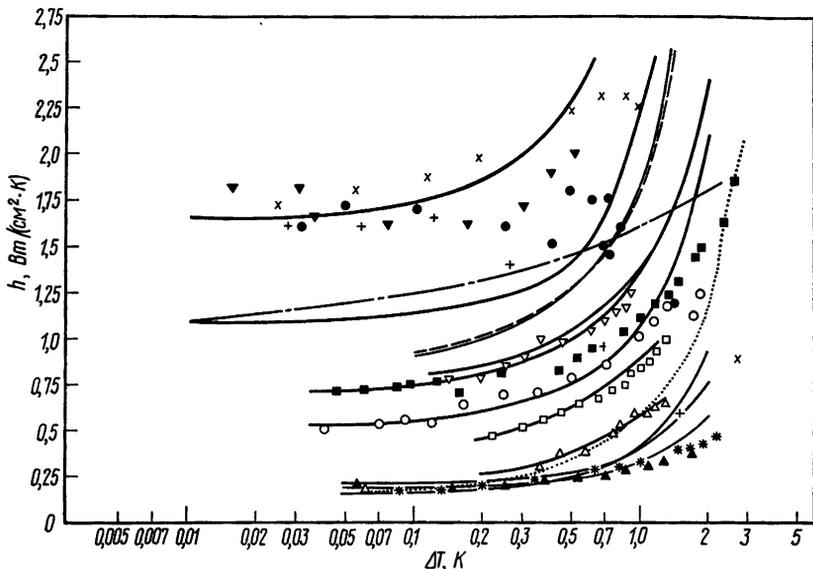


РИС. 15.4. Контактная тепловая проводимость для различных материалов в отсутствие кипения.

× сплав Ni—Fe, 1,96 К, ненасыщенная жидкость [45]; + сплав Ni—Fe, 1,96 К, насыщенная жидкость [45]; ▼ сплав Ni—Fe, 1,96 К, глубина 11 см [46]; ● сплав Ni—Fe, 1,96 К, глубина 4,2 см [46]; △ серебро, 1,40 К [44]; □ серебро, 1,70 К [44]; ▽ серебро, 2,10 К [44]; ○ медь, 1,80 К [43]; ■ медь, 2,06 К [43]; ▲ платина, 1,80 К [43]; \* платина, 2,06 К [43].

— · — платина, 1,32 К [47]; — — — платина, 1,71 К [47]; — · — платина, 2,07 К [47].

регулярный характер. Это отклонение от теоретической зависимости (15-12) могло быть вызвано влиянием температуры на испускание фононов твердым телом, однако такая возможность представляется маловероятной.

Сущность механизма или механизмов, ответственных за это отклонение, до настоящего времени не установлена. Можно отметить модель, предложенную Кронигом и сотр. [12, 13, 37], которые рассматривали механизмы сопротивления в основной массе жидкости, связанные с диссипативными процессами в нормальной компоненте, и модель, предложенную Гуртером и сотр. [14], в которой учитывается скорость превращения нормальной компоненты в сверхтекучую. Важное значение может иметь полное или частичное исчезновение сверхтекучести, связанное либо с критическим перетоком тепла, либо с состоянием термодинамического равновесия жидкости вблизи нагретой поверхности. Если принять, что вблизи нагретой поверхности жидкость является сплошной средой, то по мере повышения температуры кривая пересекает продолжение  $\lambda$ -линии и переходит из области метастабильного

жидкого гелия II в область метастабильного жидкого гелия I<sup>1</sup> (рис. 15.1). Фредеркинг [17] указал, что начало отклонения вниз от расчетной зависимости (15-12) почти совпадает с пересечением  $\lambda$ -линии в метастабильной области, что до некоторой степени подтверждает указанный механизм. В связи с этим особое значение приобретают данные, полученные при температуре жидкого гелия ниже температуры насыщения.

В своих ранних экспериментах Пешков [48, 49] изучал теплопередачу в гелиевых ваннах, температура которых была ниже температуры насыщения. В его экспериментах использовался интерферометр Маха—Цандера, который позволял непосредственно наблюдать градиенты плотности в жидкости. Он приводит фотографии, на которых видна граница раздела жидкого гелия I и II. На фотоснимках Пешкова видны образования, которые, по-видимому, являются вихревыми зонами гелия I, распространяющимися в жидкий гелий II от границы раздела. К сожалению, эти наблюдения не позволяют объяснить отклонение от теоретической зависимости (15-12).

Несколько позднее Медсен и Макфадден [45] получили результаты для гелия как при температуре насыщения, так и ниже ее (рис. 15.4). В обоих случаях результаты подтверждают качественно замечание Фредеркинга, хотя количественное согласие не столь хорошее. Данные работы [45] показывают, что в случае очень малых перепадов температур ( $\Delta T < 0,1$  К) данные для жидкого гелия при температуре насыщения и ниже ее совпадают. Однако при больших перепадах температур отмечалась заметная интенсификация теплообмена вследствие повышения давления. Тепловой поток увеличивается почти в два раза при приближении к максимуму кривой кипения. Еще раньше в работе [50] сообщалось об аналогичном эффекте, причем тепловой поток увеличился почти в 10 раз при повышении давления до 8 бар.

В последующих разделах будет показано, что и критический тепловой поток, и параметры пленочного кипения в гелии II сильно зависят от глубины погружения нагревательного элемента. Интересно знать, влияет ли глубина погружения на интенсивность теплоотдачи при тепловых потоках меньше критического. Результаты работы [46] (рис. 15.4) показывают, что такое влияние имеется, причем тепловой поток может увеличиваться в два раза при перепадах температур выше приблизительно 0,4 К (большей глу-

<sup>1</sup> Как и в случае обычных жидкостей при кипении в большом объеме при насыщении, образование пузырьков в гелии не происходит до тех пор, пока температура поверхности не окажется заметно выше температуры насыщения. В случае жидкого гелия II (за исключением очень больших толщин неподвижной жидкости или жидкости при температуре насыщения, очень близкой к  $\lambda$ -точке) жидкость, находящаяся вблизи поверхности, на которой происходит кипение, пересекает кривую равновесия жидкость—пар раньше, чем она пересекает  $\lambda$ -линию в метастабильной области.

бине погружения соответствуют большие тепловые потоки). В противоположность этому в работе [43] в очень похожих экспериментах не было обнаружено влияния глубины погружения на теплообмен при тепловых потоках ниже критических, причем точность экспериментальных результатов по оценкам была не хуже 2,5% [51].

Основное различие между этими двумя экспериментами состояло в конструкции нагревательного элемента. В работе [46] эксперименты проводились с нагревательным элементом, который представлял собой тонкую пленку железоникелевого сплава, нанесенного путем напыления в вакууме на поверхность стеклянного стержня, внутри которого помещался термометр. Точность измерения температуры поверхности в этом случае зависит от однородности диссипации электрической энергии в тонкой пленке; теплопроводность подложки недостаточно велика, чтобы обеспечить выравнивание температуры по образцу. В работе [43] исследуемый образец был изготовлен из металла, хорошо проводящего тепло, чем достигалась высокая степень однородности распределения температуры. В работе [52] использовался прототип нагревательного элемента, примененного в работе [46]. В этом случае на рабочей поверхности, по-видимому, не выполнялось условие однородности температуры (особенно в окрестности точки перехода) из-за неравномерности теплового потока. Хотя при последующих экспериментах нагревательный элемент был усовершенствован, тем не менее локальный переход к пленочному кипению оказывал влияние на результаты экспериментов и приводил к появлению влияния глубины погружения на теплопередачу. В работах [44, 47] эксперименты проводились на горизонтальных нагревательных элементах и влияния глубины погружения при тепловых потоках меньше критического не обнаружено.

В двух работах [43, 46] также были получены различные результаты относительно влияния размера нагреваемой поверхности. В обеих работах изучалось, как влияет на теплообмен изменение диаметра поверхности нагрева приблизительно в два раза. Согласно работе [46], изменение размеров заметно влияет на теплоотдачу. (Уменьшение диаметра приводит к пропорциональному уменьшению теплового потока.) Однако в работе [43] никакого влияния размеров не обнаружено. Выше отмечалось, что в области, где определяющую роль играет сопротивление Капицы, т. е. при  $\Delta T \rightarrow 0$ , величину контактной тепловой проводимости определяют физические свойства поверхности раздела, а не ее конфигурация. Следовательно, тот факт, что влияние диаметра нагревательного элемента, отмеченное в работе [46], проявлялось независимо от  $\Delta T$  даже при исчезающе малых  $\Delta T$ , свидетельствует о том, что этот эффект в действительности обусловлен различием в состоянии поверхностей.

В работе [43] отмечено также, что изменение ориентации поверхности (перемещение цилиндра из горизонтального положения в вертикальное) не оказывает заметного влияния на теплоотдачу при тепловых потоках вплоть до критического.

### 15.3. КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК

При увеличении теплового потока пузырьковое кипение в жидком гелии II не возникает, а образуется газовая пленка, отделяющая жидкость от рабочей поверхности (т. е. начинается пленочное кипение). Режим теплоотдачи без кипения отделен от области пленочного кипения переходной областью перепадов температур, соответствующей неустойчивому пленочному кипению. Точка излома кривой соответствует критическому тепловому потоку  $q_{кр}$ . При проектировании систем, в которых для охлаждения используется жидкий гелий II, критический тепловой поток имеет очень важное значение.

Как и теплоотдача в отсутствие кипения, критический тепловой поток зависит от температуры жидкости, материала и состояния поверхности нагрева. Кроме того, критический тепловой поток зависит от формы поверхности нагрева и ее глубины погружения в жидкости. Величину критического теплового потока трудно определять экспериментально. Поскольку тепловыделение обычно довольно велико (до  $10 \text{ Вт/см}^2$  [9]), при проведении экспериментов удобно использовать небольшие по размерам поверхности нагрева. Наиболее подходящими в этом отношении нагревательными элементами являются тонкие проволоки, для измерения температуры поверхности которых практически можно использовать только сами эти проволоки. За исключением некоторых необычных материалов, например сплава фосфор—бронза [50], металлические термометры сопротивления по мере уменьшения температуры становятся непригодными для ее измерения. Даже высокочистая платина при температуре жидкого гелия обладает настолько низкой термометрической чувствительностью, что результаты измерения температуры оказываются неточными. Все же это обстоятельство не является очень важным, поскольку можно измерить достаточно точно тепловой поток. Однако на поверхности тонких проволок, кроме того, могут существовать весьма значительные неоднородности температуры. Стационарный перепад температуры вдоль проволоки, обусловленный краевыми эффектами, по оценкам относительно невелик. Значительная ошибка может, однако, возникнуть при неравномерном нагреве проволоки. В работе [53] при измерениях в режиме пленочного кипения и в более поздней работе [54] при измерении критического теплового потока было показано, что локальные зоны в проволоке с повышенным электриче-

ским сопротивлением (связанные с наличием примесей, наклепа и механических сужений, возникающих в процессе изготовления проволоки) приводят к появлению сравнительно больших температурных неоднородностей из-за тенденции к тепловому «уходу»<sup>1</sup>. Когда тепловой поток равен критическому, газовая пленка сначала образуется на локализованном горячем пятне, а затем быстро распространяется на всю проволоку. В работе [54]<sup>2</sup> на одном из образцов было сделано локальное уменьшение диаметра (на 31%); при этом измеренный критический тепловой поток уменьшился на 60%. Следовательно, для того чтобы получить достаточно точные данные по величине критического теплового потока, необходимо при изготовлении проволочных образцов и обращении с ними соблюдать крайнюю осторожность. Кроме того, материал для изготовления нагревательных элементов должен быть прочным, а его электрическое сопротивление не должно сильно зависеть от наличия примесей или дефектов, возникающих при изготовлении.

