

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕПЛОФИЗИКИ

В. И. ТОЛУБИНСКИЙ

Тепло- обмен при кипении

КИЕВ
«НАУКОВА ДУМКА»
1980

Теплообмен при кипении / Толубинский В. И. — Киев : Наук. думка, 1980. 316 с.

В книге изложены физические основы процесса кипения жидкостей, возникновения паровой фазы и роста паровых пузырей в объеме жидкости и на твердой поверхности. Значительное внимание уделено внутренним характеристикам пузырькового кипения. Приведены уравнения подобия и обобщенные зависимости для определения интенсивности теплообмена и кризиса теплоотдачи при кипении в условиях свободного движения. Рассмотрены особые случаи пузырькового кипения и пленочное кипение. Освещены закономерности теплообмена и его интенсивность при кипении в трубах и каналах в контурах с естественной и принудительной циркуляцией, а также кризис теплоотдачи при кипении в трубах и каналах. Даны рекомендации для инженерных расчетов.

Предназначена для научных работников, инженеров и студентов теплофизической и теплотехнической специальностей.

Ил. 142. Табл. 9. Список лит.: с. 291 — 313 (465 назв.).

Рецензенты *О. А. КРЕМНЕВ,*
А. П. ОРНАТСКИЙ

Редакция технической литературы

Т $\frac{30302-078}{M221(04)-80}$ БЗ-18-17-79 2303010000

В современной технике (теплоэнергетика, химическая, нефтеперерабатывающая, пищевая, газовая, холодильная и другие отрасли промышленности) широко применяются устройства, в которых происходит кипение жидкостей и связанный с этим процессом перенос теплоты. Поэтому знание физических основ и закономерностей процесса кипения и теплообмена при кипении имеет важное практическое значение.

Во многих отраслях промышленности кипение представляет собой основной технологический процесс, а интенсивность теплообмена при кипении определяет размеры, стоимость и производительность главного оборудования предприятий. Этим объясняется постоянный интерес ученых и инженеров к проблеме теплообмена при кипении.

В связи с развитием таких отраслей новой техники, как атомная энергетика, криогенная техника, радиоэлектроника и другие, интерес к проблеме теплообмена при кипении еще более возрос. Это обусловлено в частности тем, что использование данного вида теплообмена является эффективным средством отвода огромных тепловых потоков и обеспечения высокой энергонапряженности, надежности и экономичности многих устройств новой техники.

В последнее десятилетие опубликовано большое количество статей, посвященных тому или иному аспекту этой сложной проблемы. Большой вклад в ее решение внесли советские ученые, в том числе теплофизики, работающие в научных учреждениях и вузах Украинской ССР.

Цель предлагаемой монографии — осветить современные представления в области теплообмена при кипении и дать рекомендации для инженерных расчетов при разработке соответствующего оборудования.

Ограниченный объем монографии обусловил необходимость сжатого изложения некоторых вопросов. В книге освещены наиболее существенные, по мнению автора, результаты теоретических и экспериментальных работ отечественных и зарубежных исследователей. Значительная часть ряда ее глав построена на основе представлений и результатов, полученных автором лично или совместно с учениками. Наряду с изложением принципиальных вопросов физики кипения и теории теплообмена при кипении должное внимание уделено изложению конкретных расчетных методов и формул.

Автор выражает признательность Ю. Н. Островскому и А. А. Кривешко за большую помощь в работе по подготовке материалов монографии к печати, а также благодарность Е. Д. Домашеву и Е. Н. Шевчуку за участие в этой работе.

•

•

•

•

•

•

•

•

•

•

Процесс превращения жидкости в пар весьма распространен в природе и широко применяется в технике. Он может протекать в форме испарения или кипения.

Парообразование в форме испарения с поверхности раздела жидкой и газообразной фаз происходит при любой температуре. Если поверхность жидкости соприкасается с окружающим ее газом, то некоторые молекулы жидкости покидают ее поверхность и смешиваются с молекулами газа. Уменьшение количества жидкости вследствие испарения прекратится тогда, когда пар над поверхностью станет насыщенным, т. е. его парциальное давление станет равным упругости насыщенного пара, зависящей от температуры и рода жидкости.

Кипение принято определять как парообразование, характеризующееся возникновением новых свободных поверхностей раздела жидкой и паровой фаз внутри перегретой жидкости, т. е. жидкости, нагретой выше температуры насыщения.

Если теплота к жидкости не подводится, а также если нагрев жидкости, заполняющей сосуд, слабый, выделение пара с ее свободной поверхности незаметно, но по мере усиления нагрева оно становится видимым и все более заметным.

При достаточно интенсивном подводе теплоты к жидкости и подогреве ее до необходимой температуры в некоторый момент времени в соприкасающемся с поверхностью нагрева весьма тонком наиболее перегретом слое жидкости начинается образование паровых пузырей. Они зарождаются в отдельных точках поверхности нагрева, так называемых центрах парообразования. Вследствие испарения жидкости, окружающей пузыри, происходит увеличение их объема до некоторого максимального размера. После этого они отрываются от поверхности нагрева, движутся вверх в слое перегретой жидкости, продолжая увеличиваться в объеме, достигают свободной поверхности жидкости, лопаются, и пар уходит в паровое пространство над жидкостью. Через некоторое время после отрыва процесс зарождения, роста и отрыва парового пузыря на данном центре парообразования повторяется. Такой

вид кипения, при котором пар образуется в перегретой жидкости в виде периодически зарождающихся и растущих пузырей, называется пузырьковым кипением. Так как это основной и наиболее часто встречающийся вид кипения, его для краткости обычно называют просто кипением.

Паровые пузыри могут возникать либо на поверхности нагрева, либо, при соответствующих условиях, в объеме жидкости. Поэтому различают поверхностное и объемное пузырьковое кипение. Пузырьковое кипение жидкости на поверхности нагрева может происходить также тогда, когда температура жидкости за пределами прилегающего к поверхности слоя ниже температуры насыщения, т. е. когда жидкость в преобладающей части своей массы недогрета. Необходимый для пузырькового кипения перегрев пристенного слоя жидкости обеспечивается при этом соответствующей плотностью подводимого теплового потока. В этом случае образующиеся на поверхности нагрева паровые пузыри хотя и растут, но достигают значительно меньших размеров, чем при пузырьковом кипении насыщенной жидкости. Такой вид кипения называется кипением с недогревом.

Образование паровых пузырей происходит только при достаточно интенсивном подводе теплоты к жидкости, т. е. для данной жидкости существует некоторый нижний предел интенсивности нагрева (плотности теплового потока), при котором возможен режим пузырькового кипения.

В то же время для пузырькового кипения существует и верхний предел интенсивности нагрева, при котором режим процесса кипения меняется и возникает новый вид кипения — пленочное. Вблизи этого предела в области, переходной от пузырькового к пленочному кипению, в отдельных местах поверхности нагрева начинается образование неустойчивых пленок. Они разрушаются, и пар удаляется от поверхности нагрева в виде паровых скоплений. При дальнейшем повышении плотности теплового потока наступает режим устойчивого пленочного кипения. При этом на поверхности нагрева образуется сплошная паровая пленка, отделяющая поверхность нагрева от массы жидкости. Из пленки пар периодически прорывается в объем жидкости. Интенсивность теплообмена при этом значительно ниже, чем при пузырьковом кипении.

Кроме классификации разных видов процесса кипения по главному признаку — их физической сущности, возможна классификация и по другим признакам. Весьма важными из них являются гидродинамические условия, в которых протекает процесс кипения.

— Если поверхность нагрева, выполненная в виде плит, змеевиков, пучков труб и т. п., погружена в жидкость, то возникающее в ней гравитационное свободное движение будет тесно связано с процессом парообразования и определяться им. В этом случае кипение происходит в условиях свободного движения жидкости (часто применяют также термины — кипение в большом объеме жидкости и кипение в условиях свободной конвекции).

Если поверхность нагрева выполнена в виде труб, щелевых или иных каналов, в которых движется кипящая жидкость, то на интенсивность теплообмена при кипении в некоторых случаях может существенно влиять скорость направленного движения жидкости (скорость естественной или принудительной циркуляции). Этот вид кипения называется кипением в условиях вынужденного движения жидкости.

Можно также различать следующие разновидности процесса кипения: а) по роду кипящей жидкости — кипение обычных (органических и неорганических) и металлических жидкостей, кипение чистых жидкостей, смесей и растворов; б) по роду и состоянию поверхности нагрева: кипение на шероховатых (технических) и гладких, изотермических и неизотермических поверхностях.

Особое место занимают такие разновидности кипения, как гидродинамическая и акустическая кавитация и так называемое химическое кипение (образование и рост газовых пузырей в жидкости в результате химических реакций), происходящее при осуществлении ряда технологических (химических и металлургических) процессов.

Основные условные обозначения

- a — коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$
 c — удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
 D — диаметр, м
 d_0 — отрывной диаметр пузыря, м
 f — частота отрыва паровых пузырей, с^{-1}
 g — ускорение силы тяжести, $\text{м}/\text{с}^2$
 J — частота спонтанного зародышеобразования, $1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$
 i — энтальпия, $\text{Дж}/\text{кг}$
 l — геометрический размер, м
 n — плотность центров парообразования, м^{-2}
 p — давление, Па
 Q — тепловой поток, Вт
 q — плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$
 R — радиус, м
 r — теплота парообразования, $\text{Дж}/\text{кг}$
 s — энтропия, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
 T — абсолютная температура, К
 U — внутренняя энергия, Дж
 v — удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$
 w — скорость, $\text{м}/\text{с}$
 w'' — скорость роста паровых пузырей, $\text{м}/\text{с}$
 w_0 — скорость циркуляции, $\text{м}/\text{с}$
 x — массовое паросодержание
 z — число центров парообразования
 α — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$
 ΔT — температурный напор, К
 δ — толщина слоя, м
 δ_0 — толщина микрослоя, м
 η — динамический коэффициент вязкости, $\text{Па} \cdot \text{с}$
 θ — угол смачивания
 $\lambda = \sqrt{\lambda_{\text{ср}}}$ — коэффициент теплоусвоения, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{с}^{-0,5})$
 λ — коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$
 μ — термодинамический (химический) потенциал Гиббса, $\text{Дж}/\text{кг}$
 ν — кинематический коэффициент вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$
 $\Pi = p_{\text{кр}}/p$
 $\pi = p/p_{\text{кр}}$ — приведенное давление
 ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$
 σ — коэффициент поверхностного натяжения, $\text{Н}/\text{м}$
 τ — время, с
 φ — объемное паросодержание

Индексы

б. о — большой объем
ж — жидкость
кр — критический
л — локальный
м — мениск
н — насыщение
нач — начальный
нед — недогретый

н. к — начало кипения
об — объем
п — паровая фаза
пл — пленка
рав — равновесный
с — стенка
т. з — точка закипания

Обозначения физических свойств без индексов относятся к жидкости на линии насыщения.

Сокращения

ВТИ — Всесоюзный теплотехнический институт им. Ф. Э. Дзержинского
ИВТАН — Институт высоких температур АН СССР
ИТТФ — Институт технической теплофизики АН УССР
ИТЭ — Институт теплоэнергетики АН УССР
ИЭ — Институт энергетики АН УССР
КПИ — Киевский политехнический институт
МЭИ — Московский энергетический институт
ФТИНТ — Физико-технический институт низких температур АН УССР
ФЭИ — Физико-энергетический институт
ЦКТИ — Центральный котлотурбинный институт им. И. И. Ползунова

Р

АВНОВЕСИЕ СИСТЕМЫ ЖИДКОСТЬ — ПАР

1. Условия равновесия

Наиболее просты и очевидны условия термодинамического равновесия однородной системы. Они заключаются в том, что в состоянии равновесия во всех частях системы давления и температуры должны быть одинаковыми. Тогда при постоянных внешних условиях состояние системы не будет изменяться со временем. Это следует из второго начала термодинамики и понятия энтропии и может быть получено из условия $dS = 0$, соответствующего максимуму энтропии изолированной системы.

Для возможности устойчивого равновесия однородной системы должны выполняться, кроме того, такие также достаточно очевидные условия: а) теплоемкость системы должна быть положительной величиной; б) с увеличением ее объема должно падать давление, т. е. производная от давления по объему при постоянной температуре должна быть отрицательной величиной:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T < 0. \quad (1.1)$$

Система жидкость — пар является гетерогенной двухфазной системой, а каждая из составляющих ее фаз представляет собой однородную систему. Понятие фазы включает не только определение ее как агрегатного состояния или аллотропической разновидности вещества, но и представление о существовании поверхности

раздела, отделяющего жидкую фазу от паровой фазы. Переход вещества из одной фазы в другую называется фазовым переходом или фазовым превращением. В системе жидкость — пар эти переходы протекают в виде испарения и конденсации.

Условия равновесия гетерогенных систем и устойчивости фаз установлены Дж. В. Гиббсом в его основополагающих работах [1]. В них даны исключительно последовательный, глубокий и стройный анализ и решение этой сложной проблемы в ее различных аспектах на основе введенного Гиббсом весьма плодотворного понятия химического потенциала. К числу многочисленных результатов, полученных Гиббсом, относится создание основ теории процесса кипения.

Вопрос о равновесии системы жидкость — пар далее излагается в том предположении, что система не подвержена действию сил немеханической природы (электрических, магнитных), и поэтому пренебрегается во внимание только силы, обусловленные давлением.

Условие исходной и наиболее простой задачи о равновесии заключается в том, что протяженность фаз и их поверхности раздела достаточно велика. Поэтому поверхностной энергией системы можно пренебречь по сравнению с ее объемной энергией.

В этом случае условием равновесия замкнутой системы жидкость — пар является равенство температур, давлений и химических потенциалов жидкости и пара:

$$T = T_{\text{п}}; \quad p = p_{\text{п}}; \quad \mu = \mu_{\text{п}}. \quad (1.2)$$

Здесь химический потенциал μ — это термодинамический потенциал Гиббса $\Phi = U - TS + pV$, отнесенный к единице массы или к одной частице.

Равенство температур и химических потенциалов вытекает из необходимости неизменного распределения вероятностей состояния в данной системе. Если система находится в равновесии, то взаимодействие между фазами не должно приводить к изменению состояния фаз и системы в целом. Выполнение условия механического равновесия требуется потому, что при несоблюдении его имело бы место перемещение границы раздела фаз и, таким образом, нарушение равновесия в системе.

Из равенства $\mu(p, T) = \mu_{\text{п}}(p, T)$ можно получить равновесное давление в функции равновесной температуры $p = p_{\text{п}}(T)$. В координатах (p, T) это уравнение представляет кривую фазового равновесия однокомпонентной системы. Для многокомпонентных систем однозначная зависимость между p и T не имеет места. Равновесие фаз жидкость — пар в таких системах возможно при разных значениях p и T и при соответствующем изменении состава фаз. Далее рассматриваются однокомпонентные системы.

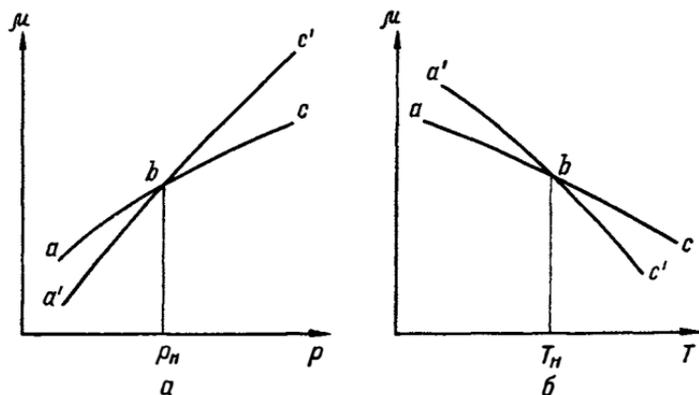
В пространстве μ, p, T жидкость и пар характеризуются соответствующими поверхностями химического потенциала $\mu(p, T)$ и $\mu_{\text{п}}(p, T)$. Кривая фазового равновесия $p = p_{\text{п}}(T)$ образуется

пересечением этих поверхностей. Точки на этой кривой принадлежат обеим поверхностям, что означает равенство химических потенциалов обеих фаз. На рис. 1 показаны следы этих поверхностей на плоскостях $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$.

Вид кривых $\mu = \mu(p)$ и $\mu = \mu(T)$ выясняется из основных термодинамических соотношений. Химический потенциал $\mu = u - sT + pv = i - sT$. С учетом термодинамического тождества $Tds = di - vdp$ дифференциал химического потенциала

Рис. 1

Следы поверхностей химического потенциала жидкости и пара на плоскостях $T = \text{const}$ (а) и $p = \text{const}$ (б).



$d\mu = -sdT + vdp$. Первые производные $\left(\frac{\partial\mu}{\partial p}\right)_T = v$ и $\left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_p = -s$, а вторые производные меньше нуля, и кривые $\mu(p)$ и $\mu(T)$ обращены выпуклостью кверху. Кривые ac и $a'c'$ — это соответственно следы поверхности химического потенциала жидкости и пара. Точка их пересечения b — след кривой фазового равновесия — бинодали, ее проекция на ось абсцисс на рис. 1, a — равновесное давление при данной температуре, на рис. 1, $б$ — равновесная температура при данном давлении.

Из рис. 1 видно, что: а) при давлениях, больших p_n , химический потенциал жидкости μ меньше, чем химический потенциал пара μ_n , а при давлениях, меньших p_n , $\mu > \mu_n$; б) при температурах, больших T_n , химический потенциал жидкости μ больше, чем химический потенциал пара μ_n , а при температурах, меньших T_n $\mu < \mu_n$.

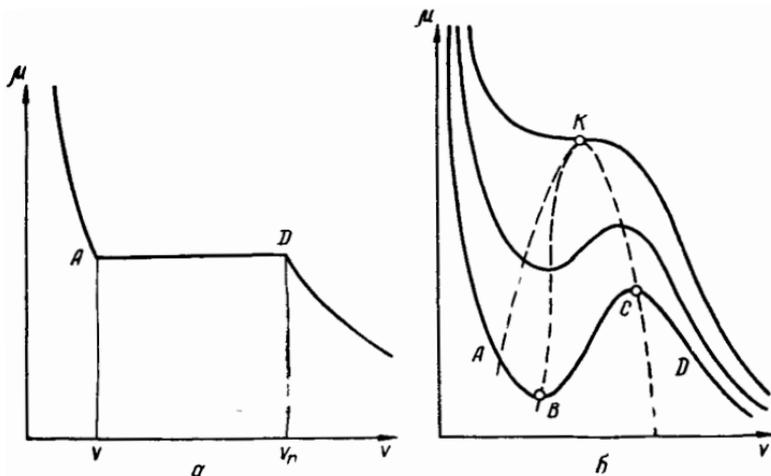
2. Устойчивость фаз

Устойчивой является фаза, имеющая при данных p и T более низкое значение химического потенциала. Это следует из того, что в процессе перехода системы к равновесию при постоянных p и T ее термодинамический потенциал Φ уменьшается.

Таким образом, участок ab на рис. 1, b соответствует устойчивому состоянию жидкости, а участок bc — метастабильной перегретой жидкости. Метастабильным состоянием жидкости называют не вполне устойчивое ее состояние (относительно устойчивое), которое имеет место при перегреве жидкости до температуры, более высокой, чем температура насыщения, соответствующая данному давлению. При этом происходит переход через кривую равновесия без фазового превращения. Бинодаль (кривая фазового равнове-

Рис. 2

Ход изотерм $\mu(v)$ для равновесного фазового перехода (a) и при образовании метастабильных состояний (b) (A — жидкость; D — пар).



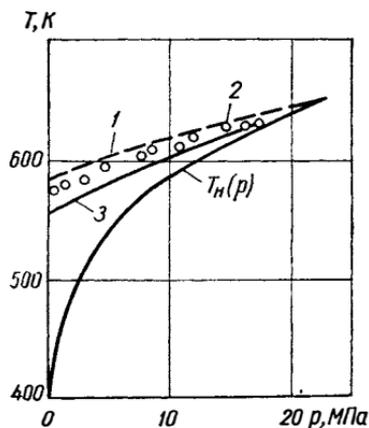
сия) в пространстве μ, p, T является границей абсолютно устойчивых состояний жидкости и пара.

Нагревая чистую жидкость, не содержащую ни твердых частиц, ни газовых пузырьков, можно осуществить значительный ее перегрев. Однако в таком метастабильном состоянии вещество не может быть сколь угодно длительное время. По истечении некоторого времени оно перейдет в устойчивое состояние. В этом случае фазовый переход происходит при температурах, заметно превышающих равновесную температуру кипения при данном давлении.

Границы метастабильного состояния жидкости выясняются из рассмотрения изотермы химического потенциала, выражающей зависимость μ от удельного объема v при постоянной температуре [2]. Ход изотерм $\mu = \mu(v)$ для равновесного фазового перехода, когда метастабильное состояние жидкости не образуется, показан на рис. 2, а. При образовании метастабильного состояния изотерма $\mu = \mu(v)$ приобретает вид, показанный на рис. 2, б. В этом случае после того, как удельный объем жидкости достиг значения v , соответствующего T_n , расслоение вещества на жидкую и паровую

фазы не наблюдается, а происходит своего рода вторжение исходной (жидкой) фазы в чужую область. Это соответствует плавному переходу от точки b вправо по линии ac (см. рис. 1) и находит свое отражение в ходе изотермы химического потенциала жидкой фазы. Начиная от точки A (см. рис. 2, б), кривая $\mu = \mu(v)$ жидкой фазы имеет продолжение на участке AB , соответствующем метастабильным состояниям перегретой жидкости. Аналогично участок DC соответствует метастабильным состояниям паровой фазы.

Рис. 3



Сравнение опытных данных [4, 5] о предельных перегревах воды с расчетом: 1 — по теории гомогенной нуклеации [5, 6]; 2 и 3 — по уравнениям состояния Гимшана [5] и Вукаловича — Новикова [4].

Справа от точки B линия BC проходит так, что на этом участке $\left(\frac{\partial \mu}{\partial v}\right)_T > 0$, а так как $\left(\frac{\partial \mu}{\partial v}\right)_T = v \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)$, то и $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T > 0$, т. е. не выполняется условие устойчивости однородной системы. Следовательно, в этой области значений v возможно существование только двухфазной системы. Поэтому после того как удельный объем жидкости достиг значения, соответствующего точке B , ее существование как однофазной системы невозможно. Этим определяется теоретическая (термодинамическая) граница метастабильного состояния жидкости.

Если построить ряд изотерм $\mu = \mu(v)$ вплоть до $T_{кр}$ и провести линию, проходящую через точки на изотермах, аналогичные точке B , в которых $\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right) = 0$, то эта линия будет представлять собой граничную линию для предельно перегретой жидкости (спинодаль). Ее уравнение можно определить по уравнению состояния жидкости.

На рис. 2, б слева от спинодали показана бинодаль. Область метастабильных состояний жидкости находится между бинодалью и спинодалью. Результаты обширных исследований метастабильного состояния жидкостей изложены в монографии В. П. Скрипова [3].

На рис. 3 показано сопоставление расчетных и опытных данных о предельных перегревах воды, свидетельствующее о согласии теории с опытом [4 — 6]. Аналогичные данные о предельных перегревах получены также для ряда органических жидкостей.

Изучение метастабильного состояния жидкостей, в особенности начальной стадии фазового перехода, представляет большой интерес, так как превращение жидкости в пар в реальных условиях протекает в системах, основным компонентом которых является перегретая жидкость.

Вопрос об устойчивости метастабильного состояния жидкости можно рассматривать в разных аспектах.

Если существуют причины, способствующие образованию в перегретой жидкости больших паровых скоплений, то в отношении таких изменений метастабильное состояние неустойчиво.

Если реальные условия таковы, что вероятность спонтанного образования большой массы пара ничтожно мала, так как весьма мал масштаб возмущений, обусловленных средним уровнем флуктуаций, то жидкость может существовать длительное время в метастабильном состоянии.

Наконец, возможно такое метастабильное состояние жидкости, определяемое спинопалью, при котором жидкая фаза неустойчива относительно ничтожно малых изменений ее параметров. В этих условиях длительное существование жидкости в метастабильном состоянии невозможно.

З

АРОЖДЕНИЕ ПАРОВОЙ ФАЗЫ

1. Образование паровой фазы в перегретой жидкости

В однородной системе вследствие теплового движения с присущей ему неупорядоченностью возникают флуктуации плотности.

Если жидкость недогрета до температуры насыщения при данном давлении, то жидкая фаза абсолютно устойчива и локальные флуктуации плотности не получают в ней развития: они исчезают, и состояние системы не изменяется. В этом случае жидкая фаза устойчива и относительно больших возмущений. Даже внесение в нее затравок, которые в перегретой жидкости способствуют появлению больших паровых скоплений, не может привести к возникновению паровой фазы.

Перегретая (метастабильная) жидкость находится в относительно устойчивом состоянии. В ней вследствие возникающих флуктуаций возможно образование паровой фазы, но для этого необходимо преодолеть некоторый барьер, обусловленный действием поверхностных сил.

Механизм образования паровой фазы в перегретой жидкости представляется в общих чертах следующим образом. В небольшом объеме исходной однородной жидкости вследствие флуктуаций плотности образуются мелкие включения паровой фазы в виде микроскопических паровых пузырьков. Пузырьки весьма малых размеров неустойчивы (нежизнеспособны). С ростом перегрева

жидкости, с одной стороны, повышается вероятность возникновения флуктуаций относительно большого масштаба (вероятность возникновения относительно больших включений паровой фазы), с другой — уменьшается размер жизнеспособных пузырьков. При достаточных размерах появившихся паровых пузырьков они оказываются устойчивыми, становятся центрами парообразования и продолжают расти.

Неустойчивость мелких пузырьков объясняется тем, что при недостаточных размерах включений паровой фазы работа изменения объема не может компенсировать энергетически невыгодный эффект появления поверхности раздела между жидкостью и паром (чем меньше размер пузырька, тем больше отношение его поверхности к объему). Поэтому для жидкости в метастабильном состоянии существуют некоторые минимальные размеры, которые должны иметь скопления паровой фазы для того, чтобы паровая фаза оказалась устойчивой. При меньших размерах скоплений паровой фазы жидкая фаза устойчива относительно таких флуктуаций и возникшие скопления не развиваются, а исчезают.

Жизнеспособные скопления, обладающие нужными минимальными размерами, называются зародышами паровой фазы. Зародыши находятся в неустойчивом равновесии с жидкой фазой. Относительно меньших скоплений устойчива жидкая фаза, а относительно более крупных — паровая.

Для каждого метастабильного состояния жидкости существует определенное минимальное значение масштаба флуктуации, приводящей к начальной стадии фазового перехода — образованию и начальному росту паровой фазы. При возникновении гетерофазных флуктуаций такого и большего масштаба обеспечивается спонтанное зародышеобразование в метастабильной фазе. Этот процесс предшествует развитию процесса кипения в макроскопических масштабах с образованием больших количеств паровой фазы. Теория гетерофазных флуктуаций развита Я. И. Френкелем [7].

Приведенные ранее условия равновесия для плоской поверхности раздела фаз получены без учета особых свойств поверхности раздела и возникающих поверхностных эффектов. При искривленной поверхности раздела появляются дополнительные силы, обусловленные свойствами этой поверхности. Возникает так называемое поверхностное (капиллярное) давление, в результате чего давления обеих фаз оказываются в условиях равновесия неодинаковыми.

В общем случае в условиях равновесного состояния фаз соблюдается равенство их температур $T = T_n$ и химических потенциалов $\mu = \mu_n$ и имеет место механическое равновесие. Для того чтобы возникшее скопление паровой фазы было жизнеспособным, не исчезло мгновенно, а могло некоторое время существовать, необходимо соблюдение условий равновесия фаз.

Изменение размеров поверхности раздела фаз сопровождается совершением работы. Если это изменение происходит при постоянной

температуре, то работа изменения поверхности равна изменению свободной энергии. Свободная энергия единицы поверхности σ (или сила, действующая на единицу длины на поверхности раздела фаз) называется коэффициентом поверхностного натяжения. Поверхностное натяжение изменяет условие механического равновесия фаз. Возникающая вследствие поверхностного натяжения сила, отнесенная к единице поверхности, равна

$$p_{\sigma} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (\text{II.1})$$

Здесь R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны поверхности в данной точке.

Эта сила действует перпендикулярно к поверхности раздела фаз и направлена внутрь паровой фазы. Формула (II.1) называется формулой Лапласа, а p_{σ} — капиллярным давлением (давлением Лапласа). Для плоской поверхности раздела ($R_1 = R_2 = \infty$) капиллярное давление обращается в нуль и давления в обеих фазах оказываются равными ($p_{\text{п}} = p$).

Так как размеры паровых зародышей весьма малы, можно пренебречь влиянием на их форму силы тяжести и принять; что они имеют сферическую форму (главные радиусы кривизны поверхности раздела фаз имеют во всех точках значение, равное радиусу шара R), при которой для данного объема поверхность раздела имеет минимальную величину. Тогда формула (II.1) приобретает вид

$$p_{\sigma} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (\text{II.2})$$

Для механического равновесия необходимо, чтобы сумма всех сил, действующих на поверхность раздела фаз, была равна нулю. Отсюда следует, что

$$p_{\text{п}} = p + p_{\sigma} = p + \frac{2\sigma}{R}, \quad (\text{II.3})$$

т. е. что давление в паровой фазе больше, чем в жидкой. Оно уравновешивается суммой давления в жидкой фазе и капиллярного давления.

Наличие искривленной поверхности раздела фаз изменяет условия не только механического равновесия. Нужно учитывать и другой эффект, связанный с кривизной поверхности раздела. Он заключается в том, что давление насыщенного пара над искривленной поверхностью не равно давлению насыщенного пара над плоской поверхностью.

В случае плоской поверхности раздела фаз данной температуре насыщенного пара $T_{\text{н}}$ соответствует некоторое общее значение равновесного давления паровой и жидкой фаз $p_{\text{н}}$. При искривленной поверхности раздела давление пара $p_{\text{п}}$, соответствующее температуре насыщенного пара $T_{\text{н}}$, в условиях равновесия фаз не равно $p_{\text{н}}$.

Оно зависит от кривизны поверхности раздела и равно

$$p_{\text{п}} = p_{\text{н}} - \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho - \rho_{\text{п}}}, \quad (\text{II.4})$$

а давление жидкости

$$p = p_{\text{н}} - \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho}{\rho - \rho_{\text{п}}}. \quad (\text{II.5})$$

Этот результат можно получить разными путями: и из условия равенства химических потенциалов $\mu_{\text{п}}(p_{\text{п}}, T_{\text{н}}) = \mu(p, T_{\text{н}})$ с учетом изотермического изменения химического потенциала $d\mu = v dp$, и из рассмотрения условий механического равновесия в капиллярной трубке радиусом R .

Так как для вогнутой поверхности радиус кривизны положителен, то давление пара в паровом пузыре сферической формы над вогнутой поверхностью раздела меньше давления пара над плоской поверхностью при той же температуре на величину $\Delta p_{\text{п}} = \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho - \rho_{\text{п}}}$. Аналогично можно получить значение $\Delta p_{\text{п}}$ над выпуклой поверхностью раздела — над сферической каплей жидкости, окруженной паром. В этом случае давление пара больше его давления над плоской поверхностью, что было впервые показано Томсоном (Кельвином).

Давление жидкости при вогнутой поверхности раздела и температуре пара $T_{\text{н}}$ меньше давления ее при плоской поверхности раздела на величину $\Delta p = \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho}{\rho - \rho_{\text{п}}}$, которая представляет собой сумму $\Delta p = \frac{2\sigma}{R} + \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho - \rho_{\text{п}}}$. Первое слагаемое этой суммы обусловлено поверхностным натяжением, второе — кривизной поверхности раздела.

При рассмотрении вопроса о равновесном паровом зародыше давление жидкости задано и возникает обратная задача — нахождение температуры насыщенного пара в сферическом паровом зародыше и необходимого перегрева жидкости $\Delta T = T_{\text{н}}(p_{\text{п}}) - T_{\text{н}}(p)$. Поскольку заданной температуре насыщения соответствует меньшее давление жидкости, чем $p_{\text{н}}$ для плоской поверхности, то заданному давлению жидкости будет соответствовать более высокая температура насыщенного пара в зародыше. Это увеличение температуры насыщения ΔT по сравнению с $T_{\text{н}}$ для плоской поверхности раздела соответствует величине Δp . Его можно найти приближенно, но с достаточной точностью, учитывая, что Δp мало по сравнению с абсолютным давлением жидкости, и воспользовавшись уравнением Клапейрона — Клаузиуса. Оно выражает зависимость равновесного давления фаз от температуры, содержит в правой части легко измеряемые величины и применимо для плоской поверхности и для сферы:

$$\left(\frac{\partial p_{\text{н}}}{\partial T_{\text{н}}} \right)_R = \frac{r}{T_{\text{н}}(v_{\text{п}} - v)}. \quad (\text{II.6})$$

Тогда (при небольших значениях ΔT)

$$\Delta T \cong \left(\frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial p_{\text{н}}} \right)_R \Delta p = \frac{T_{\text{н}} (v_{\text{п}} - v)}{r} \frac{2\sigma}{R_{\text{кр}}} \frac{\rho}{\rho - \rho_{\text{п}}} = \frac{2\sigma T_{\text{н}}}{r \rho_{\text{п}} R_{\text{кр}}}. \quad (\text{II.7})$$

Если ΔT задан, то из (II.7) можно определить радиус равновесного парового зародыша, соответствующий заданному перегреву жидкости. Это — критический радиус зародыша при данном ΔT :

$$R_{\text{кр}} \cong \frac{2\sigma T_{\text{н}}}{r \rho_{\text{п}} \Delta T} \quad (\text{II.8})$$

или минимальный радиус жизнеспособных паровых зародышей.

Вопрос о работе образования зародыша можно осветить достаточно строго и ясно, пользуясь понятием химического потенциала и следуя Я. И. Френкелю [7]. Формулу для минимальной работы L , необходимой для образования зародыша и равной разности термодинамического потенциала системы после и до образования зародыша (т. е. для работы обратимого образования паровой фазы в объеме жидкости с учетом поверхностной части свободной энергии), можно получить, если выразить потенциал системы после и до образования скопления паровой среды через химические потенциалы жидкой и паровой фаз.

Если число частиц в жидкой фазе обозначить N , а в паровой $N_{\text{п}}$, то очевидно, что потенциал системы до образования скопления пара

$$\Phi_0 = \mu (N + N_{\text{п}}). \quad (\text{II.9})$$

После образования скопления паровой фазы полный термодинамический потенциал системы

$$\Phi = \mu N + \mu_{\text{п}} N_{\text{п}} + 4\pi R^2 \sigma. \quad (\text{II.10})$$

Здесь $\mu(p, T)$ и $\mu_{\text{п}}(p, T)$ — химические потенциалы фаз, отнесенные к исходным условиям, т. е. без учета эффекта образования поверхности раздела фаз и связанного с ним повышения давления в зародыше.

Разность потенциалов равна работе обратимого образования скопления и составляет

$$\begin{aligned} L &= \mu N + \mu_{\text{п}} N_{\text{п}} + 4\pi R^2 \sigma - \mu (N + N_{\text{п}}) = \\ &= -(\mu - \mu_{\text{п}}) N_{\text{п}} + 4\pi R^2 \sigma. \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

Объем скопления $v_{\text{п}} = v_0 N_{\text{п}}$, где v_0 — объем, приходящийся на одну частицу в паровой фазе. Если R — радиус скопления, то $N_{\text{п}} = \frac{4}{3} \frac{\pi R^3}{v_0}$. Следовательно,

$$L = -\frac{4\pi R^3}{3v_0} (\mu - \mu_{\text{п}}) + 4\pi R^2 \sigma. \quad (\text{II.12})$$

В случае образования зародыша — скопления, имеющего радиус $R_{\text{кр}}$, система находится в состоянии неустойчивого равновесия.

Неустойчивость равновесия между перегретой жидкостью и зародышем (пузырьком пара радиусом $R_{кр}$) обуславливается тем, что потенциал образованной ими системы имеет при $R = R_{кр}$ не минимальное значение, как при устойчивом термодинамическом равновесии, а максимальное. Радиус зародыша $R_{кр}$ определяется условием неустойчивого равновесия $\frac{\partial L}{\partial R} = 0$. При этом из равенства (II.12) вытекает, что

$$R_{кр} = \frac{2\sigma v_0}{\mu - \mu_{п}}. \quad (II.13)$$

В то же время при равновесии $R_{кр} = \frac{2\sigma}{p_{п} - p}$. Приравнивая эти выражения, получим $\mu - \mu_{п} = v_0 (p_{п} - p)$ и $-(\mu - \mu_{п}) N_{п} = -(p_{п} - p) v_{п}$, и выражение для L приводится к виду

$$L = -(p_{п} - p) v_{п} + 4\pi R^2 \sigma. \quad (II.14)$$

Из (II.13) следует, что

$$\mu - \mu_{п} = \frac{2\sigma}{R_{кр}} v_0. \quad (II.15)$$

Уравнение (II.15) выполняется при давлении $p_{п}$, отличным от p и зависящем от радиуса зародыша $R_{кр}$. В предельном случае при $R = \infty$ это равенство сводится к обычному условию равновесия для плоской поверхности раздела фаз $\mu = \mu_{п}$ при равновесных температуре и давлении.

В условиях равновесия системы жидкость — паровой пузырь, конечно, также выполняется равенство химических потенциалов фаз, отнесенных к общей равновесной температуре, но соответственно к различным давлениям фаз. Действительно, если $p_{п} - p$ мало по сравнению с p , то вместо очевидного равенства $\mu_{п}(p_{п}) = \mu_{п}[p + (p_{п} - p)]$ можно приблизительно написать $\mu_{п}(p_{п}) = \mu_{п}(p) + \frac{\partial \mu_{п}}{\partial p}(p_{п} - p)$ или, так как $\left(\frac{\partial \mu_{п}}{\partial p}\right)_T = v_0$, то $\mu_{п}(p_{п}) = \mu_{п}(p) + v_0(p_{п} - p)$. Из (II.15) следует, что $\mu_{п}(p) = \mu(p) - \frac{2\sigma}{R_{кр}} v_0$. Тогда

$$\mu_{п}(p_{п}) = \mu(p) - \frac{2\sigma}{R_{кр}} v_0 + v_0(p_{п} - p). \quad (II.16)$$

Так как $p_{п} - p = \frac{2\sigma}{R_{кр}}$, то при равновесном состоянии системы паровой пузырь — жидкость

$$\mu_{п}(p_{п}) = \mu(p). \quad (II.17)$$

Подставляя в формулу (II.12) вместо $\frac{\mu - \mu_{п}}{v_0}$ из (II.15) $\frac{2\sigma}{R_{кр}}$, можно выразить L следующим образом:

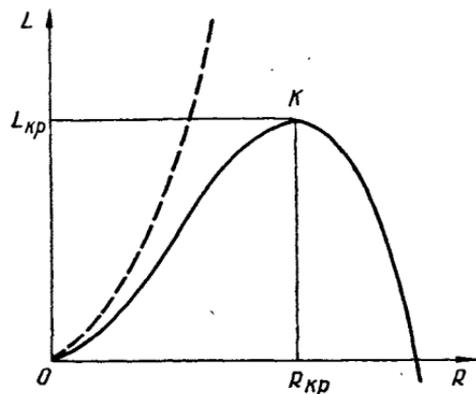
$$L = 4\pi \sigma \left(-\frac{2}{3} \frac{R^3}{R_{кр}} + R^2 \right). \quad (II.18)$$

С увеличением \bar{R} от нулевого значения \bar{L} сначала возрастает, достигает при $R = R_{кр}$ максимального значения

$$L_{кр} = \frac{4}{3} \pi \sigma R_{кр}^2, \quad (\text{II.19})$$

а затем опять убывает. Ход кривой изменения L в зависимости от R в случае метастабильного состояния перегретой жидкости, когда $\mu > \mu_{п}$, показан на рис. 4. В точке K работа образования поверх-

Рис. 4



Характер зависимости работы образования зародыша от его размера.

ности в наибольшей мере превышает работу изменения объема, потенциал системы оказывается максимальным, и система находится в состоянии неустойчивого равновесия.

Начиная с критического размера $R_{кр}$ паровые зародыши могут расти, так как их рост сопровождается уменьшением термодинамического потенциала системы и переходом ее в состояние большей вероятности. Скопления пара с размерами менее $R_{кр}$ нежизнеспособны, и такие флуктуации исчезают. Следовательно, если $\mu > \mu_{п}$, то должно начаться превращение жидкости в пар, так как в этом случае устойчивой является паровая фаза, имеющая меньший химический потенциал. Протекание процесса, однако, обусловлено необходимостью преодоления определенного потенциального барьера $L_{кр}$.

Поскольку возникновение гетерогенной флуктуации, приводящей к образованию парового скопления, более вероятно для малого числа частиц метастабильной жидкости, чем для большого их числа, то число паровых скоплений непрерывно убывает с увеличением их радиуса. Из кривой изменения $L(R)$ можно сделать правильное заключение о характере распределения числа скоплений пара в зависимости от их размеров только в области значений $R \leq R_{кр}$, в которой более высоким значениям R соответствует большее приращение термодинамического потенциала системы. Экстраполяция этого заключения на область значений $R > R_{кр}$ незаконна. Она приводит к не соответствующему действитель-

ности результату. Это объясняется тем, что закон распределения паровых скоплений различного размера, вытекающий из чисто термодинамических соображений, не учитывает всех сторон реальной физической картины процесса, в частности взаимодействия между скоплениями образующейся паровой фазы, и поэтому для решения данной задачи, вообще говоря, неприменим.

Если $\mu < \mu_{\text{п}}$, то при любом значении радиуса скопления приращение термодинамического потенциала положительно $L > 0$ и с увеличением R термодинамический потенциал системы непрерывно и быстро возрастает, как это показано пунктиром на рис. 4. Паровая фаза термодинамически неустойчива, и возникшие в жидкой фазе флуктуации исчезают, не получая развития.

Полученную ранее удобную приближенную формулу (II.8) для определения критического радиуса зародыша $R_{\text{кр}}$ по известному значению перегрева жидкости ΔT можно найти из формулы (II.13). Для этого нужно найти разность отнесенных к единице массы химических потенциалов жидкости μ и пара $\mu_{\text{п}}$ при $T = T_{\text{н}} + \Delta T$. Для относительно небольших перегревов такая разность оказывается приближенно равной $r\Delta T/T_{\text{н}}$. После подстановки этой величины в формулу (II.13) и замены v_0 на удельный объем пара получается формула (II.8).

Подставив в (II.19) вместо $R_{\text{кр}}$ его значение из условия механического равновесия фаз, можно получить выражение

$$L_{\text{кр}} = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_{\text{п}} - p)^2}, \quad (\text{II.20})$$

в которое не входит явно радиус критического зародыша.

Если принять ряд упрощающих предположений, допустимых для умеренных давлений и перегревов, исключить из формулы (II.20) $p_{\text{п}} - p$ и, пользуясь уравнением Клапейрона — Клаузиуса, ввести вместо разности давлений перегрев жидкости, можно прийти к приближенному соотношению, из которого следует, что $L_{\text{кр}}$ обратно пропорциональна ΔT^2 . Следовательно, работа образования зародыша резко уменьшается, а вероятность его образования соответственно резко возрастает с увеличением перегрева жидкости ΔT .

Работа образования зародыша является основным параметром, определяющим микрокинетику фазовых превращений. В основе представлений о кинетике зародышеобразования вообще и кинетике процесса кипения на его начальной стадии в частности лежит идея Гиббса, предложившего считать мерой устойчивости метастабильной фазы работу образования критического зародыша $L_{\text{кр}}$.

Вероятность образования парового зародыша — это вероятность флуктуации, при которой в метастабильной жидкости образуется скопление пара с радиусом $R_{\text{кр}}$. Вероятность такой флуктуации пропорциональна $e^{-\frac{L_{\text{кр}}}{kT}}$, где k — постоянная Больцмана. Кинетическая теория гомогенного зародышеобразования является

результатом усилий многих исследователей, и ее развитие достаточно подробно освещено в уже упоминавшейся работе В. П. Скрипова [3].

Основываясь на идеи Гиббса и термодинамических соображениях, М. Фольмер и А. Вебер (см. [3]) впервые получили приближенное выражение для числа зародышей J , возникающих в единице объема метастабильной фазы в секунду, которое в сокращенной записи имеет вид

$$J = NB \exp\left(-\frac{L_{кр}}{kT}\right). \quad (\text{II.21})$$

Величина J представляет собой частоту спонтанного зародышеобразования; N — число молекул в единице объема; B — предэкспоненциальный множитель, значение которого Фольмером и Вебером не было полностью определено. Следует заметить, что B — относительно слабая функция состояния системы. Главным фактором, определяющим J , является экспоненциальный множитель. Формула (II.21) заслуживает внимания потому, что общая ее структура сохранилась и во всех последующих более точных решениях.

Теория Фольмера получила развитие в работах Л. Фаркаша, Р. Кайшева и И. Странского, Р. Беккера и В. Деринга (см. [3]). Формула для определения J , близкая к формуле Беккера и Деринга, была получена на основе термодинамического подхода Я. И. Френкелем [7].

Развитие теории в дальнейшем заключалось в детальном рассмотрении элементарных актов испарения и конденсации и более глубоком использовании кинетических представлений. В теории Деринга и Фольмера при этом предполагалось, что скорость роста парового скопления определяется скоростью процессов испарения и конденсации, а влияние вязких и инерционных сил пренебрежимо мало. Ими получен практически одинаковый результат, и формула Деринга — Фольмера для частоты зародышеобразования имеет следующий вид:

$$J = N \sqrt{\frac{6\sigma}{(3-b)\pi m}} \exp\left(-\frac{r_0}{kT}\right) \exp\left(-\frac{L_{кр}}{kT}\right), \quad (\text{II.22})$$

где $b = 1 - \frac{p}{p_n}$ ($b < 3$); m — масса молекулы; r_0 — теплота испарения, отнесенная к одной молекуле (энергия активации процесса диффузии молекул).

Возможности приближенной теории Деринга — Фольмера ограничены областью положительных и небольших отрицательных давлений, что соответствует значению $b < 3$. Для сильно растянутой жидкости выводы этой теории противоречат термодинамическим соображениям, положенным в ее основу.

Более полно и строго задача кинетики зародышеобразования поставлена и решена Я. Б. Зельдовичем [8] и Ю. Каганом [9] с уче-

том вязких и инерционных сил, скорости испарения жидкости и скорости подвода тепла. Из решения Кагана [9] при некоторых предположениях (в частности, о механическом равновесии пузырьков любых размеров с жидкостью) можно получить [3] формулу Деринга — Фольмера.

Главный результат теории зародышеобразования заключается в предсказании возможности высоких перегревов чистых жидкостей, хотя в оценке значения J , соответствующего предельному перегреву, имеется некоторая неопределенность. Однако это практически не сказывается на точности определения предельных температур жидкости, так как изменению J в формуле (II.22) на десять и более порядков соответствует изменение температуры жидкости всего лишь на 2—4 градуса. Поэтому значения предсказанных теорией предельных перегревов в широком диапазоне разумных значений J (начиная, например, с $J = 1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$) удовлетворительно согласуются с опытными данными для воды [4—6] и органических жидкостей [3—5] и с расчетными значениями, полученными по уравнениям состояния вещества.

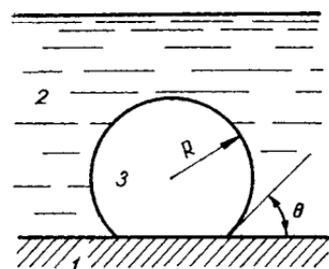
Возможности практического использования теории зародышеобразования в других аспектах ограничены. Это отчасти объясняется приближенным характером теории — использованием для решения задачи микрокинетики макроскопических величин (σ и p_n), принятием свойств пара в зародышах как идеального газа и ряда других не вполне обоснованных предположений. Однако наиболее существенно то, что в реальных условиях (не только технических устройств, но и экспериментальной практики) в жидкостях всегда имеются твердые, коллоидные или газовые включения и другие слабые места, значительно облегчающие вскипание. Поэтому для кипения жидкостей практически оказываются достаточными значительно более низкие перегревы, чем предсказываемые теорией для чистых условий.