Образцы, выполненные из металлов с высокой теплопроводностью, для получения одинаковой температуры поверхности, напротив, должны быть сравнительно большими, чтобы на них можно было разместить отдельный нагреватель и датчик температуры (как правило, полупроводник) [43, 44, 47, 56]. Однако из-за больших тепловыделений диапазон данных, которые можно получить с помощью таких образцов в стационарных условиях, ограничен [44]. При применении больших образцов приходится идти на компромисс в выборе отношения длины к диаметру [43] и вносить большие поправки на краевые эффекты [47, 56]; кроме того, существуют ограничения на минимальную температуру жидкости, при которой можно производить измерения [43].

Несмотря на отмеченные выше многочисленные экспериментальные трудности, было получено большое количество опытных данных по величине критического теплового потока. Большинство данных было получено на горизонтальных цилиндрах малого диаметра (проволоках). Однако в этих экспериментах величина перепада температур не сообщается или определена с малой точностью [57]. Кроме того, вероятно, в основном из-за трудностей, связанных с существованием горячих пятен, в полученных экспериментально величинах критического теплового потока обнаруживается большой разброс (значения могут различаться в три раза). Поскольку все источники погрешностей приводят к уменьшению критического теплового потока, автор настоящего обзора

<sup>1</sup> При локальном увеличении температуры сопротивление также увеличивается, что приводит, в свою очередь, к дальнейшему росту температуры и т. д.

<sup>2</sup> В этой работе также оценивалась возможность влияния размера сосуда Дьюара на экспериментальные результаты, что предполагалось раньше в работе [55]. Оказалось, что значительные изменения размера сосуда Дьюара не влияют на данные, получаемые на проволоках.

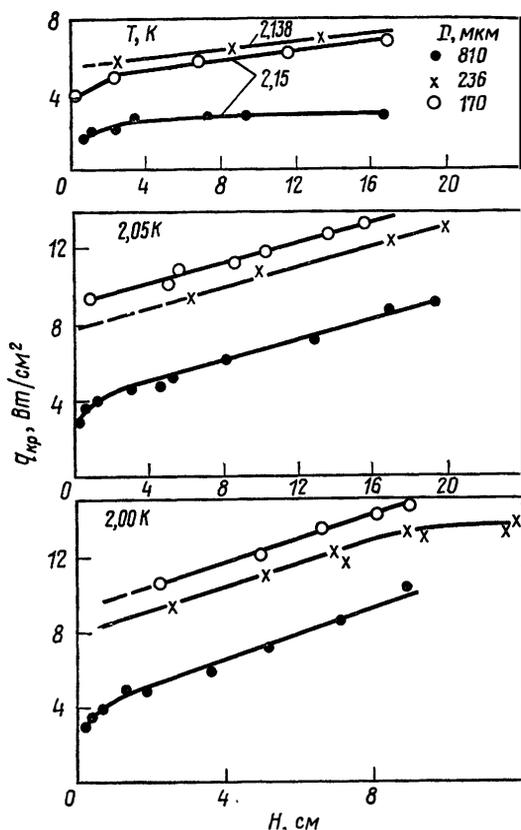


РИС. 15.5. Зависимость критического теплового потока от глубины погружения [55].

склонен считать, что следует брать наибольшее из экспериментальных значений, полученных для рассматриваемых условий.

Существенно отметить, что все исследователи [53—55, 57—61], которые проводили измерения критического теплового потока на проволоках, получили некоторые общие закономерности, описывающие влияние температуры жидкости, диаметра проволоки и глубины погружения. Поскольку не так давно была предложена довольно удачная формула, хорошо аппроксимирующая экспериментальные данные, мы не будем делать обзор всех результатов, полученных при измерении критического теплового потока на проволоках. Вместо этого будут рассмотрены некоторые результаты Фредеркинга и Хабена [55] с целью наглядно продемонстрировать влияние изменения трех основных параметров — глубины погружения (рис. 15.5), температуры жидкости и диаметра проволоки (рис. 15.6) — на критический тепловой поток.

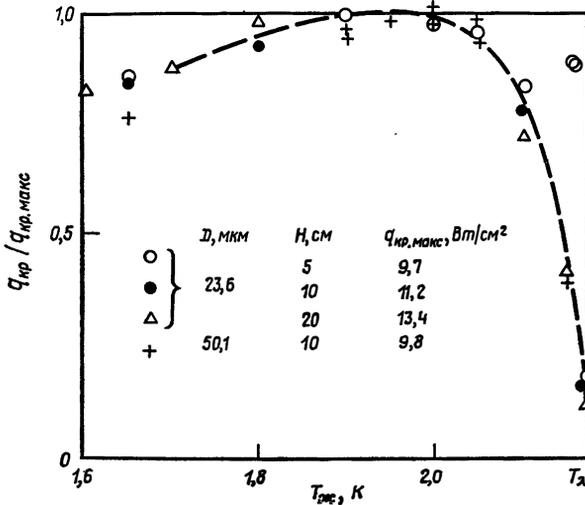


РИС. 15.6. Зависимость критического теплового потока от температуры жидкости и диаметра проволоки [55].

Значительно меньше данных получено на цилиндрах большого диаметра. В работах [45] и [62] приводятся значения критического теплового потока, полученные на стеклянных цилиндрах диаметром 1,45 и 2,45 мм [62] и 1,79 мм [45]. В работе [43] приводятся результаты измерений, полученные на платиновых и медных цилиндрах диаметром 5,6 мм, а также на медном цилиндре диаметром 3,71 мм. Однако в этом случае образцы имели слишком малое отношение длины к диаметру, чтобы их можно было бы считать бесконечными (их длина была всего 5,3 мм). Хотя результаты приведены лишь для нескольких значений температур жидкости, данные всех авторов дают зависимость от температуры жидкости, согласующуюся с рис. 15.6. Результаты работ [43] и [62] подтверждают зависимость критического теплового потока от глубины погружения, показанную на рис. 15.5<sup>1</sup>. В работе [45] получено, что критический тепловой поток возрастает приблизительно вдвое при атмосферном давлении, если температура жидкого гелия ниже температуры насыщения.

В работе [43] обнаружено небольшое<sup>2</sup> уменьшение (которым, однако, нельзя пренебречь) критического теплового потока на платиновой поверхности по сравнению с медной. Подобное различие, связанное с материалом поверхности, наблюдалось также в экс-

<sup>1</sup> В экспериментах, выполненных в работе [45], результаты изменения глубины погружения не приводятся.

<sup>2</sup> Непонятный результат получен при температуре жидкости 1,8 К, когда критические тепловые потоки различались более чем в 2 раза.

периментах на проволоках в работе [47]. В последнем случае различие могло явиться результатом преждевременного перехода, вызванного наличием горячих пятен, что обсуждалось выше. Однако существование горячих пятен на поверхности больших образцов, изготовленных из материала с высокой теплопроводностью (таких, как в работе [43]), маловероятно. Если критический тепловой поток действительно зависит от материала поверхности, то формула, предложенная Фредеркингом и др. [63], не может быть справедливой.

Данные работ [43] и [62] по влиянию диаметра согласуются с результатами, представленными на рис. 15.6. Как уже отмечалось выше, в работе [62] было получено, что это влияние диаметра сохраняется при уменьшении перепада температур. По данным работы [43], полученным на медных образцах, от величины диаметра зависит только критический тепловой поток.

В работе [63] была получена корреляционная формула для безразмерного критического теплового потока

$$N_y = \rho q^* D / \rho_s T_{ж} \mu_n, \quad (15-13)$$

где  $D$  — диаметр цилиндра,  $\mu_n$  — вязкость нормальной компоненты, в зависимости от безразмерного комплекса

$$N_x = \left( \frac{\rho D^3}{\mu_n^2} \right) \left( \frac{\rho_s}{\rho} \right) \left( \frac{\rho_s T_{ж}}{\rho_n h_{fg}} \right) \left( \frac{\rho g H}{L \zeta} \right), \quad (15-14)$$

где  $L \zeta$  — параметр длины для упорядоченного состояния жидкого гелия II [64—66],  $g$  — ускорение силы тяжести,  $H$  — глубина погружения,  $h_{fg}$  — скрытая теплота перехода,  $\rho$  — плотность пара.

Если говорить коротко, то идея получения корреляционной зависимости состоит в том, чтобы связать критерий, характеризующий течение вязкой жидкости, т. е. число Рейнольдса

$$Re = \rho (|\bar{v}_s| - |\bar{v}_n|) D / \mu_n, \quad (15-15)$$

с безразмерным градиентом химического потенциала

$$N_{\nabla \mu} = \rho^2 D^3 \nabla \mu / \mu_n^2. \quad (15-16)$$

От числа Рейнольдса легко перейти к безразмерному тепловому потоку  $N_y$ , используя формулы (15-1) и (15-3) и условие отсутствия суммарного массового расхода (15-4)<sup>1</sup>. От безразмерного градиента химического потенциала легко перейти к введенному выше безразмерному комплексу  $N_x$ , выражая градиент химического потенциала через градиент температуры:

$$\nabla \mu|_p = -s \nabla T, \quad (15-17)$$

<sup>1</sup> Формула (15-4) выражает закон сохранения для всей системы в целом. Здесь же нужно использовать локальное условие сохранения, т. е.  $J = \rho_s \bar{v}_s + \rho_n \bar{v}_n = 0$ .

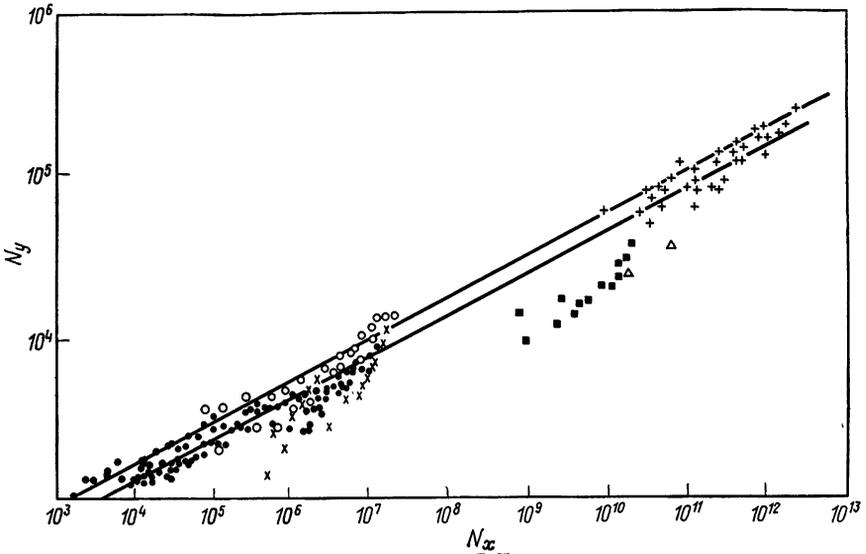


РИС. 15.7. Корреляционная зависимость для критического теплового потока.  
 ● [55];  $\Delta$  [45]; + [43];  $\circ$  [59]; ■ [46];  $\times$  [61].

а затем записывая градиент температуры через отношение критической разности температур к параметру длины:

$$\nabla T = \Delta T_{\text{кр}} / L\zeta. \quad (15-18)$$

Если принять, что после перехода к пленочному кипению температура на поверхности раздела жидкость—пар равна температуре насыщения, то, используя уравнение Клапейрона—Клаузиуса и вводя гидростатический напор,  $\Delta T_{\text{кр}}$  можно записать в виде

$$\Delta T_{\text{кр}} = \rho g H T_{\text{ж}} / \rho_{\text{п}} h_{fg}. \quad (15-19)$$

Подставляя (15-18) и (15-19) в формулу (15-16), получаем выражение для  $N_x$ .