2. Возникновение зародышей на твердой поверхности

Если жидкость соприкасается с твердой поверхностью, к которой подводится теплота при все возрастающей плотности теплового потока и соответственно растущей температуре поверхности нагрева, то по достижении некоторого (достаточного) превышения температуры поверхности над температурой насыщения жидкости на поверхности нагрева начнется процесс кипения. На ней возникают паровые зародыши, так как жидкость наиболее перегрета в тонком пристенном слое, соприкасающемся с твердой поверхностью. При этом фазовый переход происходит на шероховатых поверхностях при перегревах жидкости значительно более низких, чем в случае кипения чистой жидкости в объеме.

Процесс кипения на твердой поверхности протекает в более сложных условиях, чем объемное кипение. Его сложность и закономерности определяются совместным влиянием ряда дополнительных, по сравнению с кипением в объеме жидкости, факторов — геометрических характеристик и теплофизических свойств поверхности нагрева, физико-химического взаимодействия фаз, существенной температурной неравномерности. Аналитическое описание такого процесса и получение теоретических решений в этом

Рис. 5



Форма парового зародыша на гладкой твердой поверхности.

случае затруднено. Для приближенного анализа вопроса о возникновении кипения на твердой поверхности обычно пользуются основными положениями теории зародышеобразования, развитыми для кипения в объеме чистой жидкости.

Рассмотрение особенностей процесса кипения на твердой поверхности следует начать с задачи о зародышеобразовании на гладкой горизонтальной поверхности. Для выяснения роли твердой поверхности нужно определить работу образования парового скопления, которая является мерой вероятности возникновения паровой фазы. Этот вопрос исследован в работах М. Фольмера [10], И. Т. Аладьева [11] и Е. И. Несиса [12]. Для малых паровых скоплений пренебрегают влиянием силы тяжести и считают, что зародыши имеют форму шарового сегмента (рис. 5).

Физико-химическое взаимодействие трех фаз определяется силами поверхностного натяжения и величиной краевого угла θ . В условиях равновесия это выражается известным соотношением Неймана $\sigma_{13} = \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta$ или $\cos \theta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}}$, где индексы 1, 2 и 3 относятся (см. рис. 5) соответственно к твердому телу, жидкости и газу, следовательно, $\sigma_{23} = \sigma$.

Работа образования зародыша, возникшего на твердой поверхности,

$$L = \sigma S_{23} + \sigma \cos \theta S_{13} - (p_{\text{п}} - p) V. \quad (\text{II.23})$$

Выразив объем шарового сегмента V и размер поверхностей S_{23} и S_{13} в функции $R_{\text{кр}}$ и θ , а разность давлений в функции $R_{\text{кр}}$ и σ , можно получить

$$L = \frac{1}{3} \sigma \pi R_{\text{кр}}^2 (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta), \quad (\text{II.24})$$

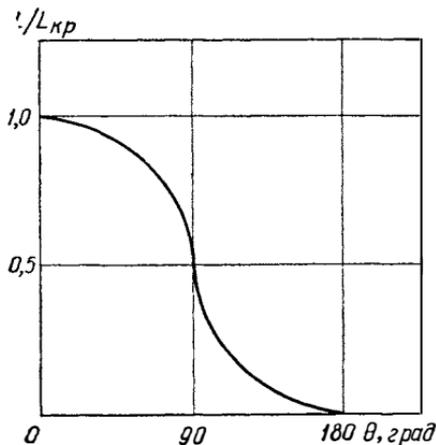
или

$$L = \frac{1}{3} \sigma \pi R_{кр}^2 (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta). \quad (\text{II.25})$$

Из сравнения выражения (II.25) с (II.19) видно, что отношение работ образования зародыша на гладкой поверхности и в объеме жидкости зависит от степени смачиваемости жидкостью твердой поверхности и является монотонной функцией величины краевого угла:

Рис. 6

Влияние смачиваемости твердой поверхности на работу образования парового зародыша.



$$\frac{L}{L_{кр}} = \frac{1}{4} (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta). \quad (\text{II.26})$$

Зависимость $L/L_{кр}$ от θ показана на рис. 6, из которого видно, что на несмачиваемой поверхности при значениях θ , близких к 180° , работа образования зародыша становится пренебрежимо малой, а вероятность его образования приближается к единице. Однако этот вывод представляет лишь теоретический интерес, так как для наиболее часто встречающихся в технике сочетаний жидкость — твердая поверхность величины краевых углов не превышают 90° , а максимальное значение измеренного в опытах угла смачивания θ было около 140° [13, 14]. В реальных условиях, по-видимому, не бывает краевых углов, близких к 180° . Следовательно, влияние смачиваемости может дать уменьшение работы образования зародыша на гладкой поверхности максимум в 2—3 раза. При этом вероятность образования зародыша останется еще весьма малой, а необходимые перегревы жидкости — высокими. Так, например, по данным В. П. Скрипова [15], даже при $\theta = 129^\circ$ для воды при атмосферном давлении предельный перегрев уменьшается лишь на 32 K по сравнению с предельным перегревом 202 K при объемном кипении. Это вполне соответствует тому давно известному, экспериментально установленному факту, что в сосуде

с очень гладкими стенками кипение жидкости начинается при высоком ее перегреве, значительно (на десятки градусов) превышающем перегрев жидкости, при котором возникает ее кипение на шероховатой поверхности.

Плохая смачиваемость гладкой горизонтальной поверхности жидкостью ($\theta > 90^\circ$), слабо влияя на зародышеобразование и перегрев, оказывает заметное благоприятное влияние на процесс пузырькового кипения в отношении его стабильности. Если в какой-либо точке несмачиваемого участка поверхности началось кипение, то образование пузырей в этой точке будет происходить непрерывно и устойчиво. Форма паровых пузырей в этом случае такова, что после отрыва пузыря на горизонтальной поверхности остается след в виде крупного парового образования, что и обеспечивает высокую стабильность процесса.

Вывод о слабом влиянии смачиваемости на процесс зародышеобразования в полной мере относится также к гладким наклонным и вертикальным поверхностям нагрева. В отношении же влияния плохой смачиваемости на стабильность процесса кипения вертикальные поверхности отличаются от горизонтальных. Из выполненного в [12] теоретического анализа и результатов опытов [16] следует, что в случае вертикальной поверхности происходит полный отрыв парового пузыря от стенки без оставления на ней следа и локальной стабилизации процесса кипения не наблюдается.

Реальные (технические) поверхности нагрева никогда не бывают абсолютно гладкими. Они являются в большей или меньшей мере шероховатыми, характеризуются микрорельефом, наличием микроскопических выступов и впадин, геометрические размеры которых соизмеримы с размерами паровых зародышей. На шероховатых поверхностях имеются условия, значительно облегчающие процесс зародышеобразования. К ним прежде всего относится наличие на таких поверхностях микроскопических пор. В свое время вопрос о том, какие неровности шероховатых поверхностей — выступы или впадины — являются активными центрами зародышеобразования, был предметом дискуссии. В последнее время этот вопрос окончательно решен в том смысле, что активными центрами кипения могут быть только микроуглубления.

Первым, правильно оценившим роль микровпадин в процессе кипения, по-видимому, был И. А. Андреев [17], показавший важное значение впадин, их плохой смачиваемости жидкостью и хорошей смачиваемости газом и подчеркнувший роль адсорбции газа твердой поверхностью.

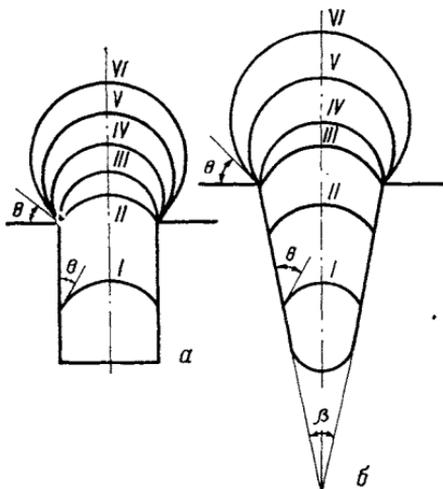
Форма и размеры микроуглублений (впадин, капиллярных пор, трещин, канавок) на реальных поверхностях нагрева весьма разнообразны и еще мало изучены. Поэтому, а также из-за трудностей математического характера теоретический анализ вопроса о зародышеобразовании в углублениях приходится строить на основе весьма упрощенных моделей, вводя в рассмотрение простей-

шие геометрические формы впадин — цилиндрическую и коническую — и ряд дополнительных упрощающих задачу предположений. Результаты анализа при этом обычно носят в большей мере качественный, чем количественный характер.

Принципиальное преимущество углублений по сравнению с плоской поверхностью в отношении уменьшения работы образования зародыша видно из (II.23). Составляющая работы L , обусловленная поверхностными силами, $L' = \sigma (S_{23} + S_{13} \cos \theta)$. Отсюда

Рис. 7

Схема роста парового зародыша в цилиндрической (а) и конической (б) порах.



следует, что чем больше отношение $\frac{S_{13}}{S_{23} + S_{13}}$, тем меньше L' при данных значениях σ и θ . В углублениях это отношение заметно больше, чем на плоских поверхностях, а работа L' соответственно меньше. Однако значение этого преимущества для спонтанного зародышеобразования не следует переоценивать, в особенности для смачиваемых поверхностей.

Для конических пор в [18] дана зависимость, позволяющая найти относительное (по сравнению с плоской поверхностью) уменьшение работы зародышеобразования в них в случае разных значений углов φ при вершине конуса и краевых углов θ .

В [17] рассмотрены условия роста зародышей в цилиндрической закрытой снизу со стороны твердого тела поре и выяснена степень активности поры как центра газообразования при смачиваемой и несмачиваемой жидкостью поверхностях. На рис. 7, а показаны этапы развития газового зародыша в случае смачиваемой поверхности, когда мениск имеет вогнутую форму, которую для капиллярных пор можно считать сферической. Предполагается, что в начальный момент I в нижней части поры существует первичный газовый зародыш, и радиус вогнутого мениска больше $R_{кр}$.

Качественная картина протекания процесса такова. Если радиус мениска R_m больше $R_{кр}$, то при подводе теплоты в пересыщенной жидкости будут происходить рост зародыша и вытеснение жидкости из поры. После того как граница раздела жидкости — газ достигнет устья впадины (II), рост зародыша будет продолжаться при уменьшающемся до некоторого минимального значения (III) радиусе его кривизны. В этот момент давление в пузыре будет максимальным. При дальнейшем росте пузыря радиус его кривизны будет увеличиваться (IV—VI), а давление в нем падать. Рост зародыша в конической поре (рис. 7, б) облегчается, так как он будет происходить при все возрастающем радиусе кривизны в самой поре.

В случае несмачиваемой жидкостью поверхности обе стадии процесса — вытеснение жидкости из поры и переход в положение, определяемое поверхностными силами на горизонтальной поверхности, — протекают в более благоприятных условиях. Вытеснение жидкости из поры облегчается, так как при выпуклом мениске ему способствуют поверхностные силы. В то же время механическое равновесие системы зародыш — жидкость обеспечивается при меньшем давлении в зародыше, чем в случае смачиваемой поверхности. По данным [17], при краевых углах $\theta > 90^\circ$ облегчается также выход пузыря из поры и переход его на горизонтальную поверхность. Это приводит к выводу об ограниченной активности смачиваемых пор и высокой активности как центров образования газовой (паровой) фазы несмачиваемых пор.

Преимущество плохо смачиваемых пор заключается также в том, что заполнение такой поры жидкостью после отрыва пузыря затруднено. Во многих случаях при соответствующем сочетании формы (крутые стенки, острое дно), геометрических размеров поры и поверхностного натяжения жидкости возможность заполнения вообще исключена. Этим обеспечивается постоянное существование в поре первичного зародыша и высокая стабильность ее работы как центра парообразования.

Количественный анализ вопроса об активности конической поры на смачиваемой поверхности выполнен Е. И. Несисом [12] при наличии в поре некоторого количества газа.

С. Г. Бэнков [13] рассмотрел в более общем виде возможность возникновения зародышей на плоских и криволинейных поверхностях. В [13] показано, что на выступах работа образования зародыша больше, чем на плоской поверхности. Следовательно, активными центрами парообразования могут быть только впадины, при этом конические впадины имеют преимущество по сравнению с цилиндрическими. Однако работа образования зародыша в хорошо смачиваемых впадинах велика. Основной вывод из [13] заключается в том, что главными факторами, облегчающими зародышеобразование и рост зародышей, являются локальная ухудшенная смачиваемость и наличие во впадинах микроскопических паровых или газовых «затравочных» скоплений.

Паровые зародыши возникают преимущественно в несмачиваемых впадинах, так как в них работа образования зародыша (отрыва жидкости от твердой стенки) невелика. Хорошо смачиваемые впадины могут быть некоторое (часто достаточно длительное) время центрами парообразования при наличии на их дне микроскопических газовых образований. При длительном кипении может произойти дегазация впадины, заполнение ее жидкостью и прекращение ее функционирования как активного центра. В этом отношении, как уже отмечалось, имеют преимущество несмачиваемые впадины.

Возникновению парового зародыша в углублении на поверхности твердого тела способствуют: наличие слабых мест в жидкости с пониженными значениями работы адгезии; газовых пузырьков и других инородных включений — пылинок, коллоидных частиц; наличие на твердой поверхности мест («загрязнений»), плохо смачиваемых жидкостью (локальная несмачиваемость впадин) и хорошо смачиваемых газом или паром; адсорбция твердой поверхностью газовых и паровых молекул. Высказанные в [7, 17] замечания о роли адсорбции получили в последнее время развитие в работах В. С. Новикова [19, 20].

Возникший зародыш растет, заполняет пору, выталкивает из нее жидкость и достигает устья поры. Затем происходит его переход из положения, определяемого равновесием поверхностных сил на стенках поры, к положению, определяемому силами смачивания на горизонтальной поверхности.

Если краевой угол θ больше половины угла раскрытия впадины φ , то пузырь после образования свода над устьем поры должен «перевалить» через положение, при котором радиус его кривизны становится минимальным. Значение этого промежуточного минимума R_{\min} практически совпадает с величиной радиуса устья поры R_c . Если же $\theta \leq \frac{\varphi}{2}$, то такого промежуточного минимума радиуса кривизны не будет и рост пузыря при выходе из поры будет происходить в более благоприятных условиях. Возможность дальнейшего роста пузыря в том и другом случае определяется перегревом жидкости в пристенном слое.

3. Особенности поведения парогазовых зародышей

На перегрев, соответствующий возникновению кипения, может заметно повлиять наличие в жидкости растворенных газов. Условием механического равновесия парогазового зародыша в объеме жидкости в этом случае будет соотношение $p_n - p = \frac{2\sigma}{R} - p_r$, где p_n и p_r — парциальные давления пара и газа внутри зародыша.

В соответствии с этим условием наличие газа в зародыше приводит к снижению необходимого парциального давления пара и

тем самым к снижению необходимого для равновесного существования зародыша перегрева жидкости.

Детальный анализ условий равновесия парогазового зародыша, выполненный М. Эллионом и приведенный в [21], показал, что парогазовые зародыши характеризуются несколько более сложным поведением, чем чисто паровые. Пусть масса инертного газа, содержащегося в зародыше радиусом R , равна m_r . Тогда при использовании соотношения для идеального газа $p_r = \frac{m_r BT_{II}}{4/3\pi R^3}$.

Условие равновесия зародыша приобретает вид

$$p_{II} - p = \frac{2\sigma}{R} - \frac{3}{4} \frac{m_r BT_{II}}{\pi R^3}. \quad (\text{II.27})$$

Характер этого равновесия в изотермических условиях определяется знаком производной $\partial(p_{II} - p)/\partial R$: при $\partial(p_{II} - p)/\partial R > 0$ равновесие устойчивое, в противном случае — неустойчивое, при котором малейшее отклонение объема зародыша от определяющегося соотношением (II.27) будет самопроизвольно усиливающимся и необратимым.

Максимальный радиус зародыша, содержащего данное количество газа, при котором он еще сохраняет устойчивость в указанном смысле, находится из (II.27) при условии $\partial(p_{II} - p)/\partial R = 0$. Это значение

$$R_{кр} = 3 \sqrt{\frac{m_r BT_{II}}{8\pi\sigma}} \quad (\text{II.28})$$

Эллион назвал критическим.

При $R < R_{кр}$ равновесие парогазового зародыша будет устойчивым, при $R > R_{кр}$ — неустойчивым. Условию $R = R_{кр}$ соответствует разность давлений пара и жидкости

$$(p_{II} - p)_{кр} = \frac{4}{9} \sigma \sqrt{\frac{8\pi\sigma}{m_r BT_{II}}}. \quad (\text{II.29})$$

Соотношение между $R_{кр}$ и $(p_{II} - p)$ при этом имеет вид

$$R_{кр} = \frac{4\sigma}{3(p_{II} - p)}. \quad (\text{II.30})$$

Используя уравнение Клапейрона — Клаузиуса и полагая $T_{II} \approx T_{II}$, величину $R_{кр}$ можно выразить через перегрев

$$R_{кр} = \frac{4\sigma T_{II}}{3r_{II}\Delta T_{кр}}, \quad (\text{II.31})$$

а выражение (II.27) преобразовать к виду

$$\Delta T = \frac{2\sigma T_{II}}{r_{II}R} - \frac{3}{4} \frac{m_r BT_{II}^2}{\pi R^3 r_{II}}. \quad (\text{II.32})$$

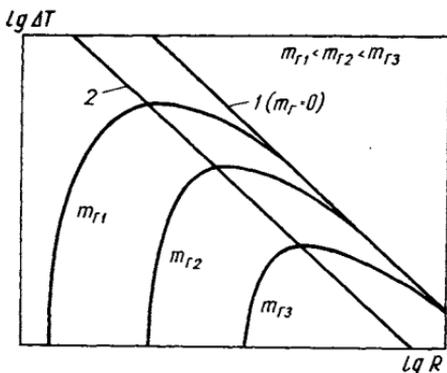
Зависимость $\Delta T(R)$ имеет вид кривой с максимумом, причем при $R > R_{кр}$ она асимптотически приближается к зависимости

(II.8), описывающей неустойчивое равновесие чисто парового зародыша (рис. 8).

Таким образом, поведение парогазового зародыша имеет следующие особенности. Во-первых, перегрев, необходимый для его равновесия (устойчивого или неустойчивого), всегда меньше перегрева, требуемого для равновесия чисто парового зародыша того же размера. Во-вторых, если размер равновесного зародыша $R < R_{кр}$, то зародыш сохраняет устойчивое равновесие при повыше-

Рис. 8

Влияние наличия газа в парогазовом зародыше на его равновесие согласно (II.32):
1 — по (II.8); 2 — по (II.31).



нии перегрева вплоть до значений $\Delta T_{кр}(m_r)$. В этом случае размер его возрастает до $R_{кр}$, после чего устойчивое равновесие становится невозможным — зародыш начинает самопроизвольно расти при последующем малейшем повышении ΔT .

О поведении неравновесных зародышей в изотермических условиях Эллион, согласно [21], делает следующий вывод. Если такой зародыш соответствует области под кривой $\Delta T(R)$, то он начнет конденсироваться до равновесного размера; если зародыш находится над этой кривой так, что $\Delta T < \Delta T_{кр}$, то он вырастет до равновесного размера. Во всех остальных случаях зародыш будет неограниченно расти.

М. Эллион в своем анализе принимал в качестве независимого параметра массу газа, содержащегося в зародыше (m_r). Е. И. Нейс [12] при подобном рассмотрении (применительно к коническим впадинам на твердой поверхности) в качестве такого параметра принял парциальное давление газа во впадине до проникновения в нее жидкости $p_{г.нач}$. В этом случае давление газа при заполнении впадины

$$p_r = p_{г.нач} \frac{h^3}{x^3}, \quad (II.33)$$

где h — глубина поры; x — высота парогазового зародыша в поре при ее частичном заполнении жидкостью.

Если ход рассуждений [12] применить к парогазовому зародышу в объеме жидкости, то изменение парциального давления газа

при изменении объема зародыша будет определяться соотношением

$$p_{\Gamma} = p_{\Gamma.нач} \frac{R_{нач}^3}{R^3} . \quad (II.34)$$

Здесь $R_{нач}$ — некоторое реперное значение радиуса зародыша, при котором задано начальное давление газа.

С учетом (II.34) при условии $\partial(p_{\Pi} - p)/\partial R = 0$ можно получить

$$(p_{\Pi} - p)_{кр} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\sigma^3}{3p_{\Gamma.нач} R_{нач.кр}^3}} \quad (II.35)$$

— выражение, эквивалентное (II.29), поскольку $p_{\Gamma.нач} R_{нач}^3 \sim m_{\Gamma}$. Из него в свою очередь следует соотношение

$$R_{нач.кр} = \frac{2}{3} \sigma \sqrt[3]{\frac{4}{p_{\Gamma.нач} (p_{\Pi} - p)_{кр}^2}} . \quad (II.36)$$

Аналогичное соотношение, полученное Е. И. Несисом [12] применительно к впадине на твердой поверхности, имеет вид

$$R_{y.кр} = \frac{\sigma \cos \theta}{\sqrt[3]{(p_{\Pi} - p)_{кр}^2 p_{\Gamma.нач}}} , \quad (II.37)$$

или, при выражении $(p_{\Pi} - p)$ через ΔT ,

$$R_{y.кр} = \sigma \cos \theta \sqrt[3]{\left(\frac{T_{н}}{r\rho_{\Pi}}\right)^2 \frac{1}{\Delta T_{кр}^2 p_{\Gamma.нач}}} . \quad (II.38)$$

Здесь $R_{y.кр}$ — минимальный радиус устья впадины, в которой до проникновения жидкости парциальное давление газа было равно $p_{\Gamma.нач}$ и которая после частичного заполнения жидкостью при заданном перегреве поверхности останется активной.

4. Начало кипения на поверхности нагрева

Представление о существовании в углублении готового зародыша является исходным при рассмотрении задач теории пузырькового кипения на твердой поверхности: а) определения условий начала кипения и б) нахождения размеров впадин, которые могут быть активными центрами парообразования.

Первые попытки приближенного решения этих задач строились на основе весьма упрощенного подхода. Так, в [13] на том основании, что связь между критическим радиусом $R_{кр}$ и перегревом ΔT определяется соотношением (II.8), сделан вывод, что впадина может быть центром парообразования, если радиус ее устья равен $R_{кр}$ или превышает его. Отсюда следует, что необходимый для начала кипения перегрев жидкости обуславливается радиусом наи-

большей несмачиваемой впадины. К такому же выводу пришли П. Гриффитс и Д. Уоллис [22], считая, что единственной характеристикой активности впадины является размер ее устья, а требуемый перегрев можно определить из соотношения (II.8), если в него вместо $R_{кр}$ подставить R_c :

$$\Delta T = \frac{2\sigma T_n}{r_{пн} R_c} \quad (II.39)$$

Если принять, что температуру жидкости можно заменить температурой поверхности нагрева T_c и вместо ΔT подставить $\Delta T_c = T_c - T_n$, то соотношение (II.39) примет вид

$$\Delta T_c = \frac{2\sigma T_n}{r_{пн} R_c} \quad (II.40)$$

Опыты [22] по определению активности искусственных впадин известных размеров подтвердили корректность (II.40) лишь для условий равномерного перегрева жидкости и поверхности. При кипении же в условиях, соответствующих реальным, с подводом теплоты от поверхности к жидкости определенный по (II.40) перегрев поверхности (1,7 К) сильно отличался от его опытного значения (11,1 К). Некорректность соотношений (II.39) и (II.40) для реальных условий очевидна, так как из них следует, что для поверхности с впадинами больших размеров перегрев, соответствующий началу кипения, должен быть весьма малым, чего в действительности не наблюдается.

Соображения, изложенные в [13, 22], и соотношения (II.39), (II.40) соответствуют тому предельному случаю, когда перегрев жидкости равен перегреву стенки и постоянен по высоте ее слоя. В этом случае приближенный теоретический анализ приводит к выводу, что при заданном перегреве существует некоторое минимальное значение R_c активной впадины: все впадины меньшего радиуса не могут быть активными, а все впадины большего радиуса будут активными.

Особенность процесса пузырькового кипения на поверхности нагрева заключается в том, что он протекает в условиях существенной температурной неравномерности. Паровой зародыш, образовавшийся свод над устьем впадины, окружен неравномерно перегретой по его высоте жидкостью. Поэтому при определении условия равновесия системы зародыш — жидкость необходимо учитывать профиль температуры жидкости в пристенном слое.

Впервые задача о начале кипения и о размерах активных впадин в такой постановке при ряде упрощающих предположений была решена Я. Я. Сю [23]. Затем появился ряд работ [24—30], основанных на подходе, близком к изложенному в [23]. В этих работах рассмотрены разные варианты задачи и ее приближенные решения для различных конкретных условий. Основная идея и общая схема решения этой задачи могут быть представлены в упрощенном виде следующим образом (рис. 9). Условия задачи: жидкость в

основной ее массе догрета до температуры насыщения T_n , зародыш образовал над устьем впадины свод в форме полусферы, т. е. радиус устья впадины равен критическому радиусу зародыша $R_c = R_{кр}$, а краевой угол $\theta = 90^\circ$. Критический радиус $R_{кр}$ и толщина теплового пограничного слоя δ — величины соизмеримые.

Если $R_c = R_{кр}$, то из (II.8) следует, что

$$R_c \Delta T = \frac{2\sigma T_n}{r\rho_n}. \quad (\text{II.41})$$

Рис. 9

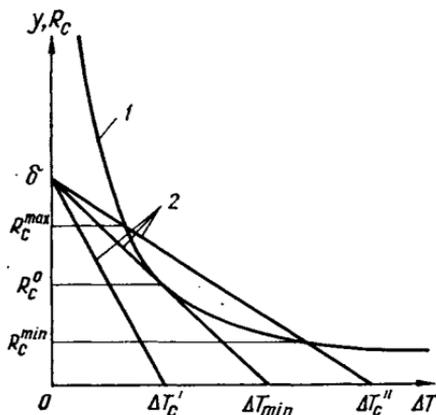


Схема решения задачи о начале кипения на поверхности нагрева.

Правая часть (II.41) при заданном давлении жидкости — величина постоянная (изменение r и ρ_n в состоянии неустойчивого равновесия зародыша пренебрежимо мало). Следовательно, связь между R_c и ΔT определяется уравнением равнобокой гиперболы (кривая 1).

Если изменение перегрева в пристенном слое δ по высоте считать для простоты линейным, то это изменение при разных перегревах поверхности нагрева ΔT_c можно представить семейством прямых $y = \delta - m\Delta T_c$, проведенных из точки на оси ординат, соответствующей $\Delta T_c = 0$ и расположенной на высоте $y = \delta$, до пересечения с осью абсцисс в соответствующей точке ΔT_c (прямая 2).

При малых ΔT_c прямые 2 и кривые 1 не пересекаются и не соприкасаются, но при увеличении ΔT_c до некоторого его значения ΔT_{min} прямая 2 станет касательной по отношению к кривой 1, т. е. у них появится общая точка. Для дальнейшего рассмотрения необходимо ввести критерий начала роста парового зародыша в неравномерно перегретом слое жидкости на поверхности нагрева. Можно, например, принять, что для обеспечения роста зародыша локальный перегрев жидкости ΔT , равный необходимому ΔT для данного $R_c = R_{кр}$ в соответствии с уравнением (II.41), должен иметь место в вершине свода, т. е. в точке, наиболее удаленной от твердой поверхности. При этом, естественно, все остальные участки поверхности зародыша будут находиться в более благо-

приятных условиях, соприкасаясь с более перегретыми слоями жидкости.

Из рис. 9 ясно, что общая для обеих линий точка отражает условие, составляющее содержание принятого критерия. Абсцисса ΔT_{\min} определяет минимальный перегрев жидкости, при котором возможно начало кипения, а ордината $y = R_c^0$ — соответствующий радиус активной впадины. При более высоком перегреве поверхности $\Delta T_c > \Delta T_{\min}$ прямая 2 пересечет кривую 1 в двух точках. Точки пересечения этих линий соответственно определяют два значения радиусов R_c^{\min} и R_c^{\max} , в пределах которых располагаются размеры активных впадин при данном перегреве $\Delta T_c > \Delta T_{\min}$.

Таким образом, приняв ряд предпосылок, можно ответить на оба вопроса: а) о начале кипения (ΔT_{\min}) и б) о размерах активных впадин (от R_c^{\min} до R_c^{\max}).

Реальные условия процесса, конечно, гораздо сложнее, чем принятые ранее для простоты изложения сущности метода. В работах [23—30] задача рассматривается в более близкой к реальным условиям постановке, хотя учитываются не все влияющие на процесс факторы. Учитывается возможная деформация температурного поля пристенного слоя жидкости вблизи зародыша, и критерий начала кипения формулируется в несколько более общем виде. Вводится понятие характерной точки неискаженного слоя на расстоянии h от твердой стенки и принимается, что для начала кипения необходимо равенство перегрева жидкости в этой точке и перегрева по (II.8). Принимается более сложный характер изменения температуры $T = T(y, T_c)$ в тепловом пограничном слое. Рассмотрение не ограничивается полусферической формой образованного зародышем свода. Принимается, что характерные размеры — высота зародыша b , расстояние от поверхности нагрева до характерной точки h , радиус впадины R_c и критический радиус зародыша $R_{кр}$ — связаны между собой линейными соотношениями $b = C_1 R_c$; $R_{кр} = C_2 R_c$; $b = C_3 R_{кр}$; $h = C_4 b$, где значения коэффициентов C_1 , C_2 , C_3 и C_4 обычно близки к единице (чаще всего от 1 до 2). Тогда на основании (II.8) температуру пара в зародыше T_{Π} можно выразить в виде простой функции h :

$$T_{\Pi} = T_{\Pi} + \frac{2\sigma T_{\Pi} C_3 C_4}{r_{0\Pi} h} . \quad (\text{II.42})$$

При повышении температуры стенки T_c наступит момент, когда температура жидкости T на расстоянии от стенки $y = h = C_1 C_4 R_c$ станет равной T_{Π} по (II.42):

$$T(y, T_c)_{y=h} = T_{\Pi}(h) . \quad (\text{II.43})$$

Следовательно, для впадины данного размера, характеризующегося радиусом устья R_c , выполнится принятое условие начала кипения. Далее достаточно весьма малого повышения температуры жидкости для обеспечения роста зародыша до макроскопических размеров.

Уравнение (II.43) можно решать графоаналитически или аналитически. Решив его относительно T_c или R_c , можно получить соответственно ΔT_c в функции R_c [23] или интервал $R_c^{\min} - R_c^{\max}$ в функции ΔT_c [23, 24].

На достаточно шероховатых поверхностях с широким набором размеров впадин (к каким относятся обычные технические поверхности нагрева) условие (II.43) выполнится прежде всего для впадины с некоторым радиусом устья R_c^0 , который можно назвать наиболее благоприятным, так как кипение начнется именно на этой впадине. При этом будет иметь место касание кривых, описываемых левой и правой частями уравнения (II.43), и в точке касания выполнится условие равенства первых производных

$$\frac{d[T(y, T_c)]}{dy} = \frac{d[T_n(h)]}{dh}. \quad (\text{II.44})$$

Из решения системы уравнений (II.43), (II.44) можно получить значение ΔT_{\min} [28] — минимального перегрева, соответствующего началу кипения, и величину R_c^0 — радиуса устья первой впадины, на которой начнется кипение.

В работах [23—30] этот подход и схема расчета использовались для решения различных вариантов задачи в зависимости от принятого профиля температуры в пограничном слое и принятых значений постоянных коэффициентов $C_1 - C_4$. В том предположении [23, 28—30], что форма микроскопического зародыша определяется значением краевого угла θ , т. е. так же, как и макроскопического пузыря, выражения для коэффициентов $C_1 - C_3$ имеют вид

$$C_1 = \frac{1 + \cos \theta}{\sin \theta}; \quad C_2 = \frac{1}{\sin \theta}; \quad C_3 = 1 + \cos \theta. \quad (\text{II.45})$$

Если же считать, что $R_k = R_{\min}$ и зародыш имеет форму полусферы, то $C_1 = C_2 = C_3 = 1$.

В простейшем случае линейного изменения температуры в слое жидкости толщиной δ от T_c до $T_{об}$ (где $T_{об}$ — температура жидкости в объеме за пределами слоя δ) для шероховатой поверхности нагрева получаются такие зависимости.

Минимальный перегрев поверхности нагрева $\Delta T_{\min} = (T_c - T_n)_{\min}$, необходимый для начала кипения при недогреве $\Delta T_{нед} = T_n - T_{об}$:

$$\Delta T_{\min} = \frac{4\sigma T_n C_3 C_4}{r_{п\delta}} \left(1 + \sqrt{1 + \Delta T_{нед} \frac{r_{п\delta}}{2\sigma T_n C_3 C_4}} \right). \quad (\text{II.46})$$

Наиболее благоприятный радиус устья впадины [$\Delta T'_{\min} = (T_c - T_{об})_{\min}$]

$$R_c^0 = \frac{\delta}{2C_1 C_4} \frac{\Delta T_{\min}}{\Delta T'_{\min}} = \frac{4\sigma T_n}{r_{п\delta} \Delta T_{\min} C_2}. \quad (\text{II.47})$$

Перегрев поверхности $\Delta T_c = T_c - T_n$, нужный для активации впадины данного размера:

$$\Delta T_c = \left(\Delta T_{\text{нед}} \frac{R_c C_1 C_4}{\delta} + \frac{2\sigma T_n}{r_{\text{рп}} C_2 R_c} \right) \frac{\delta}{\delta - R_c C_1 C_4}. \quad (\text{II.48})$$

Пределы изменения радиусов устья активных впадин, соответствующие заданному перегреву поверхности нагрева ($\Delta T'_c = T_c - T_{\text{об}}$):

$$(R_c)_{\text{min}}^{\text{max}} = \frac{\delta}{2C_1 C_4} \frac{\Delta T'_c}{\Delta T'_c} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8\sigma T_n C_3 C_4}{r_{\text{рп}} \delta} \frac{\Delta T'_c}{\Delta T'_c}} \right). \quad (\text{II.49})$$

В предположении линейного изменения температуры от T_c до $T_{\text{об}}$ при кипении недогретой и насыщенной жидкости $\delta \frac{\Delta T'_{\text{min}}}{\Delta T'_{\text{min}}} = \delta_n$ и соответственно из (II.47)

$$R_c^0 = \frac{\delta_n}{2C_1 C_4}, \quad (\text{II.50})$$

т. е. диаметр устья впадины, наиболее благоприятный для начала кипения, должен быть величиной порядка δ_n , что, по-видимому, впервые было отмечено Н. Зубером (см. дискуссию в [23]).

Из (II.49) следует, что R_c^{max} ни при каких перегревах поверхности не может быть больше $\frac{\delta}{C_1 C_4}$. Это не согласуется с опытными данными [25, 31], что ставит под сомнение обоснованность принятого в [23] критерия перегрева.

Д. Хоуэллом и Р. Зигелем [25] предложен менее «жесткий», чем в [23], подход к определению условий начала кипения. Он основан на том предположении, что для равновесия зародыша достаточен нулевой баланс подводимой к нему и отводимой от него теплоты. Авторы [25] рассмотрели случай кипения насыщенной жидкости при линейном профиле температуры в пограничном слое и пришли к таким выводам. Максимальный размер активных впадин не ограничен. На впадинах с $R_c > \delta$ кипение должно начаться при таком же перегреве поверхности, как и на впадине наиболее благоприятного размера. Для впадин с $R_c < \delta$ необходимый для начала кипения перегрев определяется соотношением, аналогичным (II.48).

В [32] развит принятый в [25] подход на основе представления об усредненной по высоте зародыша температуре окружающей его жидкости и рассмотрена задача о начале кипения с недогревом. Если для упрощения задачи предположить равенство коэффициентов теплоотдачи при конденсации и испарении на межфазной границе, то условие теплового равновесия зародыша будет заключаться в равенстве температуры пара в зародыше и усредненной по его поверхности температуры жидкости, окружающей зародыш.

С учетом этого условия получены зависимости для установления начала кипения и размеров активных впадин. При $b \leq \frac{\delta}{C_4}$ ($b = = C_1 R_c$), где C_4 учитывает искажение зародышем профиля температур в пристенном слое, эти зависимости очень близки к ранее приведенным (II.46), (II.49), но при $b > \frac{\delta}{C_4}$ выведены соотношения, отличающиеся от (II.46), (II.49).

Перегрев поверхности нагрева, необходимый для начала кипения:

$$\Delta T_{\min} = \frac{2C_3 C_4 \sigma T_H}{r \rho_{\Pi} \delta} \left(1 + \sqrt{1 + \Delta T_{\text{нед}} \frac{r \rho_{\Pi} \delta}{C_3 C_4 \sigma T_H}} \right). \quad (\text{II.51})$$

Для максимального радиуса впадины при $b > \frac{\delta}{C_4}$ получено соотношение, не ограничивающее R_c^{\max} :

$$R_c^{\max} = \frac{\delta}{2C_1 C_4} \frac{\Delta T'_c}{\Delta T_{\text{нед}}} - \frac{2\sigma T_H}{r \rho_{\Pi} \Delta T_{\text{нед}} C_2}. \quad (\text{II.52})$$

Этот результат имеет принципиальное значение. Он позволяет объяснить активацию искусственных впадин [25—31] с размерами, соответствующими $b > \frac{\delta}{C_4}$. Практическое значение полученного результата ограничено, так как существование таких впадин на реальных технических поверхностях маловероятно. В то же время вероятность заполнения крупных впадин жидкостью весьма велика. Поэтому нет оснований предполагать, что они могут быть устойчивыми центрами парообразования.

В [25, 31] приведены опытные данные по активации искусственных центров парообразования — впадин известных размеров — при кипении насыщенных жидкостей: воды в [25], воды, этанола, *n*-пентана и бензола в [31] при давлении 0,1 МПа. По ряду причин (прежде всего из-за неопределенности в выборе коэффициентов C_1, C_2, C_3 и C_4 , а также толщины δ) корректное количественное сопоставление этих данных с расчетными затруднительно.

При представлении результатов опытов в системе координат, соответствующей расчетным соотношениям, наблюдается большой разброс опытных данных. Все же в целом имеет место соответствие порядка опытных и расчетных величин. Общий качественный вывод из сопоставления расчетных и опытных данных заключается в том [32], что размеры активирующихся впадин могут значительно превышать предел, определяемый уравнением (II.49). Это свидетельствует о том, что подход, основанный на тепловом балансе зародыша, лучше отражает действительную картину процесса активации впадин, чем подход, принятый при выводе уравнения (II.49).

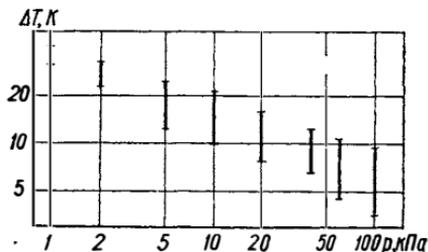
Из имеющихся опытных данных по активации естественных центров парообразования (по началу кипения на обычных технических поверхностях нагрева) следует, что зависимость (II.46)

для достаточно шероховатой поверхности качественно правильно отражает влияние основных факторов на температуру начала кипения. Необходимый для начала кипения перегрев поверхности увеличивается с ростом недогрева и скорости движения жидкости (в связи с уменьшением δ) и уменьшается с повышением давления (в связи с уменьшением отношения $\sigma T_n / r \rho_n$).

Соотношения, полученные при линейной аппроксимации профиля температур в пристенном слое, являются весьма приближен-

Рис. 10

Влияние давления на интервал температурных напоров начала кипения на поверхностях из различных материалов по данным [33].



ными. Лучшего количественного совпадения расчетных и опытных данных можно достичь при использовании более совершенного описания температурного профиля, как это сделано в работах М. В. Александрова [28], А. И. Леонтьева и А. Г. Кирдяшкина [29] и В. А. Черная [30].

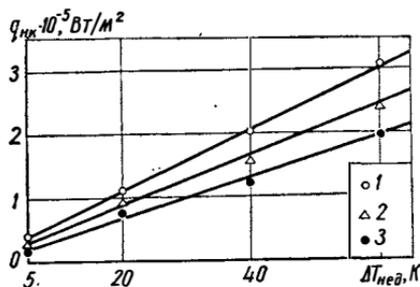
Вместе с тем необходимо отметить принципиальную трудность (практически невозможность) получения точного решения задачи о начале кипения. Причина этого — не только в большом количестве упрощающих допущений, которые приходится принимать при выводе расчетных формул. Требуемый перегрев поверхности заметным образом зависит от степени дегазации жидкости и от состояния и свойств поверхности нагрева. Корректный учет влияния этих факторов пока невозможен.

Теоретические решения, построенные на основе представления о готовых зародышах, могут дать приближенный ответ на вопрос о минимально необходимом для кипения перегреве поверхности. Их результаты относятся в большей мере не к началу кипения, а к его прекращению, т. е. переходу от пузырькового кипения к однофазной конвекции при понижении температуры поверхности нагрева, сопровождающемся дезактивацией впадин.

Температура поверхности в начале кипения, вообще говоря, может заметно отличаться от ее температуры в случае прекращения кипения. Это связано с известным явлением гистерезиса при кипении, которое заключается в том, что температура поверхности оказывается зависящей от направления изменения режимных параметров, прежде всего — плотности теплового потока или температурного напора. Гистерезис может проявляться в разной степени и может вообще не наблюдаться. Возможность его возникно-

вения обуславливается рядом факторов, в том числе свойствами и состоянием поверхности (свежая, приработанная) и степенью дегазации жидкости. Все это определяет, наряду с развитием теоретических исследований, целесообразность выполнения экспериментальных работ по началу кипения жидкостей. При кипении насыщенных жидкостей на обычных (достаточно шероховатых) технических поверхностях необходимые перегревы поверхности нагрева невелики. Обычно они устанавливаются в результате опытов при-

Рис. 11



Влияние недогрева на начало кипения воды:

1 — $p = 0,1$ МПа, $w = 0,2$ м/с; 2 — $p = 0,4$ МПа, $w = 0,2$ м/с; 3 — $p = 0,4$ МПа, $w = 0,1$ м/с.

ближенно по кривым зависимости плотности теплового потока или коэффициента теплоотдачи от температурного напора либо — зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока. Так, например, при давлении 0,1 МПа ориентировочные значения ΔT_{\min} в условиях свободного движения составляют для воды, метана, этана и этилена 4—8 К, для бензола и этанола 8—15 К.

На рис. 10 показаны опытные данные о температурных напорах начала кипения воды, полученные А. К. Городовым [33] в области низких давлений (от 1 до 100 кПа) на поверхностях нагрева, выполненных из разных материалов (меди, никеля, нержавеющей стали).

В гораздо более широких пределах ΔT_{\min} изменяется при кипении жидкостей с недогревом в условиях вынужденного движения в соответствии с диапазоном изменения недогрева жидкости и скорости ее движения. В опытах обычно фиксируют не ΔT_{\min} , а плотность теплового потока $q_{н.к}$, соответствующую началу кипения, и результаты опытов представляют в виде зависимости $q_{н.к}$ от определяющих факторов.

Для иллюстрации влияния основных факторов на $q_{н.к}$ при кипении недогретой жидкости на рис. 11 и 12 представлены результаты опытов [34] по началу кипения недогретой воды при малых скоростях ее вынужденного движения, т. е. в условиях, близких к условиям свободного движения. Опыты проведены в ИТТФ на стенде, описанном в [35]. Рабочим элементом была горизонтальная пластина из нержавеющей стали размером $55 \times 2,2 \times 0,25$ мм. Конструкция экспериментального участка обеспечивала возможность

визуального наблюдения. В качестве $q_{н.к}$ принималась тепловая нагрузка, при которой появлялись первые стабильно действующие центры парообразования. Момент начала кипения визуально фиксировался очень четко.

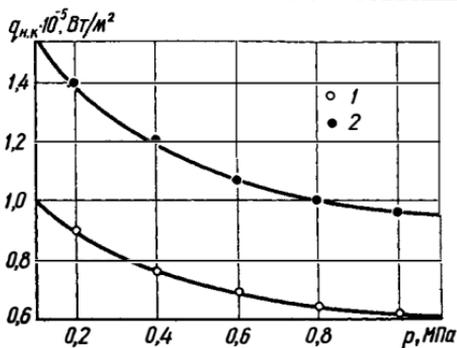
Из рис. 11 видно, что $q_{н.к}$ при данном давлении p и скорости w практически линейно зависит от недогрева $\Delta T_{нед}$, при увеличении $\Delta T_{нед}$ значение $q_{н.к}$ возрастает. Влияние скорости движения w на величину $q_{н.к}$ аналогично влиянию $\Delta T_{нед}$: с повышением w

Рис. 12

Влияние давления на начало кипения воды:

1 — $\Delta T_{нед} = 20$ К, $w = 0,1$ м/с;

2 — $\Delta T_{нед} = 40$ К, $w = 0,1$ м/с.



увеличивается $q_{н.к}$. На рис. 12 показано влияние давления на $q_{н.к}$. С повышением p от 0,2 до 1,0 МПа значение $q_{н.к}$ уменьшается, при этом с ростом p темп изменения $q_{н.к}$ снижается и кривая $q_{н.к} = q_{н.к}(p)$ асимптотически приближается к горизонтали. Характер полученных зависимостей качественно соответствует теоретическим представлениям о процессе.

Величина $q_{н.к}$ существенным образом зависит от количества растворенных в жидкости газов, а также от свойств и состояния материала поверхности нагрева.

Количество экспериментальных исследований по началу кипения в условиях свободного движения весьма ограничено. Больше работ выполнено по началу кипения недогретых жидкостей при больших скоростях их вынужденного движения в трубах и каналах. Первой в этой области, по-видимому, была работа У. Мак-Адамса с сотрудниками [36]. Из последующих широко известны работы Х. Бухберга и др. [37], Г. Г. Трещева [38], П. Г. Полетавкина [39], Н. В. Тарасовой и В. М. Орлова [40]. В результате этих работ накоплен большой экспериментальный материал и предложен ряд эмпирических и полуэмпирических соотношений для определения величины $q_{н.к}$, основанных на разных подходах и представлениях о процессе перехода к пузырьковому кипению. Эти соотношения удовлетворительно обобщают опытные данные, но не обладают достаточной общностью и относятся только к кипению воды.

Более общий подход к решению этой задачи и более совершенный учет профиля температур в пристенном слое в условиях

вынужденного движения предложены М. В. Александровым [28] и В. А. Чернобаем [30]. В результате приближенного аналитического решения в [30] получена формула:

$$q_{н.к.} = \left[\frac{\xi E}{8} \rho \omega c_p \sqrt{\frac{2\sigma C T_H}{r \rho_{п} \lambda} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{\xi E} \frac{\Delta T_{нед}}{\rho \omega c} \frac{r \rho_{п} \lambda}{2\sigma C T_H}} \right)} \right]^2, \quad (II.53)$$

где

$$E = \frac{1}{1 + Re^{-1/8} \left\{ (Pr - 1) + \ln \left[1 + \frac{5}{6} (Pr - 1) \right] \right\}};$$

Pr определяется при $T_{ср} = 0,5 (T_H + T_{об})$, а ξ (коэффициент гидравлического сопротивления) и Re — при T_H , $C = 1 + \cos \theta$.

Проведенная автором формулы (II.53) обработка собственных опытных данных и данных других исследователей для воды, этиленгликоля, этилового и бутилового спиртов показала, что (II.53) удовлетворительно обобщает опытные данные.

Общий вывод из приведенных ранее вариантов теоретического анализа вопроса об активации впадин может быть сформулирован следующим образом. Оба подхода к решению задачи — и представление о некоторой характерной точке, в которой необходимо равенство соответствующих перегревов, и концепция теплового баланса зародыша — в определенной мере плодотворны, но весьма приближенны. Решения, которые получаются на основе этих подходов, носят в большей степени качественный, чем количественный характер. Они дают правильный качественный ответ на вопрос о влиянии основных факторов на начало кипения жидкостей. Количественные же соотношения, определяющие диапазон размеров активных впадин (жесткое ограничение R_c^{max} при первом подходе и полное снятие ограничения при втором), не соответствуют реальной картине процесса. Действительные R_c^{max} будут больше R_c^{max} , предсказываемых на основе первого подхода, но будут находиться в некотором ограниченном интервале.