Значения всех параметров, через которые выражаются  $N_x$  и  $N_y$ , известны достаточно хорошо<sup>1</sup>, за исключением параметра длины и, конечно, критического теплового потока  $q_{\text{кр}}$ . Фредеркинг и др. [63] предложили считать  $L\zeta$  постоянной величиной. В общем случае корреляционную зависимость можно записать в виде

$$N_y = f(N_x). \quad (15-20)$$

Основываясь на результатах экспериментов, авторы работы [63] предложили следующую формулу:

$$N_y = C_n N_x^n. \quad (15-21)$$

<sup>1</sup> Следует отметить, что имеющиеся данные по вязкости нормальной компоненты  $\mu_n$  обнаруживают значительный разброс.

На рис. 15.7 приведены экспериментальные данные и две кривые, соответствующие формуле (15-21) при значениях параметров  $C_n = 1,48 \cdot 10^2$ ,  $n = 0,257$  и  $C_n = 1,21 \cdot 10^2$ ,  $n = 0,257$ . Первая кривая получена с использованием экспериментальных точек, соответствующих наибольшему критическим тепловым потокам, а вторая — с использованием всех точек. Из этого рисунка видно, что, хотя экспериментальные данные обнаруживают значительный разброс, предложенные безразмерные комплексы позволяют довольно точно описать изменение критического теплового потока на горизонтальных цилиндрах. В частности, зависимость от температуры жидкости и диаметра проволоки, даваемая формулой (15-21), очень хорошо согласуется с полученной экспериментально. Зависимость от глубины погружения также достаточно хорошо описывается этой формулой, за исключением того, что по этой формуле  $q_{кр}$  стремится к нулю при уменьшении до нуля глубины погружения. Эту трудность, однако, можно обойти, используя общее выражение (15-20) вместо формулы (15-21).

Корреляционная зависимость, описывающая экспериментальные результаты для образцов, отличных от горизонтальных цилиндров, пока отсутствует. В работе [43] приводятся данные по критическим тепловым потокам, полученные на медном цилиндре, расположенном вертикально. Качественно эти данные согласуются с результатами экспериментов на горизонтальных цилиндрах, однако численные значения меньше приблизительно на 20%.

Лайон [47, 56] приводит значения критического теплового потока, полученные на горизонтально расположенных платиновых пластинах, обращенных поверхностью теплоотдачи вверх. В отличие от обсуждавшихся выше результатов он не отмечает влияния глубины погружения при ее изменении от 3 до 30 см. Данные по влиянию температуры жидкости согласуются с данными работ других авторов. Однако величина критического теплового потока приблизительно на 25% выше, чем наибольшее из значений, полученных другими авторами [43]. Лайон приводит также несколько точек, полученных на горизонтальной пластине, обращенной поверхностью теплоотдачи вниз; в этом случае критический тепловой поток несколько меньше. Он также сообщает о значительном уменьшении критического теплового потока, если поверхность покрыта льдом. Это уменьшение может быть вызвано появлением на поверхности (в тех местах, где изолирующий слой менее толстый) горячих пятен, которые приводят к преждевременному переходу к пленочному кипению.

Клемент и Фредеркинг [44] приводят результаты измерений критического теплового потока на горизонтальной серебряной поверхности торца трубки, расположенного на глубине, чуть большей двух диаметров. Их данные подтверждают влияние температуры жидкости на тепловой поток. Однако, по данным этих авто-

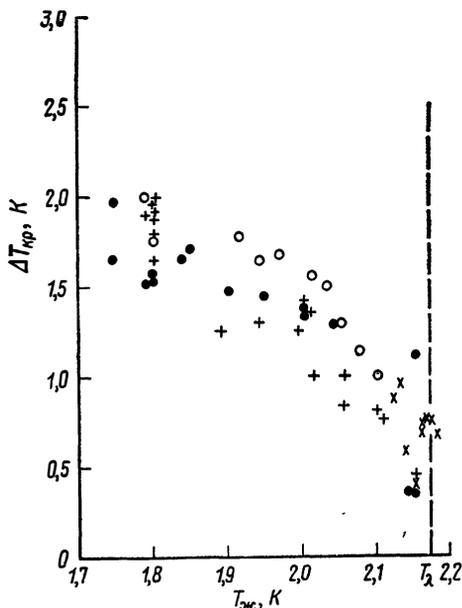


РИС. 15.8. Критический перепад температур в зависимости от температуры жидкости [44].

×  $H=24,2$  см, опыт № 1; ○  $H=15,2$  см, опыт № 1; ●  $H=26,6$  см, опыт № 3; +  $H=11,7$  см, опыт № 3.

ров, зависимость от глубины погружения не является столь очевидной. В их исследовании производительность системы откачки была недостаточной для поддержания установившегося режима при критическом тепловом потоке, за исключением ближайшей окрестности  $\lambda$ -точки. Это обстоятельство приводило к появлению дополнительной погрешности в экспериментальных данных. Второй фактор, который мог

повлиять на величину критического теплового потока и исказить его зависимость от глубины погружения, — это положение поверхности нагрева на торце трубки. Однако тщательный анализ результатов этой работы показывает, что большинство полученных в ней данных подтверждает обнаруженный ранее характер зависимости критического теплового потока от глубины погружения.

Другие исследования, посвященные определению критического теплового потока, были выполнены на таких образцах, которые либо имеют специфическую конфигурацию [67, 68], либо не позволяют определить максимальную электропроводность сверхпроводящих проволок (см., например, [69—71]). Эти результаты подробно обсуждаться не будут.

Данных по величине разности температур  $\Delta T_{кр}$ , соответствующей критическому тепловому потоку, значительно меньше. Как отмечалось выше, в большинстве исследований теплопередачи на проволоках этот вопрос не рассматривается. Поэтому имеющиеся данные относятся лишь к случаю нагреваемых поверхностей большого размера [43, 44, 46, 47] (рис. 15.8). Если: 1) критический тепловой поток не зависит от материала поверхности, как это следует из формулы, предложенной в работе [63], и 2) теплоотдача при беспленочном кипении зависит от условий на поверхности и температуры жидкости и описывается формулой (15-12) (с учетом отрицательного отклонения, о котором речь шла выше), то  $\Delta T_{кр}$

однозначно определяется пересечением этих двух кривых. Как можно заметить, это та же процедура, которая используется при пузырьковом кипении обычных жидкостей. Хотя, как предположил Фредеркинг [17], может существовать верхний предел, обусловленный метастабильностью жидкости, примыкающей к поверхности, приведенные результаты, по-видимому, подтверждают применимость описанной выше процедуры, по крайней мере для инженерных расчетов.

#### 15.4. ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ

На первый взгляд пленочное кипение в жидком гелии II похоже на пленочное кипение в жидком гелии I или в других обычных жидкостях. Действительно, уменьшение температуры жидкости ниже ее значения в  $\lambda$ -точке не сопровождается разрывом в тепловом потоке. Однако при этом претерпевает разрыв величина  $dq/d(\Delta T)$  [63]. Кроме того, существуют по крайней мере два явления, которые отличают пленочное кипение в жидком гелии II от того, которое имеет место в обычных жидкостях. Один из них — влияние глубины погружения, которое обсуждалось выше, когда речь шла о критическом тепловом потоке, а другой — режим «шумного» кипения, который встречается при определенных условиях эксперимента<sup>1</sup>.

Как и при изучении критического теплового потока, в экспериментах целесообразно уменьшать суммарное тепловыделение путем использования нагреваемых поверхностей малых размеров. Поэтому большинство измерений теплоотдачи при пленочном кипении было выполнено на проволочных образцах [53, 57—60, 72—74]. В отличие от экспериментов по определению критического теплового потока при исследовании пленочного кипения существенно, чтобы температура поверхности была известна. В то время как неоднородность температуры проволоки и наличие горячих пятен влияли на величину критического теплового потока и приводили к преждевременному переходу в указанных экспериментах, при пленочном кипении от этих факторов непосредственно зависят результаты измерения температуры проволоки. Тарирование сопротивления проволоки в функции температуры (в том диапазоне, где это возможно) всегда выполняется в условиях, близких к термодинамическому равновесию, причем при снятии тарировочной кривой температура по длине проволоки должна поддерживаться по возможности постоянной. Концевые эффекты, и в особенности области локального повышения электрического сопро-

<sup>1</sup> Кроме того, отсутствие пузырей, отрывающихся от паровой пленки, отличает его и внешне от пленочного кипения в обычных жидкостях.

тивления, приводят к неоднородности температуры проволоки в ходе эксперимента. Поэтому значения температуры проволоки, которые обычно приводятся в отчетах об экспериментах, представляют собой некоторые средние значения, соответствующие полному электрическому сопротивлению проволоки.

С точки зрения термометрической чувствительности при низких температурах желательно, чтобы применяемый в экспериментах материал был свободен от примесей, обладал низким электрическим сопротивлением. К сожалению, в таких материалах обычно имеются отдельные участки с большим электрическим сопротивлением, что обусловлено наличием локальных примесей, а также существуют большие изменения электрического сопротивления вследствие механических дефектов, возникающих при изготовлении образца. Оба эти эффекта проявляются сильнее при уменьшении температуры. Для случая чистой платины<sup>1</sup> в работе [53] показано, что дефекты, возникающие при холодной обработке проволоки, могут легко привести к локальному увеличению температуры до 40 К при средней температуре 25 К. Влияние наклепа, повреждений и местных деформаций, за исключением сужений, становится менее заметным по мере увеличения температуры; в случае платины их влияние практически исчезает при температурах выше 80 К [75]. Использование проволок, изготовленных из сплавов, уменьшает эти трудности, однако такие проволоки имеют меньшую термометрическую чувствительность; точность интерполяционных формул, используемых при тарировке, также для них ниже.

Для иллюстрации параметрической зависимости теплоотдачи при пленочном кипении от глубины погружения и температуры жидкости на рис. 15.9 и 15.10 приводятся сглаженные кривые, построенные по экспериментальным данным работы [72]<sup>2</sup>. Эти данные были получены на проволоках диаметром 0,08 мм, изготовленных из платинородиевого сплава (90 % платины и 10 % родия). На рис. 15.9 приведены результаты для температуры поверхности 80 К, а на рис. 15.10 — для температуры 400 К. Результаты этого исследования согласуются с данными, полученными другими авторами [53, 57, 58, 60, 73], если учесть различия в диаметре проволоки (коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении обратно пропорционален диаметру проволоки в степени  $1/4$ ).

На этих рисунках видно также резкое различие между результатами в режимах кипения с шумом и без шума. Характерный звук при теплопередаче в режиме кипения, который, как часто указывают, напоминает шум, возникающий при кавитации, впер-

<sup>1</sup> Чистая платина обладает термометрической чувствительностью, достаточной для получения данных вплоть до точки минимума кривой устойчивого пленочного кипения.

<sup>2</sup> В этой работе сами экспериментальные точки не приводятся.

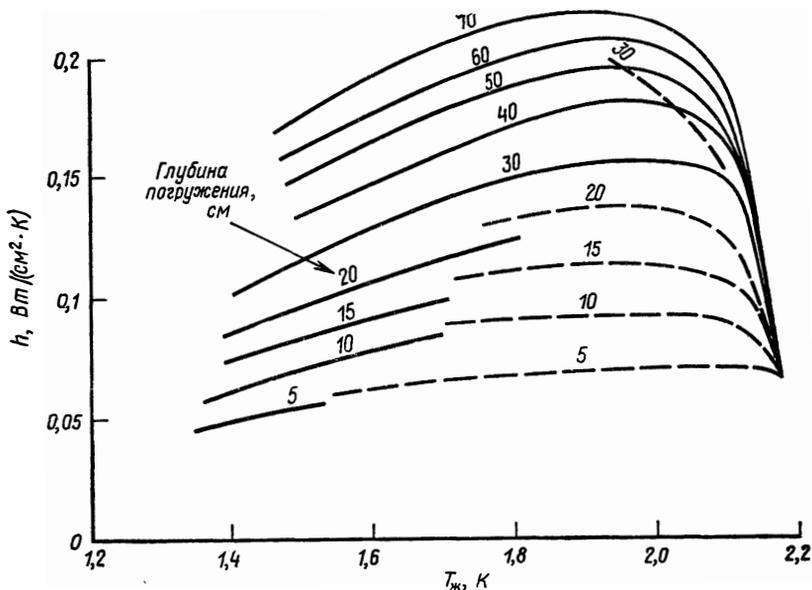


РИС. 15.9. Коэффициент теплоотдачи в зависимости от температуры жидкости и глубины погружения ( $T_w = 80 \text{ K}$ ) [72].