Однако основной и правильный вывод теории заключается в том, что активными центрами парообразования при заданных условиях могут быть лишь впадины с размерами, определяемыми некоторым интервалом $R_c^{min} - R_c^{max}$.

Р

ОСТ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ

1. Динамика пузырей, растущих в объеме жидкости

Исходная задача динамики паровых пузырей заключается в определении скорости роста одиночного пузыря в неограниченном объеме первоначально равномерно перегретой жидкости. Спонтанно возникший сферический паровой зародыш, радиус которого равен $R_{кр}$, находится в состоянии неустойчивого равновесия с окружающей его жидкостью, и достаточно весьма малого стимулирующего возмущения, чтобы зародыш стал расти до макроскопических размеров. Условия для таких возмущений в перегретой жидкости имеются.

Решению этой важной в принципиальном отношении задачи посвящено немало работ, и в последних из них дано достаточно строгое ее аналитическое описание. Задача о росте парового пузыря в ее общей и строгой постановке представляет собой сложную сопряженную динамическую и тепловую задачу. Прежде чем перейти к ее изложению в общей постановке, целесообразно показать динамический и тепловой аспекты этой задачи в изолированном виде.

Поскольку в основе общих решений задачи о росте парового пузыря лежит уравнение Рэля, отражающее динамическую сторону задачи, на нем следует остановиться, рассмотрев более простую, чем динамика роста парового пузыря, задачу о скорости роста в жидкости газового пузыря. Метод ее решения дан

Дж. У. Рэлеем в работе [41], хотя в ней Рэлей, собственно говоря, не решал задачу о росте пузыря, а рассмотрел и дал новое, более простое и полное решение задачи, поставленной и исследованной Бисентом в его курсе «Гидростатика и гидродинамика». Задача заключается в следующем: в неограниченной массе однородной несжимаемой жидкости, не подверженной воздействию каких-либо сил и находящейся в покое, внезапно уничтожается часть жидкости в форме сферы; требуется найти мгновенное изменение давления в любой точке массы и время, в течение которого пустота заполнится; давление на бесконечно большом расстоянии можно принять остающимся постоянным.

Так как жидкость несжимаема, условия движения во всей ее массе определяются таковыми на границе раздела жидкость — пустота. Если W — скорость и R — радиус границы во время τ , а w — скорость в то же время на некотором расстоянии l (большем, чем R) от центра, то при отсутствии массопереноса через границу раздела фаз $W/w = R^2/l^2$ и, если ρ — плотность жидкости, то кинетическая энергия жидкости

$$K = \frac{1}{2} \rho \int_R^{\infty} w^2 4\pi l^2 dl = 2\pi\rho W^2 R^3. \quad (\text{III.1})$$

Написав далее выражение для произведенной работы, приравняв работу кинетической энергии и выразив скорость перемещения границы в функций радиуса; Рэлей получил решение поставленной Бисентом задачи, т. е. определил время заполнения пустоты и давления в разных точках пространства, занятого жидкостью. В подробном изложении этого решения нет надобности, поскольку оно не имеет прямого отношения к рассматриваемой проблеме кипения жидкостей.

Исключительно простой и наглядный метод Рэлая позволяет легко получить выражение для скорости роста газового пузыря в жидкости. Пусть разность давлений жидкости на межфазной границе и на достаточно большом расстоянии от пузыря равна Δp . Если в момент времени τ радиус пузыря R и скорость его роста (скорость перемещения границы раздела) W , то кинетическая энергия жидкости, в соответствии с (III.1), $K = 2\pi\rho W^2 R^3$.

В следующий момент времени, отличающийся от предыдущего на бесконечно малую величину $d\tau$, радиус пузыря станет равным $R + dR$; а скорость жидкости получит приращение dW , так как работа расширения пузыря будет реализована в виде приращения кинетической энергии жидкости. В момент времени $\tau + d\tau$ кинетическая энергия жидкости в соответствии с (III.1) составит

$$K + dK = 2\pi\rho (W + dW)^2 (R + dR)^3.$$

Пренебрегая членами, содержащими бесконечно малые величины второго и третьего порядка, получаем следующее выражение для приращения кинетической энергии:

$$dK = 2\pi\rho (2R^3 W dW + 3W^2 R^2 dR).$$

Элементарная работа, совершенная за время $d\tau$, будет $dL = 4\pi R^2 dR \Delta p$. Условие $dK = dL$ приводит к равенству

$$\rho(2RWdW + 3W^2dR) = 2dR\Delta p,$$

которое может быть написано в форме

$$\rho \left(RW \frac{dW}{dR} + \frac{3}{2} W^2 \right) = \Delta p.$$

Принимая во внимание, что $W = \frac{dR}{d\tau}$ и $W \frac{dW}{dR} = \frac{dW}{d\tau} = \frac{d^2R}{d\tau^2}$, можно представить предыдущее равенство в окончательном виде:

$$\rho \left[R \frac{d^2R}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 \right] = \Delta p, \quad (\text{III.2})$$

или в сокращенной записи

$$\rho \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) = \Delta p. \quad (\text{III.3})$$

Это дифференциальное уравнение роста газового пузыря в жидкости — уравнение Рэлея.

Уравнение (III.3), естественно, может быть также получено формальным путем из совместного решения уравнений движения и неразрывности для сферически симметричного потока несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial w}{\partial l} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l}; \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{\partial w}{\partial l} + \frac{2w}{l} = 0. \quad (\text{III.5})$$

Вязкостный член $\nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial l^2} + \frac{2\partial w}{l\partial l} - \frac{2w}{l^2} \right)$ в правой части (III.4) опущен, так как он при условии (III.5) обращается в нуль. Подстановка (III.5) в (III.4) и интегрирование по l от $l = R$ до ∞ дает уравнение (III.3).

При условии $\Delta p = \text{const}$ и $R = 0$ при $\tau = 0$ из (III.3) следует, что

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho}}; \quad (\text{III.6})$$

$$R = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho}} \tau. \quad (\text{III.7})$$

Применительно к паровому пузырю соотношение (III.7) относится к периоду роста, когда давление пара в пузыре можно считать равным давлению насыщения при температуре перегретой жидкости $T = T_n + \Delta T$.

Решение чисто динамической задачи (без учета поверхностного натяжения и обусловленной вязкостью жидкости нормальной составляющей напряжений на границе раздела фаз) дает ответ на вопрос о скорости роста парового пузыря в том предельном случае,

когда можно считать, что эта скорость определяется только силами инерции, возникающими при расширении пузыря.

Второй подход к решению задачи о скорости роста пузыря заключается в том, чтобы, отвлекаясь от динамического аспекта задачи, дать приближенное решение, рассматривая ее в простейшей постановке как чисто тепловую. Этот подход был впервые предложен Ф. Босняковичем [42]. Он основан на использовании уравнения теплового баланса на границе раздела фаз. Через межфазную границу за время $d\tau$ передается некоторое количество теплоты dQ . За тот же промежуток времени происходит рост пузыря, его объем увеличивается на $dV_{\text{п}}$ и образуется дополнительное количество пара $dG_{\text{п}}$. Величина $r dG_{\text{п}}$ (r — теплота парообразования) приравнивается dQ . Уравнение теплового баланса можно записать в такой форме:

$$4\pi R^2 \alpha \Delta T d\tau = r \rho_{\text{п}} 4\pi R^2 dR. \quad (\text{III.8})$$

Здесь R — радиус пузыря в момент времени τ ; α — коэффициент теплоотдачи, отнесенный к разности температур $\Delta T = T - T_{\text{н}}$.

Из (III.8) следует, что

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{\alpha \Delta T}{r \rho_{\text{п}}}. \quad (\text{III.9})$$

Этим весьма простым уравнением, к сожалению, практически пользоваться нельзя. Оно содержит в правой части величину α , которая зависит от условий процесса, является переменной и сама подлежит определению.

Однако описанный подход и уравнение (III.8) послужили толчком для дальнейшего рассмотрения задачи как чисто тепловой. В. Фритц и В. Энде [43] предложили выразить плотность теплового потока на межфазной границе в форме

$$q = \lambda \left| \frac{\partial T}{\partial l} \right|_{l=R}.$$

Тогда уравнение теплового баланса (III.8) приобретает вид

$$\lambda \left| \frac{\partial T}{\partial l} \right|_{l=R} = r \rho_{\text{п}} \frac{dR}{d\tau}. \quad (\text{III.10})$$

Далее, имея в виду получить решение задачи хотя бы в грубом приближении, авторы [43], пренебрегая влиянием сильной кривизны межфазной границы, воспользовались известным решением для пластины [44]:

$$\frac{\partial T}{\partial l} = \frac{\Delta T}{\sqrt{\pi \alpha \tau}} \quad (\text{III.11})$$

и из (III.10) получили выражение

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{\lambda \Delta T}{r \rho_{\text{п}} \sqrt{\pi \alpha \tau}}, \quad (\text{III.12})$$

из которого следует, что

$$R = \frac{2\lambda\Delta T}{r\rho_{\text{п}} V \pi a} V \bar{\tau}, \quad (\text{III.13})$$

или, если выразить R через число Якоба $\text{Ja} = \frac{c\Delta T\rho}{r\rho_{\text{п}}}$,

$$R = \frac{2}{V \pi} \text{Ja} V \overline{a\tau}. \quad (\text{III.14})$$

Несмотря на сугубо приближенный характер решения, уравнение (III.14) правильно отражает влияние основных факторов на рост пузыря. По своей структуре оно полностью совпадает с рядом полученных позднее более точных решений, отличаясь от них только значением постоянного числового коэффициента.

Решение чисто тепловой задачи (без учета гидродинамических факторов, влияния вязкости и поверхностных эффектов) относится к тому предельному случаю, когда можно считать, что скорость роста пузыря целиком определяется подводом теплоты к растущему пузырю путем теплопроводности.

Применительно к росту парового пузыря динамическая сторона задачи может быть сформулирована более полно, если в правую часть уравнения Рэлея (III.3) вместо постоянной разности давлений ввести переменную величину Δp с учетом дополнительных эффектов, проявляющихся на границе раздела фаз. В уравнении (III.3) $\Delta p = p - p_{\infty}$, где p — давление жидкости на межфазной границе; p_{∞} — давление ее вдали от пузыря. Давление пара в пузыре больше давления жидкости на межфазной границе на величину

$$p_{\text{п}} - p = \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}. \quad (\text{III.15})$$

Первый член в правой части (III.15) обусловлен поверхностным натяжением, второй — отражает влияние эффекта, обусловленного вязкостью жидкости и проявляющегося на межфазной границе. Если в уравнение (III.3) ввести Δp с учетом (III.15), то уравнение Рэлея примет вид

$$\rho \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) = p_{\text{п}} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} - p_{\infty}. \quad (\text{III.16})$$

В таком виде уравнение (III.16), устанавливающее связь между переменными R , $p_{\text{п}}$ и τ , часто используется как исходное при решении задачи о росте парового пузыря.

Более полная формулировка тепловой стороны задачи заключается в записи уравнения энергии для жидкости и граничных условий. Уравнение энергии для сферически симметричной задачи имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + w_l \frac{\partial T}{\partial l} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{2}{l} \frac{\partial T}{\partial l} \right). \quad (\text{III.17})$$

При отсутствии массопереноса на межфазной границе или в случае $\rho_n \ll \rho$ радиальная скорость жидкости у границы раздела фаз определяется из уравнения $w_l = \dot{R} \frac{R^2}{l^2}$. В общем случае с учетом массоотдачи, обусловленной испарением жидкости, $w_l = \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho}\right) \dot{R} \frac{R^2}{l^2}$ или, если обозначить $1 - \frac{\rho_n}{\rho}$ через ξ , $w_l = \xi \dot{R} \frac{R^2}{l^2}$.

Граничное условие на межфазной границе формулируется на основе закона сохранения энергии. Теплота, подводимая путем теплопроводности $4\pi R^2 \lambda \left| \frac{\partial T}{\partial l} \right|_{l=R} d\tau$ и с энтальпией жидкости $d(i\rho_n V)$, расходуется на совершение работы расширения $p_n dV$ и увеличение внутренней энергии пара $d(u_n \rho_n V)$:

$$4\pi R^2 \lambda \left| \frac{\partial T}{\partial l} \right|_{l=R} d\tau + d(i\rho_n V) = p_n dV + d(u_n \rho_n V). \quad (\text{III.18})$$

Граничное условие часто упрощают, пренебрегая изменением тех или иных величин. Если учесть только изменение полной энтальпии пара вследствие испарения жидкости, то это условие приобретает приведенный ранее простейший вид (III.10). Поскольку точное решение очень сложного уравнения (III.18) затруднено; его либо упрощают, вводя дополнительные допущения, либо применяют различные способы его приближенного решения.

Одним из первых приближенных решений задачи о росте парового пузыря было решение М. С. Плессета и С. А. Цвика. Подробное изложение их метода приведено в [45]. Поэтому можно ограничиться краткой характеристикой исходных уравнений и полученного результата. Уравнение движения границы пузыря — уравнение Рэлея — записывается для невязкой несжимаемой жидкости, т. е. в форме (III.16) без члена в правой части $4\eta \dot{R}/R$, отражающего влияние вязкости. Вводится в рассмотрение начальный радиус пузыря, для которого записывается соотношение $\frac{2\sigma}{R_{кр}} = p_n(T_\infty) - p_\infty$, где T_∞ — температура перегретой жидкости вдали от пузыря. Тогда уравнение движения можно записать в виде

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p_n(T) - p_n(T_\infty) + \frac{2\sigma}{R_{кр}} \left(1 - \frac{R_{кр}}{R}\right)}{\rho}, \quad (\text{III.19})$$

где T — температура на межфазной границе.

Для нахождения температуры T используется упрощенное уравнение (III.17), и задача при перемещающейся границе решается в том предположении, что понижение температуры от T_∞ до T происходит в очень тонком окружающем пузырь слое жидкости, толщина которого весьма мала по сравнению с радиусом пузыря.

Приближенное выражение для T получено в [45] в следующем виде:

$$T = T_{\infty} - \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^{\tau} \frac{R^2(x) \left(\frac{\partial T}{\partial l} \right)_{R(x)}}{\left[\int_x^{\tau} R^4(y) dy \right]^{1/2}} dx. \quad (\text{III.20})$$

Таким образом, задача роста парового пузыря определяется уравнениями (III.19) и (III.20), поскольку T и $p_{\Pi}(T)$ выражаются в функции R и \dot{R} . Преодолев значительные математические трудности, авторы [45] получили приближенное решение задачи и прокомментировали его как для начальной стадии роста, так и для роста пузыря при $R \gg R_{\text{кр}}$.

Основной член найденного в [45] выражения для \dot{R} имеет вид

$$\dot{R} = \frac{V\sqrt{3}\lambda\Delta T}{r\rho_{\Pi}\sqrt{\pi a\tau}}. \quad (\text{III.21})$$

Следовательно,

$$R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \text{Ja} \sqrt{a\tau}, \quad (\text{III.22})$$

т. е. результат отличается от ранее приведенного (III.14) множителем $\sqrt{3}$.

Одновременно с Плессетом и Цвиком Г. Форстер и Н. Зубер опубликовали приближенное решение этой задачи иным путем [46]. Уравнение Рэлея записывается также для невязкой несжимаемой жидкости. Переменная разность давлений $\Delta p = p_{\Pi} - p_{\infty}$ выражается приближенно через разность температур ΔT с помощью уравнения Клапейрона — Клаузиуса. Уравнение движения записывается в таком виде:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{r\rho_{\Pi}}{T(\rho - \rho_{\Pi})}\Delta T - \frac{2\sigma}{\rho R}. \quad (\text{III.23})$$

Разность температур ΔT определяется решением задачи теплопроводности при условии движущейся границы раздела фаз (поверхности испарения). Жидкость и паровой пузырь рассматриваются как система с распределенными по сфере тепловыми стоками переменной (зависящей от радиуса) мощности. На основании этого представления для нахождения поля температур используется известная функция Грина для сферы [44] и после подстановки ее в (III.23) получается интегродифференциальное уравнение, описывающее рост пузыря. Поскольку решение этого сложного уравнения в общем виде представляет практически непреодолимые трудности, в [46] излагаются физически обоснованные соображения, позволяющие упростить подинтегральное выражение. Это дает возможность довести приближенное решение до конца и получить результаты расчетов, хорошо соответствующие опытным данным

П. Дергарабедяна [47]. Зависимость $R(\tau)$ в соответствии с [46] имеет вид

$$R = \sqrt{\pi} \text{Ja} \sqrt{a\tau}. \quad (\text{III.24})$$

Этот результат отличается от (III.14) множителем $\pi/2$.

В процессе роста пузыря можно выделить три стадии. Первые две — начальная и промежуточная — протекают в течение очень короткого промежутка времени в пределах миллисекунды. Третья стадия является основной по времени и значению. Это — практически вся видимая стадия развития пузыря, называемая асимптотической. Она характеризуется тем, что скорость роста пузыря в этот период определяется практически полностью условиями подвода теплоты к растущему пузырю. В начальной и промежуточной стадиях более или менее заметно влияние поверхностного натяжения, инерции и вязкости жидкости.

В работах [45, 46] задача формулируется в общем виде и рассматриваются все стадии процесса роста пузыря. Для первых двух стадий приводятся оценочные соображения, для третьей — конкретные приближенные решения. Так, в [45] отмечается, что рост пузыря в начальной стадии происходит очень медленно, затем, по мере ослабления влияния поверхностного натяжения, скорость роста быстро увеличивается до тех пор, пока не станет существенным эффект охлаждения. После этого в асимптотической стадии скорость роста непрерывно убывает. В [46] показано, что гидродинамические факторы могут заметно влиять на рост пузыря только в начальной стадии, когда $z = R/R_{\text{кр}}$ близко к единице. В пределах миллисекунды с увеличением z члены уравнения, содержащие гидродинамические величины, теряют свое значение. Из оценок авторов [46] следует также, что даже в начальный период роста пренебрежение гидродинамическими факторами не приводит к парадоксальному выводу об огромных начальных скоростях роста пузыря. Рост пузыря, начиная с критического его размера, происходит, по оценке [46], достаточно медленно в среднем пропорционально примерно $\tau^{3/2}$. Все приведенные ранее соотношения для $R(\tau)$ относятся к асимптотической стадии роста пузыря.

Л. Скрайвен [48] развил решение задачи только для этой стадии. Поэтому в уравнении Рэлея опускаются все члены, описывающие влияние поверхностного натяжения, инерционности и вязкости жидкости. Это приводит к простому соотношению $p_n = p_\infty$ или при равновесном процессе испарения — к $T_R = T_n$, что сильно упрощает задачу. Но в уравнение энергии для жидкости вводится существенное уточнение, учитывающее массоперенос на межфазной границе, и это уравнение записывается так:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{2}{l} \frac{\partial T}{\partial l} \right) - \frac{\xi \dot{R} R^2}{l^2} \frac{\partial T}{\partial l}. \quad (\text{III.25})$$

Затем формулируются граничные и (не вполне строго) начальные условия и производится интегрирование. Аналогичная задача

решена также Г. Биркгоффом, Р. Маргулисом и У. Гонингом [49]. Окончательный результат, полученный в [48], заключается в представлении выражения для R (τ) в таком виде:

$$R = 2\beta \sqrt{a\tau}, \quad (\text{III.26})$$

где β — неявная функция числа Ja и отношения плотностей пара и жидкости. Для определения β в [48] дается уравнение и график зависимости β от Ja при разных значениях ξ .

В [48] показано, что для состояний, не очень близких к критическому, и больших значений числа Ja постоянную роста пузыря можно приближенно принять $\beta = \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja$. При этом уравнение (III.26) совпадает с уравнением (III.22).

В работе Д. А. Лабунцова с сотрудниками [50] показано, что результаты, полученные в [48], хорошо (с погрешностью до 2%) аппроксимируются выражением, в которое, кроме постоянных и $\sqrt{a\tau}$, входит только число Ja :

$$R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \left[1 + 0,5 \left(\frac{\pi}{6Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja} \right]^{1/2} \sqrt{a\tau}. \quad (\text{III.27})$$

Из (III.27) видно, что при $Ja \gg 1$, т. е. для области низких и умеренных давлений $R = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \sqrt{a\tau}$, а при $Ja \ll 1$, т. е. при высоких давлениях, $R = \sqrt{2Ja} a\tau$.

Были развиты другие методы аналитического решения задачи для асимптотической стадии роста пузыря. Результаты их незначительно различаются между собой лишь значением числового коэффициента при $Ja \sqrt{a\tau}$. Так, в уравнениях, полученных Д. А. Лабунцовым [51, 52] и У. Д. Борнхорстом и Г. Н. Хэтсопулом [53], коэффициент при $Ja \sqrt{a\tau}$ равен 2, а уравнение, полученное Б. Б. Майкиком, У. И. Розеновым и П. Гриффитсом [54], при $\tau \rightarrow \infty$ совпадает с (III.22).

В кратко изложенных ранее приближенных методах предполагалось, что процесс испарения происходит равновесно. При полном аналитическом описании задачи в ее принципиальной постановке должна быть отражена неравновесность этого процесса независимо от степени ее влияния на окончательный результат. Такое достаточно полное аналитическое описание задачи роста пузыря получено в [53] в виде дифференциального уравнения, отдельные члены которого отражают влияние определяющих процесс факторов:

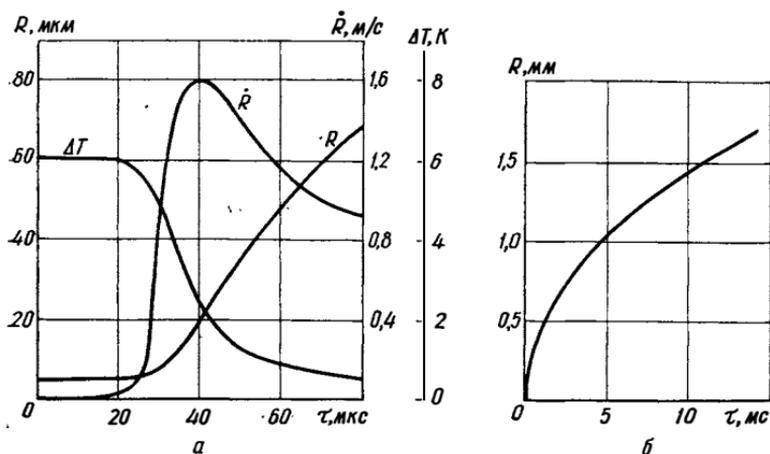
$$\dot{R} = 2 \left(\frac{\lambda}{r\rho_{II} V \bar{a}} \right)^2 \frac{R^2}{R^3 - R_{кр}^3} \left[\Delta T - \frac{2\sigma T_H}{Rr\rho_{II}} - \left(R\dot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) \frac{\rho T_H}{r\rho_{II}} - \frac{4\eta \dot{R} T_H}{Rr\rho_{II}} - \frac{(2\pi B T)^{1/2} (2 - k) \dot{R} T_H}{2kr} \right]^2. \quad (\text{III.28})$$

Здесь B — газовая постоянная; k — коэффициент испарения, равный отношению числа молекул, покинувших жидкость и оставшихся в паровой фазе, к общему числу молекул, подошедших к межфазной границе с избыточной составляющей скорости.

Члены правой части уравнения (III.28), заключенные в квадратные скобки, характеризуют влияние на скорость роста пузыря соответственно перегрева жидкости, поверхностного натяжения, инерции жидкости, ее вязкости и неравновесности процесса испа-

Рис. 13

Начальная (а) и асимптотическая (б) стадии роста парового пузыря.



рения. Как видно из (III.28), единственным фактором, способствующим росту пузыря («движущей силой» процесса), является первое слагаемое — перегрев жидкости, обуславливающий подвод теплоты к межфазной границе и испарение жидкости. Все остальные факторы препятствуют росту пузыря, являясь «силами сопротивления», снижающими скорость его роста. Степень влияния отдельных факторов различна на разных стадиях роста пузыря и зависит от физических свойств вещества.

В общих чертах картина протекания процесса роста пузыря и относительного влияния на него разных факторов с учетом приведенных решений может быть представлена в таком виде. Паровой зародыш, радиус которого равен $R_{кр}$, начинает расти с того момента, когда он выведен из состояния неустойчивого равновесия с жидкостью, и сначала растет очень медленно вследствие существенного влияния всех тормозящих факторов, особенно поверхностного натяжения. Длительность этого периода весьма мала. Она определяется главным образом величиной перегрева жидкости ΔT и масштабом начального возмущения.

Затем очень скоро влияние поверхностного натяжения и вязкости снижается до пренебрежимой, по сравнению с влиянием перегрева жидкости и ее инерции, величины, скорость роста пу-

зрыя быстро увеличивается и ускорение достигает максимума. В этот период происходит быстрое падение температуры в пузыре и на межфазной границе, обусловленное охлаждающим эффектом испарение жидкости.

По достижении максимума ускорения в связи с замедлением роста пузыря уменьшается влияние сил инерции. Далее при замедляющемся росте влияние их снижается настолько, что рост пузыря (при пренебрежимо малой роли эффекта неравновесности) начинает лимитироваться практически только условиями подвода теплоты.

Таким образом, процесс переходит в основную по длительности асимптотическую стадию. Длительность стадий, предшествующих асимптотической, обычно очень мала. На рис. 13 показаны полученный из теоретических соображений [47] ход кривой изменения R , а также ход кривых изменения \dot{R} и T на начальных стадиях роста пузыря [21].

Можно определить скорость роста пузыря, обусловленную любым фактором, пренебрегая влиянием остальных. Действительная скорость роста будет меньше наименьшей из величин, определенных таким образом, или в пределе практически равна ей, если влияние остальных факторов пренебрежимо мало.

Наименее заметную (обычно пренебрежимо малую) роль в сумме сопротивлений росту пузыря играют два последних слагаемых в квадратных скобках уравнения (III.28), отражающих влияние вязкости жидкости и неравновесности процесса испарения. Обусловленный вязкостью жидкости эффект проявляется на границе раздела фаз в виде нормальной составляющей тензора вязких напряжений. Если представить себе в предельном случае ситуацию, в которой можно пренебречь влиянием всех остальных факторов, то скорость роста пузыря в этом случае, в соответствии с (III.15), определится соотношением

$$\dot{R} = \frac{\Delta p}{4\eta} R. \quad (\text{III.29})$$

Влияние этого эффекта обычно незначительно. Он может заметно проявляться при малых размерах растущего пузыря и при высокой вязкости жидкости.

Неравновесность процесса испарения обуславливает скачок температур на межфазной границе ($T_R > T_{II}$). Учет этого эффекта на основе молекулярно-кинетических представлений произведен в работах [53, 55, 56]. Для скорости роста пузыря в том случае, когда она определяется только молекулярно-кинетическими закономерностями, Т. М. Муратова и Д. А. Лабунцов в результате выполненного анализа [56] получили формулу

$$\dot{R} = \frac{k}{1 - C_1 k} \cdot \frac{\Delta p}{\rho_{II} \sqrt{2\pi B T}}, \quad (\text{III.30})$$

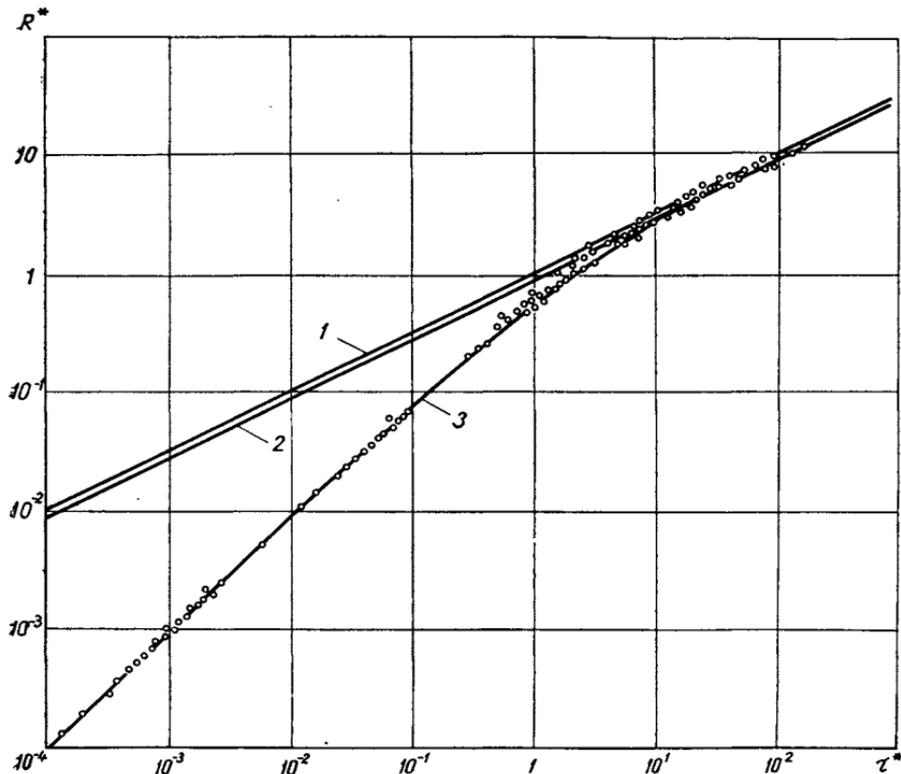
где $\Delta p = p_H(T_\infty) - p_\infty$; C_1 равно 0,399 или округленно 0,4.

Формула (III.30), как и другие варианты решения этой задачи, содержит коэффициент испарения k — величину недостаточно определенную, значения которой колеблются в очень широких пределах. Обычно k оценивают как величину, близкую к единице. Общий вывод из этих решений заключается в том, что неравновесность процесса испарения может играть заметную роль лишь при крайне низких значениях k , тогда как при k , близких к единице, влияние этого эффекта на скорость роста пузыря пренебрежимо мало.

Рис. 14

Сравнение опытных данных [54, 57] по росту пузырей в объеме перегретой воды ($p = 1 \div 40$ кПа, $\Delta T = 4 \div 20$ К) с расчетом:

1 — по (III.22), (III.27); 2 — по (III.24); 3 — по (III.32).



В асимптотической стадии роста макроскопического пузыря скорость его роста практически полностью определяется подводом теплоты к пузырю. Уравнение роста пузыря от $R_{кр}$ до R в случае пренебрежения влиянием всех тормозящих факторов вытекает из общего уравнения (III.28):

$$R^2 + \frac{2R_{кр}^3}{R} - 3R_{кр}^2 = 4Ja^2 \alpha \tau, \quad (\text{III.31})$$

что при $R \gg R_{кр}$ приводит к соотношению $R = 2Ja \sqrt{\alpha \tau}$.

Уравнение роста пузыря, описывающее с достаточным приближением и доасимптотическую стадию, получено Б. Майкиком, У. Розеновым и П. Гриффитсом [54]:

$$R^* = \frac{2}{3} [(\tau^* + 1)^{3/2} - \tau^{*3/2} - 1], \quad (\text{III.32})$$

где

$$R^* = \frac{R}{B^2/A}; \quad \tau^* = \frac{\tau}{B^2/A^2}; \quad A = \left(\frac{2}{3} \frac{r\rho_{\text{п}}\Delta T}{\rho T_{\text{н}}} \right)^{1/2}; \quad B = \left(\frac{12}{\pi} \text{Ja}^2 a \right)^{1/2}.$$

Уравнение (III.32) при $\tau^* \gg 1$ приобретает вид, аналогичный виду ранее приведенных уравнений для асимптотической стадии роста. Сопоставление опытных данных по росту пузырей [54, 57] с расчетными, полученными по уравнениям (III.22), (III.24), (III.27) и (III.32), показано на рис. 14. Как видно из рисунка, решения, предложенные для асимптотической стадии (III.22), (III.24), (III.27), при $\tau^* \gg 10$ дают удовлетворительно согласующиеся с опытными данными результаты. Расчетные величины, полученные по этим уравнениям, заметно отклоняются от опытных при $\tau^* < 10$. Отклонение опытных данных от расчетных по уравнению (III.32) отмечается [54] лишь на очень ранней стадии роста при $\tau^* < 10^{-3}$.

Рассмотрение описывающих рост пузыря уравнений и полученных на их основе решений позволяет сделать вывод о достаточной полноте и правильности современных представлений о процессе роста парового пузыря в перегретой жидкости.

2. Скорость роста пузырей на твердой поверхности

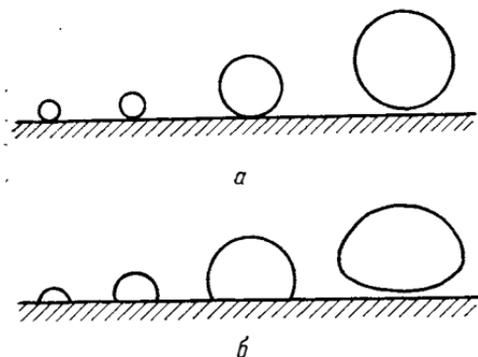
После того как возникший в активной впадине зародыш достиг устья впадины и образовал над ней свод, при соответствующих условиях будет происходить рост зародыша до макроскопических размеров. Условия начала кипения рассмотрены ранее, теперь следует остановиться на вопросе о скорости роста парового пузыря на поверхности нагрева. Строгое аналитическое описание и решение этой задачи представляют большие трудности. Она по ряду причин значительно сложнее задачи о росте пузыря в объеме равномерно перегретой жидкости.

Форма пузыря, растущего на поверхности нагрева, в большей или меньшей мере отличается от сферической и изменяется в процессе роста. Более сложны, чем в случае объемного кипения, условия подвода теплоты. При определении теплового потока, проходящего через межфазную границу, нужно учитывать подвод теплоты к жидкости от поверхности нагрева и температурную неравномерность в прилегающем к твердой поверхности слое перегретой жидкости.

Паровой пузырь, достигнув некоторого размера, отрывается от поверхности, а освобожденный им объем замещается жидкостью.

Отрыв пузырей происходит периодически с определенной частотой. В период цикла отрыва данного пузыря до отрыва следующего за ним происходит нестационарный теплообмен между поверхностью нагрева и жидкостью. При развитом кипении имеет место взаимное влияние соседних пузырей, что также в некоторой мере сказывается на гидродинамических и тепловых условиях процесса. Все это обуславливает исключительную сложность задачи, делает практически невозможным корректный и полный ее

Рис. 15



Форма пузырей, растущих на твердой поверхности.

теоретический анализ и приводит к необходимости принятия упрощенных моделей, позволяющих получить приближенные решения задачи.

Форма растущего пузыря зависит от ряда факторов, сильно отличается для смачивающих и несмачивающих жидкостей и изменяется во времени. Однако если ограничиться рассмотрением наиболее широко применяемых в технике смачивающих жидкостей, то главным фактором, определяющим форму пузыря, можно считать приведенное давление $\pi = p/p_{кр}$, при котором протекает процесс кипения.

В некоторой области средних значений π образуются пузыри разной формы — близкие к сфере и полусфере, сплюснутые, а в определенные моменты времени (перед отрывом) и вытянутые. Для воды — это давления, близкие к атмосферному. Но при сравнительно небольшом повышении давления (по нашим наблюдениям до 0,5—1 МПа) форма пузырей при кипении воды становится близкой к сферической. Вообще в области высоких приведенных давлений для смачивающих жидкостей характерна близкая к сферической форма пузырей (усеченная сфера) (рис. 15, а). В области низких значений π характерной формой пузырей становится близкая к полусферической (рис. 15, б). Это объясняется главным образом изменением плотности пара и связанной с ней скорости роста пузыря. С повышением давления скорость роста в абсолютном выражении уменьшается, стремясь к нулю при критическом давлении. При высоких значениях π происходит медленный (квазистатиче-

ский) рост пузыря, и в этом случае инерция жидкости на форму пузыря практически не влияет. При низких значениях π скорость роста пузыря велика, динамические эффекты заметно преобладают над эффектами поверхностного натяжения и гравитации —

$$\rho \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) \gg \begin{cases} \rho g R, \\ \frac{2\sigma}{R}, \end{cases} \quad (\text{III.33})$$

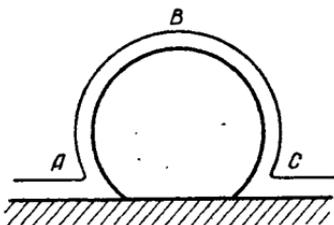
Рис. 16

Схема образования микрослоя в основании растущего пузыря.



Рис. 17

Схема отеснения пристенного слоя жидкости растущим пузырем по [66].



и влияние инерции жидкости, вызывающее деформацию пузыря и его сплющивание, проявляется в большей мере. Пузырь приобретает форму, близкую к полусферической.

Так как скольжение жидкости относительно твердой поверхности происходить не может, то на ней формируется тонкий слой жидкости — микрослой (рис. 16), а над ним — полусферический купол. Предположение о возникновении микрослоя было высказано Ф. Д. Муром и Р. Б. Меслером [58] для объяснения обнаруженных ими в опытах температурных флуктуаций поверхности нагрева при пузырьковом кипении. В дальнейшем существование микрослоя и локальных флуктуаций температуры твердой поверхности под растущим пузырем было подтверждено рядом исследователей [59—65].

При кипении на поверхности нагрева так же, как и при объемном кипении, практически вся видимая стадия роста пузырей является асимптотической и определяется условиями подвода теплоты к растущему пузырю при давлении пара в нем, мало отличающемся от давления в системе. На этом основании первые модели процесса и методы расчета строились на том допущении, что рост парового пузыря на поверхности нагрева приблизительно можно описать такими же зависимостями, какими характеризуется рост пузыря в объеме перегретой жидкости, или соотношениями, аналогичными им.

Одним из первых представлений в этой области является предположение Н. Зубера [66] о возможности применения в случае кипения на поверхности нагрева формулы для роста пузыря в перегретой жидкости. Оно основывалось на том, что в процессе роста пузырь вытесняет из пристенного слоя перегретую жидкость и во-

круг пузыря образуется обволакивающий его слой (рис. 17). Предполагалось, что при росте пузыря основное количество теплоты передается через межфазную границу по контуру ABC вследствие охлаждения перегретого слоя жидкости, а подвод теплоты от поверхности нагрева к жидкости в нижней части пузыря можно не учитывать.

Д. А. Лабунцов [67, 68], оценив запас избыточной энтальпии, соответствующий перегреву жидкости в пограничном слое, под-

Рис. 18

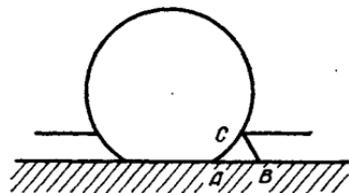


Схема подвода теплоты в растущий пузырь по [67].

верг эту модель критике и показал, что она в общем случае неприемлема. Даже в предельном случае в предположении, что слой жидкости по всей толщине δ перегрет на $\Delta T = T_c - T_n$, количество теплоты, которое может быть передано пузырю, составляет $\pi R^2 \delta \rho c \Delta T$. Из уравнения теплового баланса $\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_p r = \pi R^2 \delta \rho c \Delta T$ следует, что за счет этого количества теплоты пузырь может вырасти лишь до размера

$$R = \frac{3}{4} \text{Ja} \delta. \quad (\text{III.34})$$

При средних и высоких давлениях число $\text{Ja} < 1$. Таким образом, из (III.34) следует, что при этих давлениях пузырь не может вырасти за пределы пограничного слоя, что не соответствует действительности.

Однако в области вакуума при больших значениях числа $\text{Ja} \gg 1$ и высоких перегревах ΔT роль подвода теплоты к пузырю из обволакивающего его слоя перегретой жидкости становится весьма существенной и все возрастающей с углублением вакуума.

В противоположность [66] в [67] предложена схема, основанная на том предположении, что при средних и высоких давлениях определяющую роль в процессе роста пузыря играет подвод теплоты в нижней части пузыря у его основания. Согласно этой схеме теплота передается от стенки к нижней части межфазной границы теплопроводностью через кольцевой клиновидный в разрезе (ABC) слой жидкости (рис. 18). Уравнение роста пузыря, соответствующее этой модели [50, 67], имеет вид

$$R = \sqrt{2\beta \text{Ja} \alpha \tau}, \quad (\text{III.35})$$

где β — числовой коэффициент, определяемый на основании опытных данных.

В предположении незначительности влияния на процесс роста пузыря вязкости и поверхностного натяжения уравнение (III.35)

получено в [68] с точностью до числового коэффициента также и с соображений размерности. В [50] показано, что если принять $\beta = 6$, то уравнением (III.35) можно удовлетворительно обобщить опытные данные по кипению воды (от 0,1 до 10 МПа), бензола (от 0,1 до 1,5 МПа) и этанола (от 0,1 до 3,4 МПа) на серебряных и медных поверхностях нагрева.

В общем случае рост пузыря на поверхности нагрева определяется обоими факторами — и подводом теплоты от твердой поверхности у основания пузыря (испарением микрослоя или кольцевого клиновидного слоя), и испарением с криволинейной поверхности пузыря, растущего в слое перегретой жидкости. Относительная роль этих факторов зависит от условий процесса, прежде всего — от давления (точнее говоря, если иметь в виду разные жидкости — от приведенного давления) и промежутка времени от начала роста пузыря. Поэтому исходным уравнением для решения задачи является уравнение теплового баланса, учитывающее влияние обоих факторов:

$$\int_{S_K} q_K dS_K + \int_{S_{сл}} q dS_{сл} = r \rho_{п} \frac{dV}{d\tau} = 4r \rho_{п} \pi R^2 \psi_v \frac{dR}{d\tau}, \quad (\text{III.36})$$

где $V = \psi_v \frac{4}{3} \pi R^3$ — объем сферического сегмента радиусом R .

Первым слагаемым в левой части (III.36) учитывается подвод теплоты к пузырю через верхнюю криволинейную поверхность пузыря (поверхность купола S_K), вторым — подвод теплоты к пузырю у его основания от поверхности нагрева через прилегающий к ней тонкий слой жидкости. Определение обеих составляющих левой части теплового баланса представляет значительные трудности.

При вычислении $\int_{S_K} q_K dS_K$ приходится прибегать к идеализации формы пузыря и рассматривать его как часть сферы в общем случае с некоторым «динамическим» краевым углом, учитывающим отклонение видимого краевого угла от равновесного угла смачивания. Весьма труден (точнее — практически пока невозможен) корректный учет неравномерности температурного поля в пристенном слое жидкости. Эта неравномерность либо не учитывается вообще, либо учитывается принятием некоторого эффективного перегрева $\Delta T'$ (меньшего, чем ΔT_c), по которому вычисляется число Ja' . Величина q_K обычно определяется по уравнению роста пузыря в объеме жидкости, а величина S_K — либо как площадь поверхности сферического сегмента, либо как пропорциональная ей величина. В результате первая составляющая теплового потока (III.36) выражается в виде

$$\int_{S_K} q_K dS_K = \sqrt{\frac{3}{\pi}} r \rho_{п} Ja' \sqrt{\frac{a}{\tau}} \psi_s 4\pi R^2, \quad (\text{III.37})$$

В работе Ф. Д. Мура и Р. Б. Меслера [58] в результате измерений впервые были обнаружены значительные флуктуации температуры поверхности вблизи центра парообразования при кипении воды под атмосферным давлением. Это привело к выводу о существовании под пузырьем микрослоя жидкости толщиной, исчисляемой микрометрами. Быстрое местное охлаждение поверхности, происходящее в течение нескольких миллисекунд, обусловлено весьма интенсивным отводом теплоты вследствие испарения микрослоя.

Работа [58] привлекла внимание и послужила толчком для развития исследований [61—65, 69, 70] по механике роста пузырей с учетом интенсивного испарения микрослоя, роль которого в процессе роста пузырей в ряде случаев может быть весьма значительной. Этот вопрос получил наиболее полное освещение в работах М. Г. Купера [69, 70]. Приближенное решение сложной задачи о формировании и толщине микрослоя δ получено, исходя из представлений о преобладающем влиянии на величину δ вязкости жидкости, о неподвижности микрослоя относительно твердой поверхности и аналогии между его начальной толщиной δ_0 и толщиной вытеснения пограничного слоя:

$$\delta_0 = C \sqrt[3]{\nu \tau_0}, \quad (\text{III.38})$$

где δ_0 — толщина микрослоя у наружной границы основания пузыря в момент времени τ_0 , отсчитываемый от начала роста пузыря; ν — кинематическая вязкость жидкости; C — постоянная, среднее оценочное значение которой 0,8 (оно зависит от показателя степени n в уравнении $R \sim \tau^n$ и изменяется от 0,6 до 1,4).

Имеющиеся опытные данные пока недостаточны для обоснованного вывода о точности формулы (III.38). По данным [61], опытные и расчетные значения δ_0 удовлетворительно согласуются. В то же время из работы Г. Г. Явурека [62] следует, что действительные значения δ_0 на порядок меньше, чем это следует из (III.38). Это можно объяснить испарением жидкости к моменту измерения δ_0 и тем, что жидкость в микрослое не неподвижна.

Известны и другие подходы к вопросу о толщине неподвижного микрослоя. Так, в [64] высказано предположение, что относительная толщина δ_0/R пропорциональна отношению плотности пара и жидкости ρ_n/ρ , а в [65] получено выражение, из которого следует, что δ_0/R пропорционально числу Ja.

В связи с образованием микрослоя появляется дополнительная (к криволинейной поверхности купола) поверхность испарения. Термическое сопротивление микрослоя вследствие его малой толщины мало по сравнению с сопротивлением обволакивающего пузырь слоя жидкости. Это обуславливает возможность интенсивного отбора теплоты и охлаждения поверхности нагрева (тонкого слоя материала теплоотдающей поверхности вблизи центра парообразования) при испарении жидкости с поверхности микрослоя. Таким образом, этим путем подвода теплоты может быть обеспечен существенный вклад в приток теплоты к растущему пузырю.

В [69, 70] даны уравнения роста полусферического пузыря с учетом эффекта испарения микрослоя. В общем случае коэффициенты теплоусвоения металла $\sqrt{(\lambda c \rho)_c}$ и жидкости $\sqrt{\lambda c \rho}$ сопоставимы и температура твердой поверхности переменна. Для этих условий дано интерполяционное соотношение — аппроксимация точного решения [70]:

$$R = \left[\frac{2 Ja}{C \sqrt{Pr} + \sqrt{\pi \frac{\lambda c \rho}{(\lambda c \rho)_c}}} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja' \right] \sqrt{a \tau}, \quad (\text{III.39})$$

где

$$Ja = \frac{c \rho (T_c - T_n)}{r \rho_n}; \quad Ja' = \frac{c \rho (T_{ж} - T_n)}{r \rho_n};$$

T_c и $T_{ж}$ — начальная температура поверхности нагрева и жидкости соответственно.

В [69] даны уравнения роста пузыря для предельных случаев. Первый случай — теплопроводность материала поверхности нагрева весьма высока, коэффициент теплоусвоения металла значительно больше коэффициента теплоусвоения жидкости, температура твердой поверхности постоянна и равна начальной, микрослой представляет постоянное термическое сопротивление, толщина микрослоя определяется по (III.38). Тогда первое слагаемое в квадратных скобках правой части уравнения (III.39) принимает вид $2Ja/C\sqrt{Pr}$.

Второй случай — теплопроводность материала поверхности нагрева весьма мала, коэффициент теплоусвоения металла значительно меньше коэффициента теплоусвоения жидкости, термическим сопротивлением микрослоя можно пренебречь, температура твердой поверхности в момент образования микрослоя мгновенно снижается от T_c до T_n . Тогда первое слагаемое в уравнении (III.39) выражается так: $\frac{2Ja}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{(\lambda c \rho)_c}{\lambda c \rho}}$. Такой же результат для этого случая получен в работе В. Сернаса и Ф. К. Хупера [71].

Уравнение (III.39) отражает степень влияния микрослоя на скорость роста пузыря в начальной непродолжительной стадии и не относится ко всему периоду роста пузыря на поверхности нагрева вплоть до его отрыва от поверхности. Сравнение его с немногочисленными опытными данными по росту пузыря в этой стадии [63, 69, 71] показывает, что опытные значения коэффициента при $\sqrt{\tau}$ (кипение воды на нержавеющей стали при атмосферном давлении, $\tau < 5 \cdot 10^{-4}$ с, $Ja = Ja'$) довольно близки к тем, что следуют из (III.39).