— шумное пленочное кипение; - - - тихое пленочное кипение.

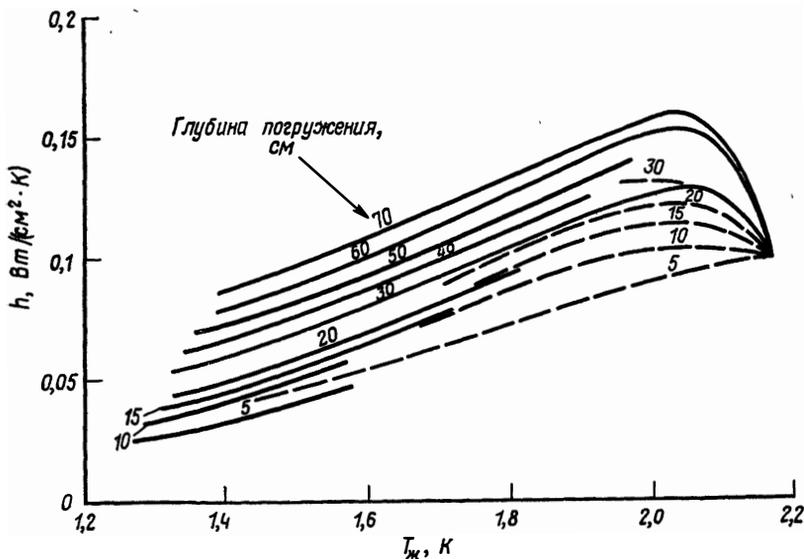


РИС. 15.10. Коэффициент теплоотдачи в зависимости от температуры жидкости и глубины погружения ( $T_w = 400 \text{ K}$ ) [72].

— шумное пленочное кипение; - - - тихое пленочное кипение.

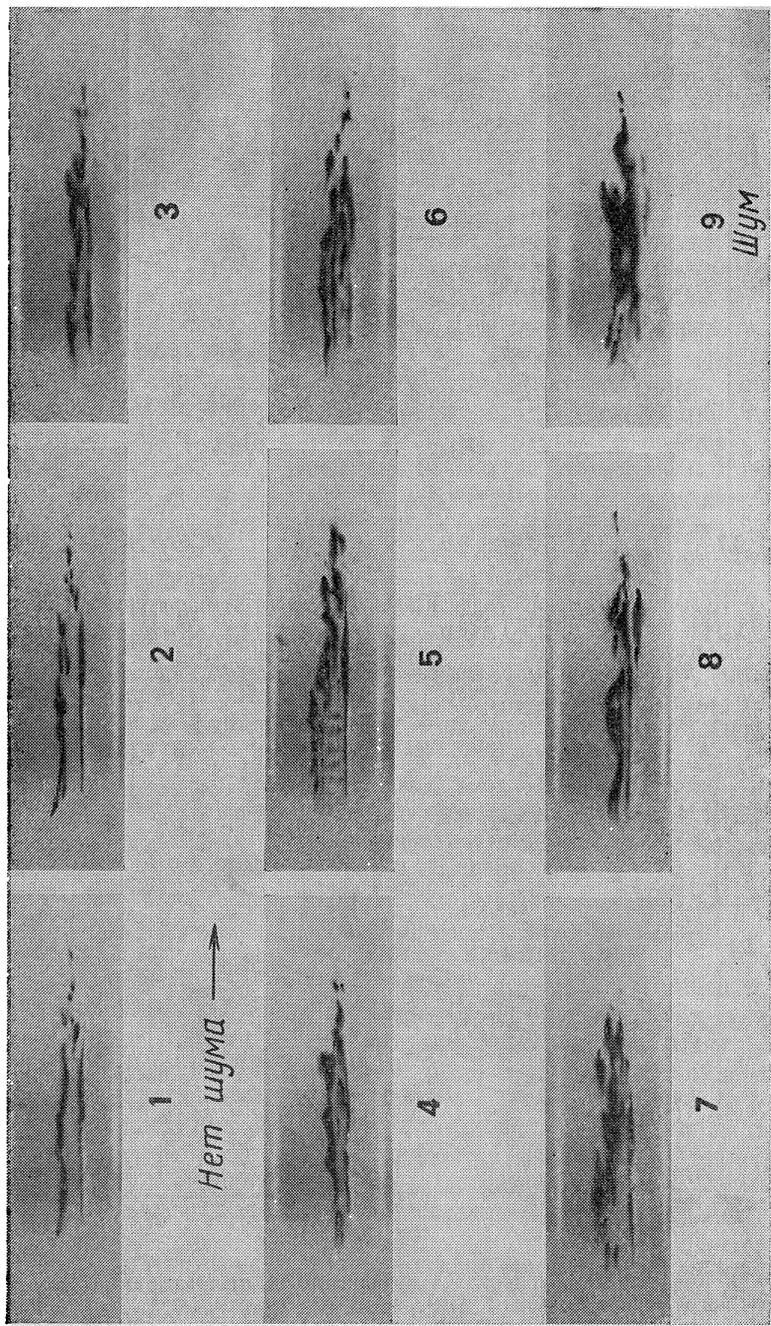


РИС. 15.11. Фотоснимки, иллюстрирующие процесс перехода от тихого пленочного кипения к шумному пленочному кипению.

вые был отмечен в работе [76], а затем отмечался во многих исследованиях [43, 53, 60, 72—74]. Регистрация процесса кипения с помощью обычной киносъемки [43, 53, 73, 74] и теневыми методами [77] показывает, что амплитуда и частота пульсаций заметно увеличиваются, когда в режиме пленочного кипения происходит переход от кипения без шума к кипению с шумом. Последовательность кадров, иллюстрирующих переход от режима кипения без шума к кипению с шумом, представлена на рис. 15.11 [74]. Решающим различием между двумя типами пленочного кипения является частота пульсаций. «Тихое» пленочное кипение характеризуется частотой пульсаций приблизительно 50 Гц, а для «шумного» кипения характерными являются частоты от 500 до 900 Гц<sup>1</sup> (рис. 15.12). Ни в каком режиме не было обнаружено заметного влияния на частоту пульсаций величины теплового потока, глубины погружения, температуры жидкости или диаметра проволоки<sup>2</sup>. Изучались также длина волны и амплитуда колебаний пленки [73, 74].

Наиболее удивительным является тот экспериментальный факт, что при шумном кипении теплоотдача уменьшается, а не увеличивается; уменьшение составляет около 25%.

Никакого удовлетворительного объяснения этого факта до сих пор не существует. В работе [78] (рис. 15.13) представлена диаграмма режимов кипения в зависимости от глубины погружения (шум связан с большими глубинами) и температуры жидкости (шум характерен для меньших температур жидкости). Влияние теплового потока или разности температур на шумное кипение не исследовано (вероятность шума увеличивается с увеличением разности температур).

Режим шумного кипения характерен не только для проволочных образцов. Этот режим наблюдался и на больших цилиндрах в работе [43] (рис. 15.14).

Из-за ограничений, связанных с трудностью отвода энергии из системы, измерения теплоотдачи при пленочном кипении на сложных образцах большого размера ограничены сравнительно малыми перепадами температур [43, 44, 47]. Использование подобных образцов позволяет получать достаточно точные данные при перепадах температур, значительно превышающих критический перепад (рис. 15.14).

Полученную экспериментально зависимость теплоотдачи при пленочном кипении от глубины погружения, по-видимому, можно объяснить изменением локальной температуры насыщения, кото-

<sup>1</sup> Для нескольких точек частоты были меньше.

<sup>2</sup> Следует отметить, что в экспериментах использовались только проволоки диаметром 0,08 и 0,20 мм.

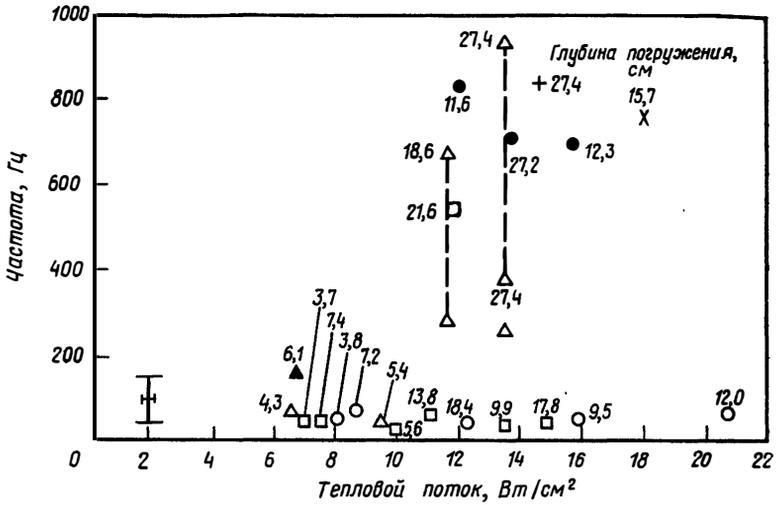


РИС. 15.12. Частота пульсаций в зависимости от теплового потока, отводимого от проволоки.

$D_{пр}=0,13$  мм; ○  $T_{ж}=2,14$  К, ×  $T_{ж}=2,01$  К, +  $T_{ж}=1,97$  К, ●  $T_{ж}=1,86$  К;  $D_{пр}=0,20$  мм; □  $T_{ж}=2,15$  К, △  $T_{ж}=2,01$  К, ▲  $T_{ж}=1,86$  К.

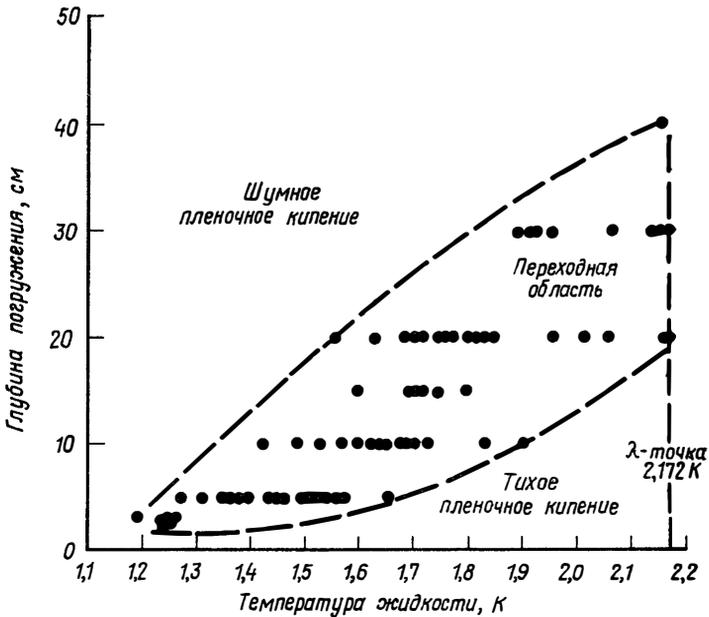


РИС. 15.13. Диаграмма режимов пленочного кипения.

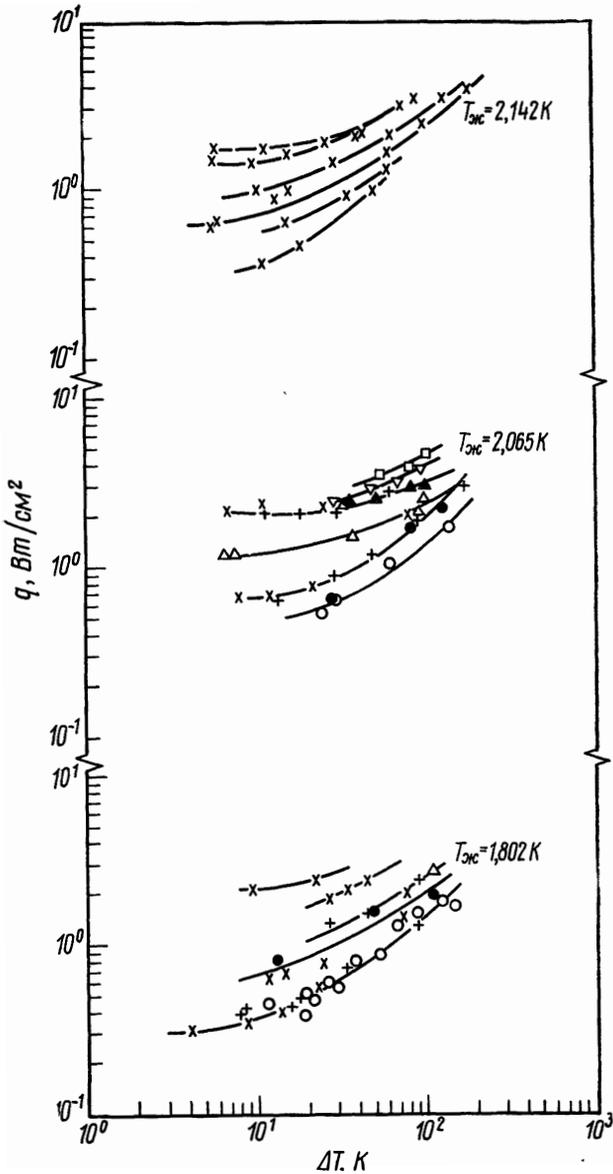


РИС. 15.14. Тепловой поток при пленочном кипении на горизонтальных цилиндрах.  
 + Pt,  $D=0,54$  см; × Cu,  $D=0,37$  см; Cu,  $D=0,54$  см, глубина: ○ 0,7 см, ● 2 см, △ 4 см,  
 ▲ 8 см, ▽ 12 см, ▼ 16 см, □ 24 см.

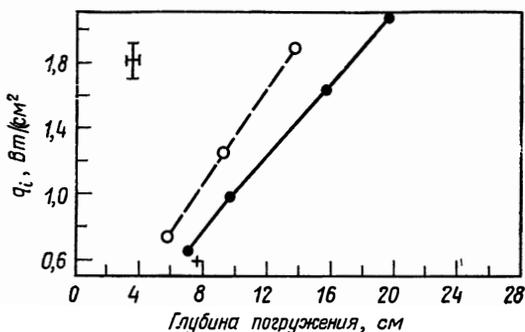


РИС. 15.15. Зависимость теплового потока на поверхности раздела фаз от глубины погружения.

●  $T_{ж}=2,05$  К,  $D=0,2$  мм; ○  $T_{ж}=1,81$  К,  $D=0,20$  мм; +  $T_{ж}=2,05$  К,  $D=0,13$  мм. Отрезками прямых с засечками показаны погрешности измерений.

рое уже учитывалось при обсуждении корреляционной зависимости для критического теплового потока:

$$T_i = T_{ж} + \rho g H (dT/dp)_{нас}. \quad (15-22)$$

Экспериментально показано [73], что тепловой поток к поверхности раздела фаз, определяемый формулой

$$q_i = q D / D_f, \quad (15-23)$$

где  $D_f$  — средний диаметр пленки, является линейной функцией глубины погружения при фиксированных температуре жидкости и диаметре проволоки (рис. 15.15). Следовательно, если использовать локальную температуру насыщения, определяемую формулой (15.22), то можно ввести коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела

$$h_i = q_i / (T_i - T_{ж}), \quad (15-24)$$

который не будет зависеть от глубины погружения.

Авторы работы [73] также пытались обнаружить влияние формы сосуда с жидким гелием II, в котором на фиксированной глубине располагался образец. Они не обнаружили заметного изменения теплоотдачи при фиксированных состоянии поверхности, температуре, форме и глубине погружения образца при больших изменениях (до 80%) площади поверхности испарения и объема жидкости между нагреваемой поверхностью и поверхностью испарения. Это является дополнительным подтверждением термодинамической природы влияния глубины погружения, что следует например, из формулы (15-22).

Риверс и Макфадден [79] предложили теоретическую модель пленочного кипения в жидком гелии II, основанную на использо-

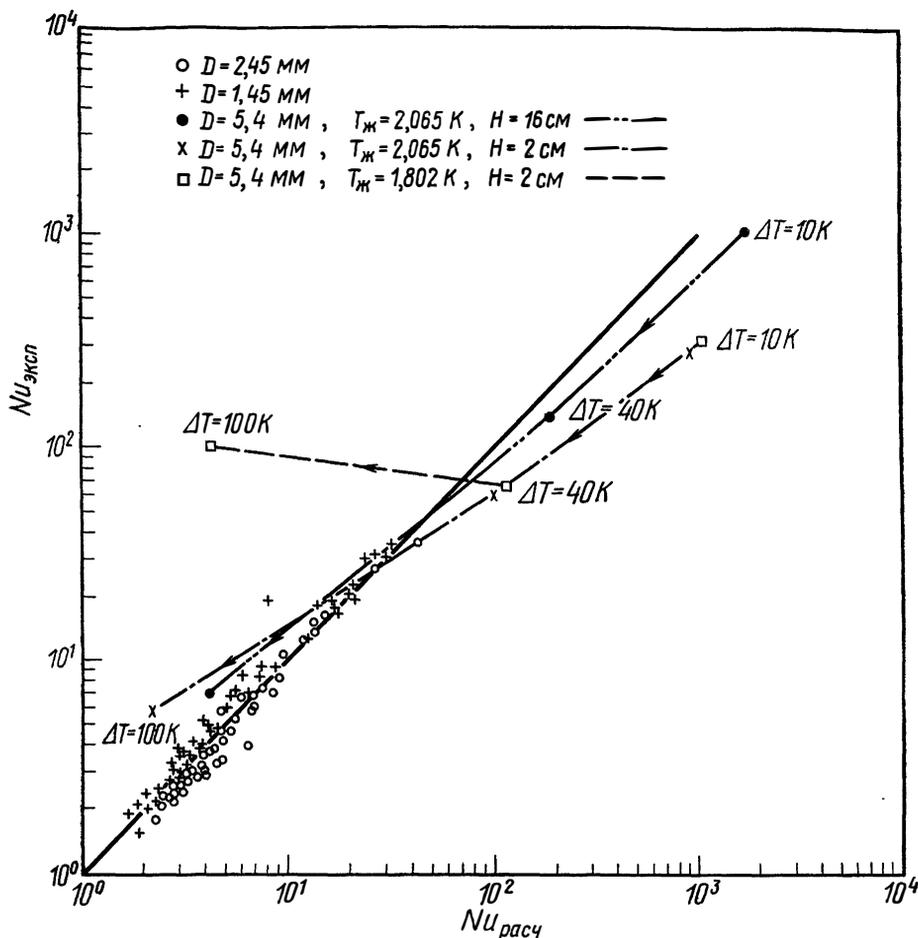


РИС. 15.16. Сравнение с экспериментом теоретических значений числа Нуссельта, рассчитанных по модели пограничного слоя [79].

вании теории пограничного слоя. В их модели сверхтекучесть жидкого гелия II учитывается в граничном условии. В качестве граничного условия на поверхности раздела фаз Риверс и Макфадден задавали тепловой поток  $q_i$  по формуле типа (15-23). Они предположили, что  $q_i$  соответствует условиям локального термодинамического равновесия. Это предположение было подтверждено в работе [73] (рис. 15.15) и позднее в работе [74] по отношению к температуре жидкости и глубине погружения. Ни в одной из этих работ не удалось найти удовлетворительного ответа на вопрос, почему  $q_i$  не зависит от геометрии проволоки, поскольку

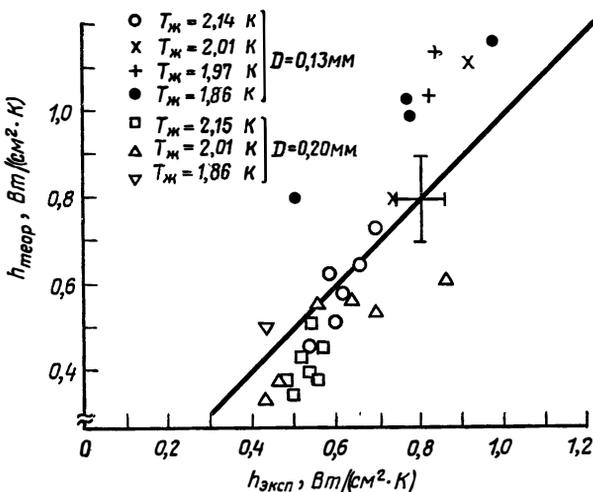


РИС. 15.17. Сравнение с экспериментом теоретических значений коэффициента теплоотдачи, рассчитанных по модели теплопроводности [81].

изменение диаметра проволоки было в обоих случаях очень ограниченным.

В работе [80] расчеты по методике работы [79] сравниваются с экспериментальными данными по теплоотдаче при пленочном кипении [46] (рис. 15.16) в предположении, что  $q_i$  равен критическому тепловому потоку  $q_{кр}$  для той же поверхности нагрева. На рис. 15.16 нанесено также несколько точек, полученных в работе [43] для двух значений температуры жидкости и глубины погружения. Хотя величина отклонения этих данных от теоретической зависимости ненамного больше отклонения данных работы [46], зависимость отклонения от перепада температуры совершенно другая. Характеристические параметры для экспериментальных данных работы [46] не указаны [79, 80]. Однако в области, где  $q$  ниже  $q_{кр}$  (малые  $\Delta T$ ), допущение  $q_i = q_{кр}$  не может выполняться. Следовательно, сравнение, показанное на рис. 15.16, не может служить настоящей проверкой теории [79].

В экспериментах с проволоками [60] было найдено, что критический тепловой поток существенно больше, чем  $q_i$ . Кроме того авторы работы [74] обнаружили, что полная модель [79] не описывает результатов их экспериментов. Тем не менее это не свидетельствует об ошибочности теории, поскольку теоретический анализ основывался на допущении, что пограничный слой является тонким. Это допущение никогда не выполняется для проволочных образцов. Со своей стороны, Риверс [81] провел очень простой анализ, применимый к цилиндрическим образцам в предельном

случае, когда конвективный перенос пренебрежимо мал. Он получил формулу

$$(hD/k_{\text{п}}) C^{- (k_{\text{п}}/hD)} = q_i D / k_{\text{п}} (T_{\text{в}} - T_i), \quad (15-25)$$

где  $T_i$  определяется формулой (15-22),  $k_{\text{п}}$  — коэффициент теплопроводности пара, а  $h$  — коэффициент теплоотдачи. Соотношение между измеренными коэффициентами теплоотдачи и вычисленными по формуле (15-25) с использованием измеренных значений  $q_i$  [формула (15-23)] показано на рис. 15.17. Согласие между теорией и экспериментом лежит в пределах погрешностей измерений (показанных на рисунке отрезками прямых с засечками) для большинства точек, соответствующих тихому пленочному кипению. Однако для значительной части данных по шумному кипению расчетные значения коэффициента теплоотдачи превышают экспериментальные, и это превышение несколько больше погрешности эксперимента. Этот результат особенно удивителен, поскольку при шумном кипении имеют место интенсивные движения пленки.