Однако представление о постоянстве локальной толщины и поверхности испарения микрослоя далеко от реальной картины. В действительности в результате испарения происходят уменьшение толщины слоя и его высыхание (от центра к периферии); поверхность испарения уменьшается, а размер сухого пятна под пузырем увеличивается. Уменьшение толщины слоя способствует росту

пузыря, а сокращение поверхности испарения влияет в противоположном направлении. Влияние первого фактора в определенной мере компенсируется влиянием второго.

Уравнение (III.39) заслуживает внимания потому, что оно содержит отношение коэффициентов теплоусвоения материала поверхности нагрева и жидкости, и этим учитывается влияние теплофизических свойств поверхности нагрева на рост паровых пузырей и на теплообмен при кипении.

Образование полусферических пузырей и формирование микрослоя характерны для небольших приведенных давлений кипящей жидкости и начальной стадии роста пузыря. С увеличением радиуса макроскопического пузыря рост его замедляется, он выходит своей верхней частью за пределы перегретого слоя жидкости, влияние инерции жидкости уменьшается, происходит постепенное изменение формы пузыря, и после некоторой промежуточной стадии его форма будет определяться соотношением сил поверхностного натяжения и гравитации и в стадии квазистатического роста приближаться к усеченной сфере.

Основание пузыря (сухое пятно под ним) по мере высыхания микрослоя расширяется, а затем по достижении некоторого максимального значения начинает сокращаться. Подвод теплоты к пузырю будет происходить от перегретого слоя жидкости по криволинейной поверхности его купола и от поверхности нагрева через кольцевой пояс у основания пузыря.

С повышением приведенного давления λ возможность образования микрослоя и его роль уменьшаются и, начиная с некоторого значения λ , становятся, по-видимому, пренебрежимо малыми. Из этого следует, что условия роста пузыря весьма сложны и многообразны. Они зависят от многих факторов (прежде всего от давления) и, что весьма существенно, различны в разные периоды роста пузыря.

Теоретические схемы решения задачи роста пузыря на поверхности нагрева строятся на основе весьма упрощенных моделей, не охватывающих все стороны этого сложного процесса. Поэтому трудно отдать предпочтение какой-либо из немногочисленных опубликованных в литературе попыток теоретического решения, претендующих на широкий охват процесса в отношении всех этапов роста пузыря, большого диапазона давлений и других факторов. Из ознакомления с ними создается впечатление, что аналитические решения по строгости, общности и точности пока не имеют преимуществ по сравнению с построенными на разумной физической основе полуэмпирическими обобщающими соотношениями.

Опытные данные по росту пузырей на твердой поверхности вполне удовлетворительно обобщаются зависимостью для $R(\tau)$, предложенной В. В. Яговым [72]. При получении ее учитывалось и тепловое влияние поверхности нагрева, и теплоподвод по криволинейной поверхности пузыря. Вклад теплоотвода от твердой поверхности учитывался на основе представления, развитого в

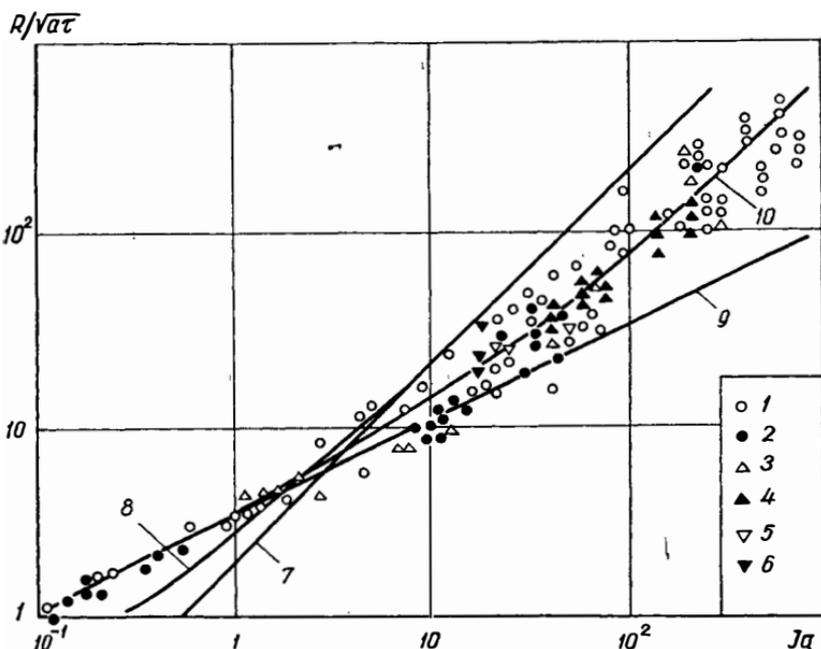
[18, 67], а тепловой поток через криволинейную поверхность определялся в предположении, что площадь поверхности с интенсивным испарением, образуемой выталкиваемым перегретым слоем жидкости, примерно равна площади основания пузыря. Полученная в [72] формула имеет вид

$$R = (\gamma \text{Ja} + \sqrt{\gamma^2 \text{Ja}^2 + 2\beta \text{Ja}}) \sqrt{a\tau} \quad (\text{III.40})$$

и содержит два числовых коэффициента β и γ . В соответствии с

Рис. 19

Сопоставление [72] опытных данных по зависимости модуля роста паровых пузырей от числа Ja (1 — вода; 2 — этанол; 3 — бензол; 4 — метанол; 5 — пентан; 6 — азот) с расчетом по (III.22) (7), по (III.27) (8), по (III.35) (9) и по (III.40) (10).



опытами при $p > 0,1$ МПа принято, что $\beta = 6$; γ является функцией краевого угла θ и при изменении последнего от 40 до 90° изменяется от $0,1$ до $0,49$. Среднее значение $\gamma = 0,3$.

На рис. 19 показано сопоставление опытных и расчетных (по разным формулам) значений модуля роста паровых пузырей $R/\sqrt{a\tau}$ в зависимости от числа Ja . Из рисунка видно, что формула (III.40) дает лучшее, чем остальные формулы, согласование среднего безразмерного модуля роста с опытными данными различных авторов для широкого интервала давлений и разных жидкостей. При $\text{Ja} \ll 1$ (высокие давления) асимптота соотношения (III.40) имеет вид

$$R = \sqrt{2\beta \text{Ja} a\tau}, \quad (\text{III.41})$$

совпадающий с (III.35) и соответствующий учету теплоподвода только от твердой поверхности.

При $Ja \gg 1$ (низкие давления) предельное соотношение приобретает вид

$$R = 2\gamma Ja \sqrt{at}, \quad (\text{III.42})$$

аналогичный соотношениям для роста пузыря в объеме перегретой жидкости.

В области очень низких давлений ($p \leq 10$ кПа) при числах Ja , близких или превышающих 1000, в значительной мере проявляется влияние динамических эффектов на форму пузыря и температурный напор. Для этой области в [72] предлагается расчетное соотношение, основанное на (III.32) с коэффициентами A и B , отличающимися от приведенных в [54], но аналогичными им по структуре.

Из формулы (III.40) и расположения опытных точек на рис. 19 виден нелинейный характер зависимости R/\sqrt{at} от числа Ja . Эта нелинейность обусловлена наличием двух путей подвода теплоты, отличающихся различными закономерностями, и изменением относительного влияния их на рост пузыря с изменением числа Ja .

Формула (III.40) получена, как обычно, в предположении постоянства температуры твердой поверхности без учета влияния теплофизических свойств материала поверхности. В некоторых случаях, например, при кипении криогенных жидкостей, это влияние может быть существенным. В работах В. А. Григорьева с сотрудниками [73, 74] предложены соотношения для скорости роста парового пузыря применительно к условиям кипения криогенных жидкостей, учитывающие изменение во времени температуры поверхности в зоне действия центра парообразования. Полученные таким образом уравнения роста пузыря имеют вид $R = C\sqrt{\tau}$, где C зависит не только от свойств жидкости, но и от свойств материала поверхности нагрева.

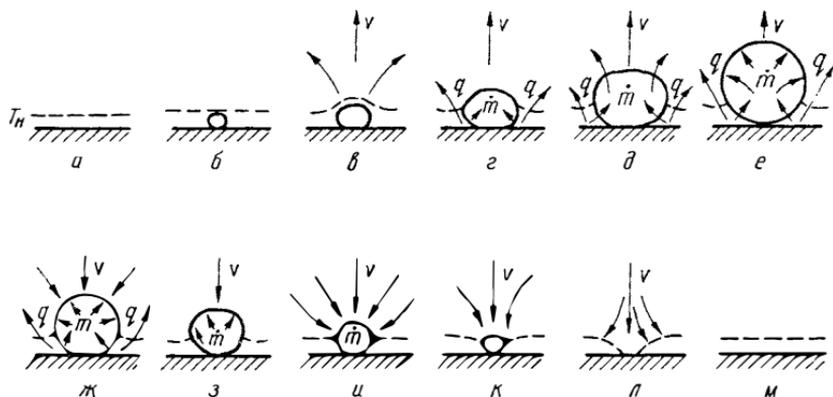
К настоящему времени накоплено немало экспериментальных данных по изменению размеров отдельных паровых пузырей во времени при кипении на твердой поверхности нагрева. При кипении насыщенной жидкости рост парового пузыря на поверхности нагрева заканчивается отрывом его от поверхности. При отрыве пузырь, всплывая, увлекает за собой слой перегретой жидкости. Освобожденный им объем замещается относительно холодной жидкостью и начинается период ожидания, в течение которого вследствие нестационарного теплообмена между стенкой и жидкостью происходит нагрев жидкости. После того как достигнут необходимый перегрев жидкости, во впадине возникает новый зародыш и затем начинается рост нового парового пузыря.

Кипение жидкости на поверхности нагрева может происходить также при недогреве основной ее массы до температуры насыщения. Такой вид кипения часто используется в технических устройствах для отвода тепловых потоков очень большой плотности. Процесс

развития паровых пузырей при кипении с недогревом отличается существенными особенностями по сравнению с ростом пузырей в насыщенной жидкости. Паровые пузыри сначала растут, достигают максимального размера, а затем деградируют. В условиях свободного движения жидкости в зависимости от недогрева и давления они либо отрываются от поверхности и конденсируются в холодном ядре жидкости, либо, не отрываясь, захлопываются на самой поверхности. Так, например, наблюдения [35] при атмосфер-

Рис. 20

Рост и деградация паровых пузырей при кипении недогретой жидкости по М. Эллиону [21].



ном давлении и весьма малой скорости движения воды $0,1-0,2$ м/с показали, что при малых недогревах до 20 К происходит отрыв пузырей от стенки, а при недогревах более 40 К значительная часть пузырей, пройдя стадию роста до максимального размера, быстро деградировала вплоть до исчезновения, не отрываясь от стенки. Качественная картина процесса роста и деградации паровых пузырей при кипении с недогревом дана М. Эллионом и приведена в [21]. Стадии существования пузыря по Эллиону в течение одного цикла показаны на рис. 20. Пунктирной линией показана граница перегретого слоя жидкости, а стрелками — направление потока теплоты и массы. Момент *б* соответствует моменту возникновения зародыша. В моменты *в* и *г* пузырь растет в результате испарения жидкости. В момент *г* в верхней части пузыря температура жидкости равна T_n и испарение там прекращается. В моменты *д* и *е* в пузыре происходят противоположные процессы — внизу он растет вследствие испарения, вверху уменьшается вследствие конденсации. В момент *е* эффект конденсации равен эффекту испарения, пузырь достигает максимального размера. После того как эффект конденсации превысит эффект испарения, происходит уменьшение размера пузыря (моменты *ж*—*к*) вплоть до его полного исчезновения (моменты *л* и *м*). В этот период к поверхности нагрева поступает холодная жидкость, затем происходит ее перегрев,

и цикл зарождения, роста, уменьшения и исчезновения пузыря повторяется.

Строгое аналитическое описание роста и деградации пузыря в недогретой жидкости еще более затруднительно, чем роста пузыря при кипении насыщенной жидкости. Метод теоретического решения для случая сначала растущего, а затем захлопывающегося пузыря предложен Д. Даферти и Г. Рубиным [75]. Проведенное ими сравнение показало удовлетворительное согласование результатов их теоретических расчетов с опытными данными Эллиона. Число экспериментальных работ в этой области очень ограничено. К ним, кроме упомянутой работы Эллиона, относятся работы Ф. К. Гюнтера [76], Г. Г. Трещева [77], М. Кумо, Г. Фарелло и Г. Пинчера [78].

ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ

1. Отрывной размер парового пузыря

При кипении насыщенной жидкости разившийся из жизнеспособного зародыша паровой пузырь растет на поверхности нагрева до определенного размера, по достижении которого отрывается от твердой поверхности и всплывает, выталкивая некоторое количество перегретой жидкости. Освобожденный пузырем объем заполняется новыми порциями более холодной жидкости, затем происходит ее нагрев, в результате чего восстанавливаются температурные условия, обеспечивающие образование нового зародыша и дальнейший рост парового пузыря. Этот процесс протекает с определенной периодичностью, характеризуемой частотой f отрыва пузырей от поверхности нагрева. Время полного цикла τ от отрыва данного пузыря до отрыва последующего складывается из времени жизни пузыря на поверхности нагрева от момента его зарождения до отрыва τ_1 и так называемого времени ожидания τ_2 (индукционного периода), в течение которого происходит восстановление температурных условий, необходимых для возникновения нового зародыша. Таким образом, в общем случае $\tau = \tau_1 + \tau_2$, а $f = 1/\tau = 1/(\tau_1 + \tau_2)$. Размер пузыря при его отрыве от твердой поверхности принято характеризовать отрывным диаметром d_0 сферы, объем которой равен объему оторвавшегося пузыря, так как форма пузыря в момент отрыва в большей или меньшей степени отклоняется от сферической.

Скорость роста пузыря в данный момент $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$ (где R — текущий радиус), изменение его размера и формы, периоды τ_1 , τ_2 и τ , отрывной диаметр d_0 , частота отрыва f и произведение $d_0 f$, представляющее собой среднюю скорость роста парового пузыря w'' за период τ , являются внутренними характеристиками процесса пузырькового кипения, специфическими характеристиками этого процесса. В анализе вопроса о закономерностях теплообмена при кипении весьма важное значение имеют такие внутренние характеристики, как d_0 , f и особенно $d_0 f$.

При решении задачи о теплообмене при кипении на реальных поверхностях нагрева достаточной протяженности, естественно, нельзя ограничиваться характеристиками одиночных пузырей, а необходимо вводить в рассмотрение характеристики ансамбля возникающих на этих поверхностях пузырей — усредненные по ансамблю значения отрывного диаметра d_0 , частоты отрыва f и средней скорости роста паровых пузырей $w'' = d_0 f$.

Теоретическое решение задачи об отрывном размере парового пузыря — весьма важной масштабной характеристике процесса кипения — в ее общей и корректной постановке представляет большие трудности. Определение размеров отрывающихся от твердой поверхности паровых и газовых пузырей и свисающих капель жидкости является достаточно общей задачей, имеющей большое значение не только для физики кипения. Поэтому ей посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ.

В процессе роста парового пузыря происходит изменение не только размера его объема, но и формы. По достижении некоторого размера пузыря форма его становится неустойчивой. Незначительные возмущения, в том числе даже осесимметричные, могут вывести его из равновесного состояния, привести к изменению его формы, замыканию межфазной границы жидкость — пар и отрыву пузыря либо от твердой поверхности (при малых углах смачивания), либо от парового следа, который оставляет отрывающийся пузырь на твердой поверхности (при больших углах смачивания). Промежуток времени τ' между началом потери устойчивости формы пузыря и его отрывом весьма мал, но конечен. Однако из-за малости τ' и трудности его определения τ' обычно включают в период роста τ_1 и отдельно не учитывают.

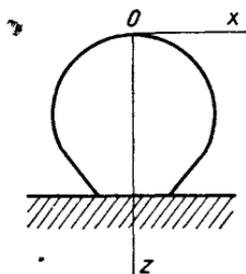
Приведенные ранее методы решения задачи о скорости роста парового пузыря основаны на том представлении, что форма пузыря остается во время его роста подобной исходной форме (сферическому сегменту). Они не содержат соотношений связи между объемом и формой пузыря и поэтому не могут дать ответа на вопрос об изменении формы пузыря в процессе его роста, о потере им устойчивости, об условиях замыкания границы пар — жидкость и о моменте отрыва пузыря.

Задача о форме растущего и отрывающегося пузыря достаточно сложна даже в простейшей ее статической постановке для симмет-

ричной по отношению к вертикальной оси формы пузыря (тела вращения). Известные в теории капиллярности уравнения, определяющие форму поверхности пузыря или капли, получаются из условия равновесия сил. В статической задаче рассматривается действие только подъемной архимедовой силы и поверхностного натяжения. Даже в этом сравнительно простом случае для равновесной формы неподвижного в месте контакта с гладкой поверхностью пузыря при данном угле смачивания θ получается доволь-

Рис. 21

Форма статического пузыря (IV.1).



но сложное дифференциальное уравнение:

$$\frac{\ddot{z}}{[1 + (\dot{z})^2]^{3/2}} + \frac{\dot{z}}{[1 + (\dot{z})^2]^{1/2} x} = \frac{2}{b} - \frac{g(\rho - \rho_{II})}{\sigma} z. \quad (\text{IV.1})$$

Здесь z и x — координаты в направлении вертикальной оси и радиуса соответственно (рис. 21) (начало координат в вершине пузыря); $\dot{z} = \frac{dz}{dx}$; $\ddot{z} = \frac{d^2z}{dx^2}$; b — радиус кривизны в вершине пузыря.

Ф. Башфорс и Д. Адамс [79] еще в 1883 г. на основе численного решения уравнения вида (IV.1) исследовали форму капли и представили свои результаты в виде таблиц. В. Варк (см. [80]), используя уравнение (IV.1) и табличные данные [79], определил форму и величину пузырей воздуха в воде при 20°C , а О. Клюзенер (см. [80]) — паровых пузырей для воды, кипящей при 100°C на несмачиваемой поверхности.

Наиболее известным продолжением [79] была работа В. Фритца [80]. В ней в результате использования и обработки табличных данных, приведенных в [79], получены в безразмерном виде конкретные соотношения для максимального объема парового пузыря. В [80] показано, что каждому значению радиуса основания пузыря x (круга соприкосновения пузыря с твердой поверхностью) теоретически соответствуют два равновесных объема пузыря. Бóльший объем имеют пузыри с перегибом в меридиональной плоскости. При определенном значении x верхняя и нижняя кривые зависимости $V(x)$ смыкаются. Отмечено существование максимального возможного в условиях равновесия объема пузыря. Величина этого объема V_{\max} зависит от физических свойств жидкости и ее пара и краевого угла смачивания θ . Обработка табличных данных [79]

выполнена в [80] в безразмерных координатах $\frac{V}{b^3} (V - \beta)^3 - \frac{x}{b} V - \beta$, где $\beta = \frac{g(\rho_{\text{п}} - \rho)}{\sigma} b^2$ (рис. 22).

Принимая во внимание, что $\frac{V - \beta}{b} = \sqrt{\frac{g(\rho - \rho_{\text{п}})}{\sigma}} = \frac{V_0}{a}$, где a — капиллярная постоянная Лапласа, $a = \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho - \rho_{\text{п}})}}$, на осно-

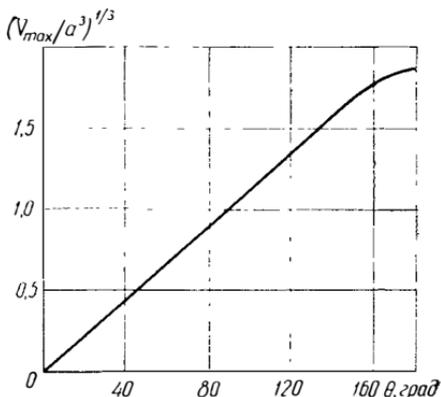
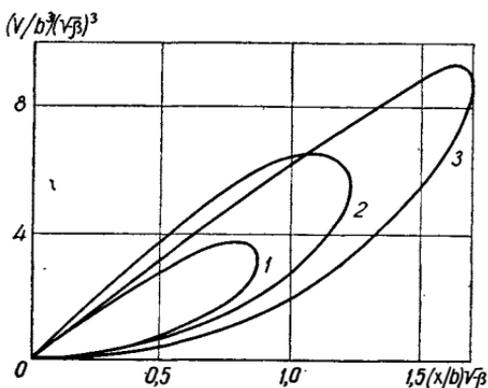
Рис. 22

Рис. 23

Графическое представление Фритцем табличных данных [79]:

1 — $\theta = 90^\circ$; 2 — $\theta = 111^\circ$; 3 — $\theta = 125^\circ$.

Зависимость безразмерного максимального размера пузырей от величины краевого угла.



ве данных, представленных на рис. 22, в [80] составлены таблица $\frac{V_{\text{max}}}{a^3}$ в зависимости от θ и график зависимости $\left(\frac{V_{\text{max}}}{a^3}\right)^{1/3}$ от θ (рис. 23).

Для краевых углов менее 59° соотношение между V_{max} и θ получено в [80] путем экстраполяции, так как в таблицах [79] для $\theta < 59^\circ$ данных нет. Автор [80] сопоставил результаты теоретического расчета с имевшимися к тому времени опытными данными (В. Кабанова и А. Фрумкина (см. [80]) по газовым пузырям в воде при 20°C и собственными данными по паровым пузырям) и пришел к выводу об удовлетворительном согласовании расчетных и опытных данных.

Если аппроксимировать кривую (см. рис. 23) $\sqrt[3]{\frac{V_{\text{max}}}{a^3}}(\theta)$ прямой линией, принять, что максимальный и отрывной объемы пузыря равны ($V_{\text{max}} = V_0$), и выразить V_0 как объем равновеликого шара, то легко получить весьма простое по структуре расчетное соотношение для определения величины отрывного диаметра

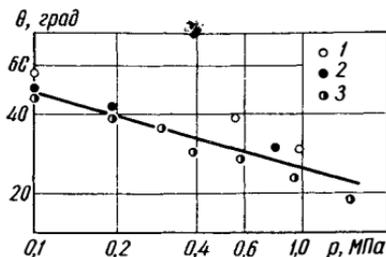
пузыря d_0 , широко известное как формула Фритца:

$$d_0 \cong 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)}} \quad (\text{IV.2})$$

В течение длительного времени считалось как нечто само собой разумеющееся, что соотношение (IV.2) вполне применимо также для реальных условий пузырькового кипения жидкости на поверхности нагрева. Прежде всего нужно заметить, что формула (IV.2) содер-

Рис. 24

Опытные данные [81] по влиянию давления на краевой угол при кипении воды на поверхностях из различных материалов:
1 — медь; 2 — сталь; 3 — никель.



жит величину статического угла смачивания θ , от которой, согласно (IV.2), сильно (пропорционально первой степени θ) зависит d_0 . Поэтому для возможности пользования ею необходимо располагать достоверными данными о величине θ для различных жидкостей при разных давлениях. Между тем данные о θ весьма скудны, недостаточно надежны и противоречивы. Даже для столь распространенной жидкости, как вода, остается невыясненным основной вопрос — зависимость θ от давления или от температуры на линии насыщения. Так, из результатов опытов П. Гриффитса и Дж. Уоллиса [22] по определению краевых углов для воды на чистой поверхности нержавеющей стали (характеризующихся очень большим разбросом экспериментальных точек при всех температурах от 30 до 170° С), можно сделать лишь приближенный вывод о практической независимости средних значений θ от температуры воды. Слабая зависимость θ от p_n получена также в опытах Д. А. Лабунцова с сотрудниками [50] для воды при кипении на серебряной поверхности в интервале давлений насыщения от 0,1 до 1,5 МПа.

Между тем в более поздних опытах В. В. Жилиной [81], проведенных при кипении воды на разных поверхностях (медь, сталь, никель) в интервале давлений от 0,1 до 1,5 МПа, во всех случаях обнаружено заметное уменьшение θ с ростом давления насыщения (рис. 24). Величина θ оказалась обратно пропорциональной p_n примерно в степени 0,3.

Недостаточность и противоречивость данных о θ объясняются многими причинами, в том числе трудностью точного определения θ в условиях пузырькового кипения и заметным влиянием на θ малейших загрязнений поверхности нагрева (окислами, жировыми

отложениями и другими посторонними примесями). Экспериментальное определение θ более затруднительно, чем непосредственное измерение размеров отрывающихся пузырей.