## 15.5. ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — константа в уравнении (15-9);
- $a$  — скорость звука;
- $C$  — константа;
- $D$  — диаметр;
- $f$  — поправочный множитель;
- $g$  — ускорение силы тяжести;
- $h$  — постоянная Планка, а также коэффициент теплоотдачи;
- $h_{fg}$  — скрытая теплота преобразования;
- $h_k$  — контактная тепловая проводимость («проводимость Капицы»);
- $k$  — постоянная Больцмана, а также коэффициент теплопроводности;
- $L_{\xi}$  — параметр длины;
- $m$  — массовый расход;
- $N_x$  — безразмерный комплекс [уравнение (15-14)];
- $N_y$  — безразмерный критический тепловой поток;
- $n$  — число атомов в единице объема кристалла;
- $p$  — давление;
- $q$  — тепловой поток;
- $R$  — универсальная газовая постоянная;
- $Re$  — число Рейнольдса;
- $s$  — удельная энтропия;
- $T$  — температура;
- $u$  — внутренняя энергия;
- $\bar{v}$  — местная среднemasсовая скорость;

- $\theta_D$  — дебаевская температура;  
 $\lambda$  — точка (линия) фазового перехода II рода;  
 $\mu$  — вязкость,  $\mu$  также химический потенциал;  
 $\rho$  — плотность.

### Индексы

- $f$  — пленка;  
 $i$  — поверхность раздела;  
 $n$  — нормальная компонента;  
 $s$  — сверхтекучая компонента;  
 $w$  — стенка;  
 $ж$  — жидкость (жидкий гелий II);  
 $кр$  — критический;  
 $нас$  — насыщенный;  
 $п$  — пар;  
 $ф$  — фонон.

### 15.6. ЛИТЕРАТУРА

1. London R., Superfluids, Vols. I, II, John Wiley, and Sons, New York, 1950, 1954.
2. Freeman D. C., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 9.
3. Smith T. I., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 102.
4. Wilks J., The Properties of Liquid and Solid Helium, Oxford Univ. Press, Cambridge, England, 1967.
5. Atkins K. R., Liquid Helium, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 1959.
6. Lane C. T., Superfluid Physics, McGraw-Hill Book Co., New York, 1962.
7. Arp V., *Cryogenics*, 10, 96 (1970).
8. Халатников И. М., Введение в теорию сверхтекучести, М., 1965.
9. Lifshitz E. M., Andronikashvili E. L., A Supplement to Helium, Consultants Bureau, New York, 1959.
10. Keller W. E., Helium-3 and Helium-4, Plenum Press, New York, 1969.
11. Капица П. Л., *Журнал эксп. и теор. физики*, 11, № 1 (1941).
12. Kronig R., Thellung A., *Physica*, 16, 678 (1950).
13. Kronig R. A., Thellung A., Woldringh H. H., *Physica*, 18, 21 (1952).
14. Gorter C. J., Taconis K. W., Beenakker J. J. M., *Physica*, 17, 841 (1951).
15. Lee D. M., Fairbank H. A., *Phys. Rev.*, 116, 1359 (1959).
16. Mate C. F., Sawyer S. P., in Proc. 11th Intern. Conf. on Low Temp. Phys. Vol. I, Univ. of St. Andrews, St. Andrews, Scotland, 1969, p. 579.
17. Frederking T. H. K., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 64 (87), 21 (1968).
18. Mate C. F., Sawyer S. P., *Phys. Rev. Lett.*, 20 (16), 834 (1968).
19. Snyder N. S., NBS Tech. Note № 385, 1969; также *Cryogenics*, 10, 89 (1970).
20. Jones R. E., Pennebaker W. B., *Cryogenics*, 3 (4), 215 (1963).
21. Love T. J., Radiative Heat Transfer, Merrill, 1968.
22. Dekker A. J., Solid State Physics, Prentice-Hall, New Jersey, 1957.
23. Johnson R. C., Little W. A., *Phys. Rev.*, 130 (2), 596 (1963).
24. Little W. A., in Proc. 7th Intern. Conf. Low Temp. Phys., Univ. of Toronto Press, 1960, p. 482.

25. Gittleman J. I., Bozowski S., *Phys. Rev.*, **128** (2), 646 (1962).
26. Neeper D. A., Pearce D. C., Wasilik R. M., *Phys. Rev.*, **156** (3), 764 (1967).
27. Challis L. J., *Proc. Phys. Soc.*, **80** (Part 3), 759 (1962).
28. Barnes L. J., Dillinger J. R., *Phys. Rev. Lett.*, **10** (7), 287 (1963).
29. Challis L. J., Cheeke D. N., *Progr. in Refr. Sci. Tech.*, **1**, 227 (1965).
30. Hesser R. J., Chapman R. C., Chang Y. W., Frederking T. H. K., AIChE Preprint 10, Eleventh National Heat Transfer Conference, AIChE, New York, 1969.
31. Cheeke J. D. N., in Proc. 11th Intern. Conf. on Low Temp. Phys., Vol. 1, 1969, p. 567.
32. Гуан Вэй-янь. *Журнал эксп. и теор. физики*, **42**, № 4, стр. 921 (1962).
33. Rosenburg H. M., *Low Temperature Solid State Physics*, Clarendon Press, Oxford, England, 1963.
34. Халатников И. М., *Журнал эксп. и теор. физики*, № 6 стр. 687 (1952).
35. Challis L. J., Dransfeld K., Wilks J., *Proc. Roy. Soc.*, **A260** (1300), 31 (1961).
36. Little W. A., *Phys. Rev.*, **123** (6), 1909 (1961).
37. Pollack G. L., *Rev. Mod. Phys.*, **41** (1), 48 (1969).
38. White D., Gonzales O. D., Johnston H. L., *Phys. Rev.*, **89** (3), 593 (1953).
39. Зиновьева К. Н., *Журнал эксп. и теор. физики*, № 25, стр. 235 (1953).
40. Fairbank H. A., Wilks J., *Proc. Roy. Soc.*, **A231** (1187), 545 (1955).
41. Brow N. J., Osborne D. V., *Phil. Mag.*, **3** (36), 1463 (1958).
42. Anderson A. C., Connolly J. I., Wheatley J. C., *Phys. Rev.*, **135** (4A), A910 (1964).
43. Goodling J. S., Irely R. K., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York, 1969, p. 159.
44. Clement B. W., Frederking T. H. K., in *Bull. Intern. Inst. Refr.*, Annex, 49 (1966).
45. Madsen R. A., McFadden P. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York, 1968, p. 617.
46. Holdredge R. M., McFadden P. W., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York, 1966, p. 507.
47. Lyon D. N., *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **64** (87), 82 (1968).
48. Пешков В. П., *Журнал эксп. и теор. физики*, **35**, № 6, стр. 1350 (1958).
49. Пешков В. П., *Журнал эксп. и теор. физики*, **30**, № 4, стр. 581 (1956).
50. Андроникашвили Е. Л., Мирская Г. Г., *Журнал эксп. и теор. физики*, **29**, № 4, стр. 490 (1955).
51. Goodling J. S., Dh. D. Dissertation, Univ. of Florida, 1968.
52. Irely R. K., McFadden P. W., Madsen R. A., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 361.
53. Steed R. C., Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida, 1968.
54. Leonard A. C., Lady E. R., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1961, p. 378.
55. Frederking T. H. K., Haben R. L., *Cryogenics*, **8** (1), 32 (1968).
56. Lyon D. N., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York, 1965, p. 371.
57. Rinderer L., Haenseler F., *Helv. Phys. Acta*, **2** (4), 322 (1959).
58. Frederking T. H. K., *Forschung*, **27**, 17 (1961).
59. Lemieux G. P., Leonard A. C., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 624.
60. Ebright R. L., Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida, 1969.
61. Vinson J. S., Agee F. J., Manning R. J., Hereford F. L., *Phys. Rev.*, **168** (1), 180 (1968).
62. McFadden P. W., Holdredge R. M., *Bull. Intern. Inst. Refr.*, Annexe, 259 (1966).
63. Frederking T. H. K., Haben R. L., Madsen R. H., in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 17, Plenum Press, New York, 1972, p. 323.
64. Clow J. R., Reppy J. D., *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 291, (1967).
65. Clow J. R., Reppy J. D., *Phys. Rev. Lett.*, **16** (20), 887 (1966).

66. Henkel R. P., Smith E. N., Reppy J. D., *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 1276 (1969).
67. Rorschach H. E., Romberg F. A., in Proc. Intern. Conf. Low. Temp. Phys. Chem., Madison, Wisconsin, 1957, p. 35.
68. Sydoriak S. G., Roberts T. R., *Bull. Intern. Inst. Refrig., Annexe*, **115** (1966).
69. Purdy V., Frederking T. H. K., Boom R. W., Guderjahn C. A., Domoto G. A., Tien C. L., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 14, Plenum Press, New York, 1969, p. 146.
70. Whetstone C. N., Boom R. W., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 68.
71. Frederking T. H. K., Linnet C., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 80.
72. Leonard A. C., Lemieux G. P., ASME Paper № 67-WA/Ht-37 (1967).
73. Steed R. C., Irely R. K., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 15, Plenum Press, New York, 1970, p. 299.
74. Ebricht F. L., Irely R. K., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1961.
75. Steward R. B., Johnson V. J., ed., A Compendium of Properties of Materials at Low Temperatures, Armed Services Tech. Info. Agency, Arlington, Virginia, 1961.
76. Bussières P., Leonard A. C., *Cryogenic News*, **2**, 4 (1967).
77. Coulter D. M., Leonard A. C., Pike J. G., in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 13, Plenum Press, New York, 1968, p. 640.
78. Leonard A. C., Helium II Noise Film-Boiling and Silent Film-Boiling Heat Transfer Coefficient Values, the 3rd Intern. Cryo. Engr. Conf., West Berlin, May 1970.
79. Rivers W. J., McFadden P. W., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **88C** (4), 343 (1966); русский перевод: *Труды Амер. об-ва инж.-мех., серия C*, № 4, стр. 10 (1966).
80. Holdredge R. M., McFadden P. W., Film Boiling on Horizontal Cylinders in Helium II, ASME Paper № 70-HT-3, 1970.
81. Rivers W. J., Ph. D. Dissertation, Purdue Univ., 1964.



## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Виды кипения** 102—105  
**Водород нормальный** 69, 70  
**Водорода молекулярные спектры** 69  
**Время пребывания молекулы на поверхности** 233  
— — — — формула Френкеля 233  
**Вырождение бозе-газа** 347  
**Вязкость жидкости, измерение по методике Пуазейля** 348  
— — — — затуханию крутильных колебаний 348
- Гелий, диаграмма состояния** 347  
**Гелий II, нормальная компонента** 347—349  
— — — — сверхтекучая компонента 347—349  
— — — — сверхтекучесть 347—349  
— — — — двухжидкостная модель Тисса 347  
**Гистерезис плотности** 64  
**Градиент химического потенциала безразмерный** 363
- Давление насыщенного пара** 234  
— приведенное 168, 169
- Жидкости квантовые** 66, 68, 346—348  
— криогенные, физические свойства 10  
**Жидкость окологритическая** 61  
— — — — переносные свойства 66—68  
— — — — псевдосвойства 70  
— псевдодвухфазная 73, 74
- Задачи теплопроводности стационарные двух- и трехмерные** 23—27  
— — — — одномерные 18—21
- Интенсивность турбулентности** 93  
**Испускание эпифононов** 350  
**Истечение двухфазное, всплески давления** 313, 314, 317  
— — — — зависимость давления от перегрева стенки 313, 314  
— — — — модель Леви 313  
— — — — Муди 313, 318  
— — — — Фоске 313  
— — — — переходные режимы 313—323  
— однофазное, модель Гиффена 309, 312
- Капицы тепловая проводимость** 350—358  
— — — — модель Гортера и сотр. 356  
— — — — Кронига и сотр. 356  
— — — — Халатникова 354, 355
- Карты режимов течения** 116  
**Кипение, влияние давления** 300  
— жидкого гелия, диаграмма режимов 372  
— — — — зависимость коэффициента теплоотдачи от глубины погружения 368, 369, 371  
— — — — — — температуры жидкости 368, 369  
— — — — — — измерения теплопередачи 367  
— — — — модель теплопередачи Риверса и Макфаддена 374  
— — — — пленочное 367—377  
— — — — «шумное» 367—371  
— — — — «тихое» (бесшумное) 367—371

- Кипение пленочное 102, 104—108  
 — — при вынужденной конвекции 102, 112  
 — — — — — при насыщении 102, 104, 105  
 — — — — — с недогревом 102, 104, 105  
 — — — — — свободной конвекции 102  
 — — при вынужденной конвекции 102—105  
 — — — — — при насыщении 102—105, 110—113  
 — — — — — с недогревом 102, 108—110  
 — — пузырьковое 102—104  
 — — в большом объеме 102, 122—132, 139—147  
 — — — — — влияние давления 104, 105  
 — — — — — недогрева 145, 146  
 — — — — — перемешивания 146  
 — — — — — размера и ориентации поверхности нагрева 145, 146  
 — — — — — растворенных газов 143, 144  
 — — — — — силы тяжести 147, 148  
 — — — — — смачивания 146  
 — — — — — состояния поверхности 141, 142  
 — — — — — функция распределения размеров углублений 140, 141, 155  
 — — при вынужденной конвекции 102—104, 128—132  
 — — — — — при насыщении (объемное) 102, 104  
 — — — — — с недогревом (местное) 102, 104  
 — — формула Кутателадзе — Брина — Вестуотера 154  
 — — экспериментальные данные 147—149  
 — пульсирующее 144  
 Конвекция вынужденная 90—95  
 — — влияние ускорения потока 93  
 — — естественная в петлевых контурах 76  
 — — свободная ламинарная 88—90  
 — — термокапиллярная 134, 143  
 — — турбулентная 60  
 Конденсация и испарения характеристики 234  
 Конденсация пар — жидкость на криогенных поверхностях 222—231  
 — — — — — капельная 223  
 — — — — — инициирование 226  
 — — — — — пленочная 223  
 — — — — — модель Даклера 225  
 — — — — — — Карпентера и Кольберна 226  
 — — — — — — Нуссельта 224, 225  
 — — — — — — Розенкова 225  
 — — — — — — Янга 226  
 — — пар — твердая фаза на криогенных поверхностях 232—246  
 — — — — — — баланс энергии 239—244  
 Коэффициент аккомодации 35  
 — — энергии 241, 242  
 — — вихревой диффузии 90, 91  
 — — захвата 236, 237  
 — — зависимость от скорости соударения 237  
 — — — — — температуры газа 237  
 — — сводка данных 238  
 — — прилипания 235, 236  
 — — скольжения фаз 120  
 — — температуропроводности 24  
 — — теплоотдачи, зависимость от перепада температур 72—74  
 — — пленки конденсата азота 227  
 — — — — — водорода 228  
 — — — — — дейтерия 228  
 — — — — — кислорода 227  
 — — теплопроводности 18  
 — — аномальный пик 66, 67  
 — — теория Брокау 68  
 — — эффективный 35, 43, 68  
 — — трения в изогнутой трубе 84  
 — — турбулентной вязкости кинематический 90, 91  
 — — — — — непрерывная модель 91  
 — — — — — составная модель 91, 92  
 Кривая кипения 140—146  
 — — гистерезис 144, 145  
 Кризис теплоотдачи 107, 161  
 — — в режиме развитого кипения 190  
 — — при кипении с недогревом 190  
 Криосадки, коэффициент захвата 246  
 — — теплопроводности 245  
 — — плотность 246  
 — — свойства 244—246  
 — — скрытая теплота преобразования 244

- Криосадки, удельная теплоемкость 245
- Криповерхность, хладопроизводительность 243
- Критическая точка, термодинамика 63
- Критический тепловой поток 161—193
- — — в режиме кипения при естественной конвекции 162—190
- — — влияние окисления поверхности 176
- — — ориентации поверхности 174, 175, 181
- — — свойств поверхности 175—178
- — — состава смеси 184
- — — степени недогрева 185—189
- — — угла смачивания 176, 177
- — — ускорения 173—176
- — — формы и размеров нагревателя 180—183
- — — шероховатости и загрязнения поверхности 179
- — — для азота 201—203
- — — водорода 197—199
- — — гелия I 199—201
- — — других криогенных жидкостей 203—205
- — — метод масштабных множителей 191—193
- — — расчета течения недогретых жидкостей на смачиваемых поверхностях 193
- — — параметр Гриффитса 164
- — — Эддомса и Нойса 164
- — — поправочный множитель Кутателадзе 189
- — — при кипении в режиме вынужденной конвекции 190—193
- — — пузырьковом кипении в большом объеме 153
- — — теория гидродинамической устойчивости 179
- — — учет индуцированной конвекции 183—185
- — — негидродинамических факторов 184
- — — формула Айви и Морриса 187
- — — — Зубера 187
- — — — и Трибуса 163
- — — — Кобба и Паркера 163, 172
- — — — Кутателадзе 163, 167—169, 185, 285, 296
- Критический тепловой поток, формула Нойса 163, 170, 171
- — — — Розенова и Гриффитса 163
- — — — Фредеркинга и др. 363, 364
- — — формулы Макбета 190
- Метод конечных разностей 25
- Рунге — Кутта 54
- Минимальный тепловой поток при пленочном кипении 217, 306
- — — — в большом объеме 217—219
- — — — — влияние давления 218, 219
- — — — — при вынужденной конвекции 219, 220
- — — — — сводка формул 218
- Модель Айзинга для описания решетчатого газа 66
- гидроаналоговая Мура 25
- мембранная 25
- решетчатого газа 64
- электростатическая 25
- Номограммы Шнейдера 31
- Образование иinea 232—235
- Околокритическая область, колебания давления 72, 75
- — — особенности 71—74
- — — пульсации потока 61
- — — уравнение Диттуса — Бельтера 71, 78, 281
- Опалесценция критическая 64
- Ортоводород 69
- Остаточного газа давление 36, 37
- — — теплопроводность 36
- Откачка криогенная 233
- Отношение предела текучести к коэффициенту теплопроводности 48
- Параводород 69
- Пара зародыши (центры парообразования) 126—131
- Параметр двухфазного течения Мартинелли 81, 287
- тепловой безразмерный 208
- Эккерта температурный 78, 79
- Парообразование 123—128



- Теплопередача при пленочном кипении, влияние давления 198—205, 209
- — — — — размера нагревателя 200—204, 208, 209
- — — — — электрического поля 204
- — — — — критериальные зависимости 205—212
- — — — — модель Бромли 207—209
- — — — — формула Бромли 208, 209
- — — — — Капоне и Парка 211
- — — — — Клементса и Колвера 210
- — — — — Сайенса и сотр. 210
- — — — — Фленигэна и Парка 211
- — — — — экспериментальные данные 197—205
- Теплопередача в жидком гелии 346—377
- — — — — влияние глубины погружения 357, 358
- — — — — размера нагревателя 358
- — — — — критический тепловой поток 359—367
- — — — — влияние глубины погружения 360—362
- — — — — размера нагревателя 360—362
- — — — — температуры жидкости 360—362
- — — — — конвекцией, переходный режим кипения 287
- — — — — при пленочном кипении 287—294
- — — — — модель Сю и др. 292
- — — — — параметр испарения пленки 290, 291
- — — — — принцип суперпозиции 285, 287, 293
- — — — — формула Джарратано и Смита 290, 296
- — — — — Нападенского 291
- — — — — Перру и Ребьера 291
- — — — — Сидера—Тейта 294
- — — — — фон Глана 290, 296
- — — — — Эллерброка и др. 291, 296
- — — — — формулы Гендрикса 287, 288, 296
- — — — — пузырьковом кипении, формулы Форстера — Зубера 285
- Теплопередача конвекцией, развитое пузырьковое кипение 283
- — — — — околоскритическая, влияние геометрических факторов 84—88
- — — — — завихрителей 87
- — — — — кривизны трубы 84
- — — — — ориентации поверхности 87
- — — — — условий на входе 88
- — — — — конвективная, исследование механизма 83
- — — — — модель псевдокипения 80
- — — — — проникания 81
- — — — — профили скорости М-образные 83
- — — — — соотношение Гесса и Кунца 80
- — — — — Симона и Эккерта 75
- — — — — Шицмана и др. 79
- — — — — уравнение Макадамса 75
- — — — — при вынужденной конвекции 71, 72, 76—84
- — — — — влияние шероховатости поверхности 94
- — — — — формула Маккарти и Вулфа 94
- — — — — Тейлора 94
- — — — — кипении, влияние амплитуды колебаний давления 304
- — — — — вынужденных колебаний 302—305
- — — — — резкого охлаждения 305—309
- — — — — квазистационарная модель 303
- — — — — формула Витте и др. 308
- — — — — Сайдмана 308
- — — — — Фредеркинга и Кларка 305
- — — — — свободной конвекции 71, 74, 75
- Теплопроводности молекулярный режим 35
- Теплопроводность анизотропных твердых тел 28, 29
- Теплота парообразования эффективная 208
- Термометрическая чувствительность криогенная 367, 368
- Термомеханический эффект 348
- — — — — уравнение Лондона 348
- Течение двухфазное волновое 115
- — — — — кольцевое 112, 115, 117
- — — — — пенистое 117, 118
- — — — — пробковое 112, 114, 115
- — — — — пузырьковое 112—118
- — — — — расслоенное 114, 115

Течение двухфазное снарядное 115, 117  
 — — эмульсионное 112, 116, 117  
 — Куэтта 88  
 Течения двухфазные, неустойчивость 309—311  
 — — — динамическая 309—311  
 — — — смешанная 309—311  
 — — — статическая 309—311  
 — криогенные двухфазные 249—277  
 — — — вынужденный конвективный теплообмен 281—297  
 — — — истинное объемное паросо-  
 держание 251, 252, 266  
 — — — критические 265—277  
 — — — — в длинной трубе 271  
 — — — смесь или насыщенный пар на входе 266—271  
 — — — критический расход 251  
 — — — масса дискретной фазы присоединенная 262  
 — — — местное паросодержание 251  
 — — — модель кольцевого течения 251—256  
 — — — — однородной среды 252—260  
 — — — — со скольжением паровой фазы 251—253  
 — — — переходный режим кипения 300—302  
 — — — — потери давления 249—260  
 — — — — — соотношение Локар-  
 та — Мартинелли 249, 252—259  
 — — — — — Мартинелли —  
 Нельсона 249  
 — — — — пузырьковое кипение с не-  
 догревом 282, 283  
 — — — — — — интерполяцион-  
 ная методика Бергста и Розенова 282  
 — — — — — пузырьковые 262—264  
 — — — — — замороженная модель 262  
 — — — — — распространение волны сжа-  
 тия 251, 261—263  
 — — — — — расслоенные, кольцевые,  
 эмульсионные 262—264  
 — — — — — снарядные 263  
 — — — — — механизм инерционный 263  
 — — — — — — последовательного  
 распространения 263

Течения криогенные двухфазные,  
 уравнение для критического рас-  
 хода 268, 275  
 — — — — — — — — — — двухфазной  
 смеси или насыщенного пара на  
 входе 266, 268  
 — — — — — — — — — — насыщенной  
 или переохлажденной жидкости на  
 входе 271—277  
 — — — уравнения 250—255

Уравнение диффузии 31  
 — Грина для химического потенциа-  
 ла 66  
 — Клапейрона — Клаузиуса 124  
 — Лапласа 24, 27  
 — соответственных состояний 66, 68  
 — состояния 65  
 — — Бенедикта — Вебба — Рубина 65  
 — — Ван-дер-Ваальса 63  
 — — с вириальными коэффициента-  
 ми 65  
 — Фурье 18, 24  
 — Шмидта для петлевых контуров 76

Формы льда 340  
 — — влияние температуры 341

Цепочки паровые 132—134

Число Био 30  
 — Грасгофа 76  
 — Нуссельта 76, 86, 209, 282—285,  
 375  
 — Прандтля 76, 79, 226, 281—285  
 — Рейнольдса 76, 281—285, 363  
 — Элея 76, 208—212  
 — Стантона 93  
 — Стермана 282—285  
 — Фурье 30  
 — Якоба 138

Энергии адсорбции и десорбции 240—243  
 Энтальпия определяющая 90

Явление Лейденфроста 196, 287

# СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора русского перевода . . . . .	5
Предисловие редактора американского издания . . . . .	7
Глава 1. Вводная часть . . . . .	9
1.1. Введение . . . . .	9
1.2. Построение книги . . . . .	13

## Часть I

### ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ И КОНВЕКЦИЕЙ

Глава 2. Теплопроводность . . . . .	16
2.1. Введение . . . . .	16
2.2. Стационарная передача тепла теплопроводностью . . . . .	17
2.2.1. Коэффициент теплопроводности твердых тел . . . . .	18
2.2.2. Одномерные задачи теплопроводности . . . . .	18
2.2.3. Передача тепла теплопроводностью через многослойные системы . . . . .	21
2.2.4. Двух- и трехмерная передача тепла теплопроводностью . . . . .	23
2.2.5. Передача тепла теплопроводностью при переменном коэффициенте теплопроводности . . . . .	27
2.2.6. Теплопроводность анизотропных твердых тел . . . . .	28
2.3. Нестационарная передача тепла теплопроводностью . . . . .	29
2.4. Прикладные задачи передачи тепла теплопроводностью . . . . .	33
2.4.1. Системы теплоизоляции . . . . .	34
2.4.2. Притоки тепла . . . . .	47
2.4.3. Потери на захлаживание . . . . .	50
2.5. Заключение . . . . .	54
2.6. Обозначения . . . . .	54
2.7. Литература . . . . .	56
Глава 3. Конвективная теплопередача к криогенным жидкостям . . . . .	60
3.1. Введение . . . . .	60
3.2. Свойства жидкости в околочритическом состоянии . . . . .	63
3.2.1. Термодинамика критической точки . . . . .	63
3.2.2. Данные по $p$ — $\rho$ — $T$ и уравнение состояния . . . . .	65
3.2.3. Переносные свойства . . . . .	66
3.2.4. Квантовые состояния . . . . .	68
3.2.5. Псевдосвойства . . . . .	70

3.3.	Теплопередача в околоскритической области . . . . .	71
3.3.1.	Особенности околоскритической области . . . . .	71
3.3.2.	Теплопередача при свободной и естественной конвекции . . . . .	74
3.3.3.	Теплопередача при вынужденной конвекции . . . . .	76
3.3.4.	Влияние геометрических факторов на околоскритическую теплопередачу . . . . .	84
3.3.5.	Теоретические исследования свободной конвекции (ламинарное течение) . . . . .	88
3.3.6.	Теоретические исследования вынужденной конвекции . . . . .	90
3.4.	Обозначения . . . . .	95
3.5.	Литература . . . . .	96

## Часть II

### ДВУХФАЗНЫЕ СРЕДЫ

Глава 4.	Терминология и качественное описание двухфазных течений . . . . .	102
4.1.	Введение . . . . .	102
4.2.	Виды кипения . . . . .	102
4.3.	Режимы кипения . . . . .	105
4.4.	Кипение при вынужденной конвекции . . . . .	108
4.4.1.	Кипение при недогреве . . . . .	108
4.4.2.	Кипение при насыщении . . . . .	110
4.5.	Характерные особенности двухфазных течений . . . . .	114
4.5.1.	Режимы течения в горизонтальных трубах . . . . .	114
4.5.2.	Режимы течения в вертикальных трубах . . . . .	117
4.6.	Определения . . . . .	119
4.7.	Обозначения . . . . .	120
4.8.	Литература . . . . .	121
Глава 5.	Пузырьковое кипение в большом объеме . . . . .	122
5.1.	Введение . . . . .	122
5.2.	Парообразование . . . . .	123
5.3.	Начало кипения при вынужденной конвекции . . . . .	128
5.4.	Возможные механизмы теплоотдачи при кипении . . . . .	132
5.5.	Параметры пузырька . . . . .	134
5.6.	Факторы, влияющие на результаты экспериментов по кипению в большом объеме . . . . .	139
5.6.1.	Влияние давления . . . . .	141
5.6.2.	Влияние состояния поверхности . . . . .	141
5.6.3.	Влияние газов, растворенных в жидкости . . . . .	143
5.6.4.	Гистерезис . . . . .	144
5.6.5.	Размер и ориентация поверхности нагрева . . . . .	145
5.6.6.	Перемешивание . . . . .	146
5.6.7.	Недогрев . . . . .	146
5.6.8.	Несмачиваемые поверхности . . . . .	146
5.6.9.	Сила тяжести . . . . .	147
5.7.	Сводка экспериментальных данных по кипению . . . . .	147
5.8.	Критериальные соотношения, полученные из экспериментальных данных по теплоотдаче при кипении в большом объеме . . . . .	150
5.9.	Обозначения . . . . .	156
5.10.	Литература . . . . .	158
Глава 6.	Критический тепловой поток . . . . .	161
6.1.	Введение . . . . .	161
6.2.	Критический тепловой поток в режиме кипения при естественной конвекции . . . . .	162

6.2.1.	Естественная конвекция в неограниченном объеме . . . . .	162
6.2.2.	Естественная конвекция в замкнутом объеме . . . . .	187
6.2.3.	Заключение . . . . .	189
6.3.	Критический тепловой поток при кипении в режиме вынужденной конвекции . . . . .	190
6.4.	Обозначения . . . . .	193
6.5.	Литература . . . . .	194
Глава 7.	Пленочное кипение . . . . .	196
7.1.	Введение . . . . .	196
7.2.	Экспериментальные данные по теплоотдаче при пленочном кипении криогенных жидкостей . . . . .	196
7.2.1.	Экспериментальные данные для водорода . . . . .	196
7.2.2.	Экспериментальные данные для гелия I . . . . .	199
7.2.3.	Экспериментальные данные для азота . . . . .	201
7.2.4.	Экспериментальные данные по пленочному кипению других криогенных жидкостей . . . . .	203
7.3.	Критериальные зависимости для расчета теплоотдачи при пленочном кипении . . . . .	205
7.4.	Сравнение расчетов по предложенным формулам с экспериментальными данными . . . . .	211
7.5.	Обозначения . . . . .	211
7.6.	Литература . . . . .	214
Глава 8.	Минимальный тепловой поток при пленочном кипении . . . . .	217
8.1.	Введение . . . . .	217
8.2.	Кипение в большом объеме жидкости . . . . .	217
8.3.	Кипение при вынужденной конвекции . . . . .	219
8.4.	Обозначения . . . . .	220
8.5.	Литература . . . . .	220
Глава 9.	Конденсация пар — жидкость на криогенных поверхностях . . . . .	222
9.1.	Введение . . . . .	222
9.2.	Фундаментальные исследования . . . . .	223
9.3.	Экспериментальные результаты . . . . .	226
9.4.	Обозначения . . . . .	230
9.5.	Литература . . . . .	231
Глава 10.	Конденсация пар—твердая фаза на криогенных поверхностях . . . . .	232
10.1.	Образование инея . . . . .	232
10.2.	Сохранение массы и энергии в процессе конденсации . . . . .	235
10.2.1.	Баланс массы . . . . .	235
10.2.2.	Баланс энергии . . . . .	239
10.3.	Свойства криосадков . . . . .	244
10.3.1.	Скрытая теплота . . . . .	244
10.3.2.	Удельная теплоемкость . . . . .	245
10.3.3.	Коэффициент теплопроводности . . . . .	245
10.3.4.	Коэффициент захвата . . . . .	246
10.3.5.	Плотность . . . . .	246
10.4.	Обозначения . . . . .	246
10.5.	Литература . . . . .	248
Глава 11.	Потери давления при течении сжимаемых криогенных парожидкостных смесей . . . . .	249
11.1.	Введение . . . . .	249
11.1.1.	Введение . . . . .	249
11.2.	Потери давления . . . . .	249

11.2.1.	Уравнения для установившегося двухфазного течения . . . . .	250
11.2.2.	Модель кольцевого течения . . . . .	251
11.2.3.	Модель однородного течения . . . . .	255
11.2.4.	Данные по потерям давления в криогенных потоках . . . . .	256
11.3.	Распространение волны сжатия . . . . .	261
11.3.1.	Пузырьковое течение . . . . .	262
11.3.2.	Расслоенные, кольцевые и эмульсионные течения . . . . .	262
11.3.3.	Снарядное течение . . . . .	263
11.4.	Критические течения . . . . .	265
11.4.1.	Случай двухфазной смеси или насыщенного пара на входе . . . . .	266
11.4.2.	Случай насыщенной или переохлажденной жидкости на входе . . . . .	271
11.5.	Заключение . . . . .	277
11.6.	Обозначения . . . . .	277
11.7.	Литература . . . . .	279
Глава 12. Вынужденный конвективный теплообмен в двухфазных течениях . . . . .		281
12.1.	Введение . . . . .	281
12.2.	Частичное пузырьковое кипение, или пузырьковое кипение с недотревом . . . . .	282
12.3.	Полностью развитое пузырьковое кипение . . . . .	283
12.4.	Переходный режим кипения . . . . .	287
12.5.	Устойчивое пленочное кипение . . . . .	287
12.6.	Теплопередача к двухфазному гелию при вынужденной конвекции . . . . .	294
12.7.	Заключительные замечания . . . . .	296
12.8.	Обозначения . . . . .	297
12.9.	Литература . . . . .	298
Глава 13. Переходные режимы при кипении и истечении двухфазных жидкостей . . . . .		300
13.1.	Введение . . . . .	300
13.2.	Переходный режим кипения . . . . .	300
13.3.	Вынужденные колебания . . . . .	302
13.4.	Эксперименты по резкому охлаждению . . . . .	305
13.5.	Переходные режимы в двухфазном потоке и при истечении . . . . .	309
13.5.1.	Однофазное истечение . . . . .	309
13.5.2.	Двухфазное истечение . . . . .	313
13.6.	Заключение . . . . .	323
13.7.	Обозначения . . . . .	324
13.8.	Литература . . . . .	326

### Часть III

#### ТЕПЛОБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ЖИДКОМ ГЕЛИИ II

Глава 14. Радиационные свойства поверхностей . . . . .	330	
14.1.	Введение . . . . .	330
14.2.	Влияние толщины слоя твердого конденсата . . . . .	331
14.3.	Влияние длины волны излучения . . . . .	335
14.4.	Влияние внутренней структуры твердого конденсата . . . . .	339
14.5.	Теоретический анализ . . . . .	341
14.6.	Применение полученных результатов . . . . .	343
14.7.	Литература . . . . .	345

Глава 15. Теплопередача в жидком гелии . . . . .	346
15.1. Введение . . . . .	346
15.2. Свойства жидкого гелия II . . . . .	346
15.2.1. Тепловая проводимость Капицы . . . . .	350
15.2.2. Тепловая проводимость Капицы при $\Delta T \sim T$ . . . . .	355
15.3. Критический тепловой поток . . . . .	359
15.4. Пленочное кипение . . . . .	367
15.5. Обозначения . . . . .	377
15.6. Литература . . . . .	378
Предметный указатель . . . . .	381

## УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

**ИБ № 527**

### ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Редактор *Ю. Воронов*  
Художник *В. Медников*  
Художественный редактор *В. Бисенгалиев*  
Технический редактор *Е. Потапенкова*  
Корректор *М. Смирнов*

Сдано в набор 24/VI 1977 г.  
Подписано к печати 3/XI 1977 г.  
Бум. тип. № 1. 60×90<sup>1/16</sup> бум. л.-12,25  
Печ. л. 24,50 Уч. изд. л. 24,75 Изд. № 20/8906  
Цена 3 р. 50 коп. Зак. 2025.

Издательство «Мир»  
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Московская типография № 11 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, 1113105, Нагатинская ул., д. 1.