Следует отметить также принципиальную трудность сопоставления, обобщения и использования данных о θ , полученных разными авторами. В реальных условиях пузырькового кипения в процессе роста парового пузыря величина θ не остается постоянной. Она изменяется, достигая максимума при отрыве пузыря. При этом динамический (переменный) краевой угол по своей величине может существенно отличаться от статического угла смачивания. В опытах разных авторов могут быть измерены разные значения θ (минимальное, максимальное и некоторое промежуточное), что не всегда точно оговаривается. Кроме того, нет общепринятой обоснованной точки зрения по вопросу о том, какое значение θ нужно вводить в расчет при определении d_0 . Все это пока практически исключает возможность использования величины θ для инженерных расчетов.

Однако дело заключается не только в практических затруднениях при использовании формулы (IV.2), но и в том, что условия процесса пузырькового кипения существенным образом отличаются от условий статической задачи. В разных центрах парообразования на реальной поверхности нагрева растут и отрываются паровые пузыри разного размера. Рост их происходит с конечной и переменной скоростью, возникает сила инерции жидкости, не учитываемая уравнением (IV.1). Пузыри взаимодействуют друг с другом и подвергаются гидродинамическому воздействию жидкости. Поэтому формула (IV.2) неприменима для условий пузырькового кипения, что подтверждается имеющимися опытными данными об отрывных диаметрах пузырей.

Небольшое отклонение опытных данных от расчетных по формуле (IV.2) было отмечено в работе Л. М. Зысиной-Моложен и С. С. Кутателадзе [82], где сопоставлены данные, полученные в интервале давлений 0,1—0,5 МПа, с расчетом по (IV.2) в предположении независимости величины θ от давления. При этом опытное значение d_0 для воды (0,5 МПа) оказалось равным 0,75 расчетного. Если же ввести в расчет данные о θ , полученные в [50, 81], то приведенные в [82] опытные и расчетные относительные значения d_0 (по сравнению с d_0 при 0,1 МПа) окажутся почти совпадающими. Однако это не дает основания для заключения о применимости формулы (IV.2) в условиях кипения. Такой результат объясняется, по-видимому, недостаточным количеством проведенных в работе [82] наблюдений.

Резкое расхождение между опытными данными и расчетом по формуле Фритца, насколько известно, было впервые обнаружено в результате опытов [83, 84], выполненных в 1959—1960 гг. в проблемной лаборатории теплообмена и газодинамики КПИ при участии Ю. Н. Островского. Опыты показали, что при кипении воды в интервале давлений от 0,1 до 1 МПа средняя скорость роста паровых

пузырей $w'' = d_0 f$ снижается при повышении давления вследствие сильного уменьшения отрывного диаметра d_0 пузырей при практически постоянной частоте f их отрыва. Уменьшение d_0 с ростом давления примерно пропорционально уменьшению удельного объема пара. Опытные значения d_0 в несколько раз меньше, чем это следует из формулы (IV.2). С повышением давления разница между расчетными и опытными значениями d_0 увеличивается, и при 1 МПа они отличаются друг от друга почти на десятичный порядок.

В последующие годы был выполнен ряд экспериментальных работ по определению d_0 при высоких давлениях Р. Семериа [85] и Д. А. Лабунцовым с сотрудниками [86] и при низких давлениях С. С. Кутателадзе, Н. Н. Мамонтовой [87, 88], Р. Коулом и Г. Л. Шулманом [89, 90, 91] и В. В. Яговым, А. К. Городовым и Д. А. Лабунцовым [92]. Все эти работы показали резкое различие — такого же порядка, как в наших опытах, — экспериментальных и определенных по формуле (IV.2) величин d_0 . При высоких давлениях действительные d_0 значительно меньше расчетных, при пониженных давлениях (ниже атмосферного) — значительно больше. В некоторой узкой области давлений (для воды — около 0,1 МПа) опытные значения d_0 мало отличаются от расчетных, что, по-видимому, явилось причиной ошибочного мнения об универсальном характере формулы (IV.2) и о возможности ее широкого применения.

Накопленные экспериментальные данные убедительно показали (в полном соответствии с теоретическими соображениями) неправомерность применения формулы (IV.2) для расчетного определения усредненных значений отрывных диаметров пузырей в реальных условиях кипения жидкостей на твердых поверхностях нагрева.

Вопросы эволюции формы пузыря, ее устойчивости и определения отрывного размера пузыря при его квазистатическом росте на горизонтальной поверхности рассмотрены в более строгой и широкой постановке, чем в [80], в ряде работ Е. И. Несиса с сотрудниками [12, 93—97]. В основу их положен вариант уравнения поверхности пузыря с его высотой в качестве параметра, полученный вариационным методом на основе принципа минимума полной энергии [98]. В [12, 93—96] в результате анализа этого уравнения для плоского случая (в качестве приближения реального трехмерного) были установлены качественные особенности взаимосвязи высоты (объема) пузыря и размера его основания, рассмотрено влияние краевого угла на механизм отрыва пузыря. Было показано, что с ростом пузыря размер основания вначале растет и, достигнув максимального значения, начинает уменьшаться. При малых краевых углах основание сокращается до нуля, при больших (в случае плохого смачивания) — отрыв пузыря происходит по пережиму с оставлением части парового объема на твердой поверхности.

Аналогичный анализ с привлечением численных методов проведен для трехмерного (осесимметричного) случая [97]. Были

получены некоторые соотношения, характеризующие форму пузырей в равновесном состоянии, а также соотношение для размера пузыря в момент потери устойчивости (аналог формулы Фритца) в том интервале краевых углов, когда отрыв пузыря происходит целиком и верхняя граница которого оценена в 70° .

В работах Ю. А. Кириченко с сотрудниками [99, 100], выполненных во ФТИНТ, при анализе уравнения поверхности пузыря (с параметром — длиной его контура) были использованы численные методы. Результаты представлены графически в виде, позволяющем проследить эволюцию формы пузыря до момента потери устойчивости при росте на сплошной гладкой поверхности или поверхности, имеющей круглое отверстие.

В [101] проделан такой же анализ для случая плоской щели, который показал, что в поведении плоского и трехмерного пузырей имеются не только количественные, но и качественные различия. Так, в частности, для растущего плоского пузыря при $\theta < 50^\circ$ сохраняется устойчивость формы вплоть до нулевого значения размера основания, тогда как трехмерный пузырь в случае любых значений θ теряет устойчивость при конечном размере основания. Поскольку изменение формы пузыря после потери устойчивости происходит с существенными динамическими эффектами, характер отрыва пузырей (по основанию или пережиму) не может быть предсказан анализом их равновесных форм. Поэтому отрыв пузыря целиком при малых краевых углах в соответствии с [101] следует рассматривать лишь как эмпирический факт.

Вытекающие из [99—101] представления об отрыве пузырей от реальных шероховатых поверхностей заключаются в следующем. При росте пузыря на микровпадине — центре парообразования — основание пузыря обычно выходит за пределы ее устья, и если размер основания (при его последующем сокращении) в момент потери устойчивости превышает размер устья, то отрыв происходит, как от гладкой поверхности. В этом случае при $\theta < 125^\circ$ эквивалентный диаметр в момент потери устойчивости с достаточной точностью можно определить по формуле (IV.2). При $\theta > 125^\circ$ этот размер также зависит от θ , но эта зависимость нелинейная. Такой же вывод следует из [80].

Если устойчивость пузыря теряется, когда он своим основанием сидит на устье микровпадины, то эквивалентный диаметр зависит

от размера устья и при $R_c < 0,5 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)}}$ определяется формулой

$$d_0 = 2,2 \sqrt[3]{\frac{R_c \sigma}{g(\rho - \rho_n)}} \quad (IV.3)$$

При бóльших размерах впадины (отверстия) зависимость становится более сложной.

Реализация того или иного варианта отрыва определяется соотношением между θ и $\frac{R_c}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)}}}$. При малых θ и больших

$\frac{R_c}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)}}}$ отрыв происходит от кромки впадины, в против-

ном случае — как от гладкой поверхности. Этот результат имеет существенное значение для криогенных жидкостей, характеризующихся близкими к нулю краевыми углами.

Приведенные ранее методы и решения относятся к предельному случаю квазистатического роста и отрыва одиночного пузыря, когда можно ограничиться учетом только подъемной архимедовой силы и силы сцепления с поверхностью, обусловленной поверхностным натяжением. Квазистатический режим отрыва пузыря характерен для области высоких приведенных давлений жидкости. С понижением давления все в большей степени проявляется влияние динамических эффектов, и при низких давлениях, особенно в условиях вакуума, они становятся преобладающими. Переход от квазистатического к динамическому режиму отрыва пузырей, естественно, происходит с понижением давления плавно. Поэтому существует достаточно широкая переходная область, где влияние на отрыв пузыря разных факторов по величине сопоставимо.

В последние годы появился ряд работ по расчету отрывного диаметра парового пузыря, в которых задача отрыва пузыря рассматривается в динамической постановке с учетом возникающих при росте пузыря сил инерции и сопротивления жидкости. Однако расчетная схема, принятая в большинстве этих работ, неудовлетворительна. Она заключается в том, что записываются выражения для действующих на пузырь сил: подъемной архимедовой, поверхностного натяжения, лобового сопротивления, инерции жидкости, а затем из условия равновесия всех сил, включая силу инерции, определяется отрывной диаметр. Справедливая критика такой расчетной схемы дана в [102], там же указана характерная ошибка, допускаемая при определении инерционной силы и так называемого лобового сопротивления. Можно лишь добавить, что сила сопротивления, которую надо вводить в расчет, значительно меньше силы лобового сопротивления при движении пузыря, окруженного жидкостью, и корректное определение ее представляет большие трудности.

Более обоснованный подход к решению задачи об отрывных характеристиках паровых пузырей развит в работах [68, 72, 102—107]. В работах Д. А. Лабунцова и В. В. Ягова [68, 72, 102] решается сначала такая гидродинамическая задача. Возникший в объеме жидкости пузырь рассматривается как растущая и одно-

временно всплывающая сфера. Скорость объемного расширения ее задана. Уравнение баланса сил записывается в виде

$$\frac{d}{d\tau}(mw) = g(\rho - \rho_n)V(\tau). \quad (\text{IV.4})$$

Принимается, что рост пузыря происходит по степенному закону $R = \beta\tau^n$ при постоянном n , равном 0,5, и учитывается, что $\rho_n \ll \rho$, а $w = \frac{ds}{d\tau}$ (где s — координата центра масс пузыря). Баланс сил записывается в виде дифференциального уравнения, связывающего s и τ :

$$\frac{d}{d\tau}\left(\tau^{3n} \frac{ds}{d\tau}\right) = 2g\tau^{3n}. \quad (\text{IV.5})$$

Решение этого уравнения при начальных условиях $R(0) = 0$ и $s(0) = 0$ получается в виде

$$s(\tau) = \frac{g\tau^2}{3n+1}. \quad (\text{IV.6})$$

Затем это решение применяется к пузырю, растущему на поверхности нагрева. При этом в соответствии с опытными наблюдениями считается, что пузырь вначале имеет полусферическую форму. Предполагается, что стенка действует так же, как полуограниченный массив жидкости, показатель степени n в (IV.5) равен 0,5, пузырь в момент отрыва имеет сферическую форму и $s(\tau_0) = R_0$. Тогда из (IV.6) следует, что $R_0 = 0,4g\tau_0^2$. Таким образом, получается второе уравнение, связывающее R и τ .

Согласно [68], соотношение $R = 0,4g\tau^2$ с несколько скорректированным числовым коэффициентом (0,6 вместо 0,4) удовлетворительно (с разбросом 30—40%) описывает экспериментальные данные, полученные в условиях вакуума. Из решения системы уравнений $R_0 = \beta\tau_0^n$ и $R_0 = 0,4g\tau_0^2$ относительно R_0 и τ_0 получается, что

$$R_0 = 1,35\beta^{4/3}g^{-1/3}; \quad (\text{IV.7})$$

$$\tau_0 = 1,82\beta^{2/3}g^{-2/3}. \quad (\text{IV.8})$$

Отсюда, в частности, следует, что отрывной диаметр одиночного пузыря d_0 в динамическом режиме отрыва обуславливается (через постоянную роста β) перегревом поверхности.

В работах [103—107] наиболее общий вариант схемы определения отрывных характеристик пузырей отличается от [68, 72, 102] дополнительным учетом сил поверхностного натяжения и вязкости. Время контакта пузыря с поверхностью нагрева разбивается на две стадии: первая — от момента возникновения до начала отделения от поверхности, вторая — стадия отделения до момента отрыва. Принимается, что координата центра масс пузыря в момент отрыва может быть найдена из эмпирического соотношения $s(\tau_0) = 1,5R_0$. Считается, что в первой стадии силы, действующие на паровой пузырь по направлению к стенке, больше сил, стремящихся оторвать

его, а условием перехода первой стадии во вторую является равновесие сил

$$F_g = F_R + F_v + F_\sigma. \quad (\text{IV.9})$$

Здесь F_g — подъемная архимедова сила, $F_g = \frac{4}{3} \pi R^3 g (\rho - \rho_n)$; F_R — инерционная реакция жидкости при росте пузыря на стенке. Принимается, что пузырь в течение всего периода роста сохраняет сферическую форму, $s(\tau) = R(\tau)$, и что значение n в соотношении $R = \beta \tau^n$ постоянно и равно 0,5. Тогда, согласно [103—106],

$$F_R = \frac{\pi}{3} \rho \beta^4. \quad (\text{IV.10})$$

При тех же предположениях сила вязкого сопротивления [104—105]

$$F_v = 10\pi\mu\beta^2. \quad (\text{IV.11})$$

Сила сцепления, обусловленная поверхностным натяжением:

$$F_\sigma = 2\pi R_c \sigma, \quad (\text{IV.12})$$

где в качестве R_c принято [106] приближенное значение наиболее благоприятного радиуса впадины — центра парообразования

$$(\text{II.47}) \quad R_c = \frac{4\sigma T_n}{r_{0n} \Delta T}.$$

После нахождения значений R и τ в момент начала отделения пузыря решается вторая часть задачи — определяются собственно отрывные характеристики. Как и в [68, 72, 102], для этого используется уравнение движения центра масс пузыря, получаемое из баланса сил, аналогичного (IV.9).

Силы инерционной реакции жидкости и вязкого сопротивления находятся, как для свободно всплывающего пузыря ($s(\tau) > R(\tau)$), хотя предполагается, что в этой стадии пузырь соединен с поверхностью нагрева «ножкой». Сила поверхностного натяжения во второй стадии не учитывается. В результате уравнение движения центра масс пузыря принимает вид

$$\ddot{s}\tau + \left(1,5 + \frac{18\nu}{\beta^2}\right)\dot{s} = 2g\tau. \quad (\text{IV.13})$$

В качестве начальных условий при решении (IV.13) используются ранее полученные значения R и τ в момент перехода от первой стадии ко второй. Далее по условию $s(\tau_0) = 1,5 R_0$ находятся отрывные характеристики, которые представляются в виде

$$R_0 = C_R \beta^{1/3} g^{-1/3}; \quad (\text{IV.14})$$

$$\tau_0 = C_R^2 \beta^{2/3} g^{-2/3}, \quad (\text{IV.15})$$

где

$$C_R = \left[1 + \frac{3,5 + 1,4\gamma}{M}\right]^{1/2} \left(\frac{M}{4}\right)^{1/3};$$

$$M = \left(1 + \frac{30\nu}{\beta^2} + \frac{6R_c\sigma}{\rho\beta^4}\right) \frac{\rho}{\rho - \rho_n}; \quad \gamma = \frac{18\nu}{\beta^2}.$$

В этих выражениях

$$\frac{30v}{\beta^2} = \frac{F_v}{F_R}; \quad \frac{6R_c\sigma}{\rho\beta^4} = \frac{F_\sigma}{F_R}. \quad (\text{IV.16})$$

Как частные случаи, из выражения (IV.14) вытекают: а) соотношение, практически совпадающее с (IV.7), для динамического режима ($F_R \gg F_\sigma$; $F_R \gg F_v$; $C_R = 1,34$); б) соотношение для отрывного размера пузыря при отрыве от кромки впадины — центра парообразования в квазистатическом режиме:

$$R_0 = \sqrt[3]{\frac{3}{2} \frac{R_c\sigma}{g(\rho - \rho_n)}}. \quad (\text{IV.17})$$

Следует заметить, что при определении силы поверхностного натяжения в [103—106] в виде (IV.12) неявно предполагается, что поверхность пузыря вблизи поверхности нагрева имеет форму цилиндра (т. е. краевой угол равен 90°) в течение всего времени роста пузыря на поверхности нагрева. В [105—107] отмечается удовлетворительное совпадение выражения (IV.14) с экспериментальными данными по влиянию давления и ускорения силы тяжести на отрывной размер пузыря.

Если принять предположение о существовании вблизи поверхности нагрева цилиндрической ножки (малой высоты при краевом угле, близком к 90°) и считать, что отрыв парового пузыря в статических условиях аналогичен отрыву газового пузыря при малом расходе газа через отверстие радиусом R_c , то уравнение (IV.17) можно получить непосредственно из баланса подъемной силы и силы поверхностного натяжения: $\frac{4}{3}\pi R_0^3 g(\rho - \rho_n) = 2\pi R_c\sigma$. От-

куда $R_0 = \sqrt[3]{\frac{3}{2} \frac{R_c\sigma}{g(\rho - \rho_n)}}$, что полностью совпадает с (IV.17) и незначительно (менее чем на 5%) отличается от (IV.3). Это соотношение приводится в работах по процессу барботажа путем вдува в жидкость газовых пузырей, а выражение для d_0 в форме $\frac{g(\rho - \rho_n)d_0^3}{D_c\sigma} = 6$ известно как формула Кревелена — Хофтицера [108, 109]. Возможность применения этой формулы в области высоких давлений отмечается в [68]. Как следует из [99—101], область корректного применения формулы (IV.17) в квазистатических условиях определяется соотношением между размером R_c и капиллярной постоянной.

В работе В. Ф. Приснякова [110] в уравнении баланса сил дополнительно учитывается сила сопротивления жидкости, и баланс сил — архимедовой, поверхностного натяжения и сопротивления жидкости, — записанный для момента отрыва, непосредственно используется для определения отрывного размера. Полученное выражение для R_0 в предельном случае преобладания силы сопротивления жидкости близко по структуре к (IV.7). Сила сопротивле-

ния жидкости в [110] найдена формально как лобовое сопротивление сферического тела постоянного размера. Тем не менее полученное выражение для R_0 качественно согласуется с опытными данными по влиянию перегрева на R_0 для различных жидкостей. Для предельного случая квазистатического режима роста соотношение для R_0 , полученное в [110], вырождается в соотношение, аналогичное формуле Фритца. Это объясняется тем, что сила поверхностного натяжения в [110] выражается не через размер впадины — центра парообразования, а через размер пузыря, т. е. поверхность нагрева рассматривается как идеально гладкая.

2. Частота образования (отрыва) пузырей

Для определения частоты отрыва пузырей $f = 1/(\tau_1 + \tau_2)$ в общем случае надо знать составляющие полного периода τ — время роста до отрыва τ_1 и время ожидания τ_2 . Если известны закон роста пузырей и соотношение для отрывного размера, то величину τ_1 можно получить из уравнения роста пузыря. Время выражается через текущий радиус, вместо которого подставляется соотношение для отрывного радиуса. Так определяется величина τ_1 в [103, 105, 106, 111]. В результате получается соотношение типа (IV.15), выражающее τ_1 через постоянную роста β уравнения $R = \beta t^{0.5}$. Конкретный вид этих соотношений определяется видом принятой зависимости β от Ja .

Способы определения τ_2 в [103] и [111] несколько различаются. В [103] используется выражение, приведенное в [24] с целью установления минимального времени ожидания (для впадины наиболее благоприятного размера). Это выражение получено из решения задачи о прогреве полуограниченного массива жидкости при постоянном перегреве его поверхности. В случае принятых в [24] значений постоянных, связывающих размеры зародыша и впадины, оно имеет вид

$$\tau_2 = \frac{144}{\pi a} \left(\frac{\sigma T_H}{r \rho_{II} \Delta T} \right)^2. \quad (IV.18)$$

В [111] τ_2 находится из решения задачи о прогреве полуограниченного массива (жидкости) до заданного значения ΔT на его поверхности при постоянной плотности подводимого теплового потока q :

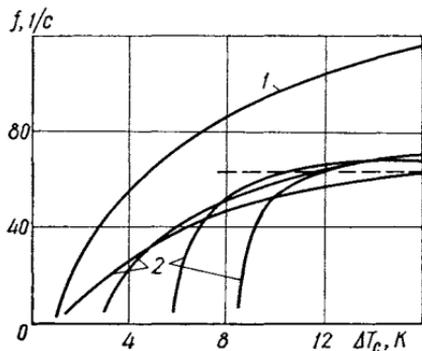
$$\tau_2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\Delta T}{q} \right)^2 \lambda c \rho. \quad (IV.19)$$

Выражения (IV.18) и (IV.19) по своей структуре резко отличаются, что обусловлено различием исходных предпосылок. По-видимому, оба эти решения довольно далеки от действительной зависимости τ_2 от режимных параметров. Выражение (IV.19) более предпочтительно в том отношении, что (IV.18) относится лишь

к центрам с оптимальной геометрией, тогда как для (IV.19) такого ограничения нет. Однако и соотношением (IV.19) не учитываются многие особенности протекания процесса восстановления условий зарождения нового пузыря на данном центре, в том числе — активация новых соседних центров с увеличением плотности теплового потока. Отсюда столь преувеличенная зависимость τ_2 от q .

В работе А. Сина, Б. Майкика и У. Розенова [112] развит иной подход для нахождения времени τ_2 , основанный на том предполо-

Рис. 25



Зависимость частоты образования пузырей от перегрева поверхности по расчету [112] для метанола ($R_c = 2,5$ мкм) (1) и воды ($R_c = 25,4 \div 4,4$ мкм) (2).

жении, что после отрыва пузыря в пору — центр парообразования — проникает жидкость на некоторую глубину, зависящую от угла смачивания и диаметра поры. За счет теплоты, подводимой от поверхности нагрева к жидкости в окрестности центра парообразования, происходит испарение жидкости в поре с поверхности мениска и вытеснение ее из поры. Период ожидания τ_2 в [112] определялся как время, необходимое для полного вытеснения жидкости паром, образующимся при заданном перегреве поверхности ΔT_c . Время контакта пузыря с поверхностью нагрева τ_1 находилось обычным способом по соотношениям для роста пузыря R и отрывного размера R_0 .

Полученные зависимости $f(\Delta T_c)$ имеют асимптотический характер: с возрастанием ΔT_c из-за сокращения времени τ_2 значение f быстро увеличивается и приближается к некоторому предельному, соответствующему величине τ_1 .

Решение (с упрощающими допущениями) проведено численным методом для воды и метанола. Его результаты представлены в [112] графически в виде зависимости частоты образования пузырей от перегрева поверхности для пор различного диаметра (рис. 25). Пунктирной линией на рис. 25 авторы [112] показали наши опытные данные [113] об усредненных значениях f , полученных для ансамбля пузырей при кипении воды. Как видно, расчетные и опытные значения f оказались довольно близкими. Тем не менее возможности и точность предложенного в [112] расчетного метода не

следует преувеличивать, так как в наших опытах время выжидания τ_2 составляло 15—30% общего времени τ , тогда как хорошее совпадение опытных и расчетных данных наблюдается в том интервале ΔT_c , где расчетное время ожидания τ_2 близко к нулю.

Расхождение между расчетными и опытными значениями τ_2 объясняется рядом причин: 1) геометрическая форма реальных пор сильно отличается от идеализированной формы, принимаемой в расчетных схемах; 2) методы, основанные на использовании величины краевого угла, не могут претендовать на большую точность.

Приближенная оценка частоты образования пузырей несколько облегчается, если $\tau_2 \rightarrow 0$. Это — область высоких давлений и больших плотностей теплового потока. В этом случае значение частоты близко к $f = 1/\tau_1$. При низких давлениях и малых плотностях теплового потока значение частоты приближается к $f = 1/\tau_2$. Между этими крайними случаями расположена достаточно широкая область параметров, в которой заметным образом влияют на f обе составляющие (τ_1 и τ_2) полного времени.

Расчетное определение внутренних характеристик процесса кипения представляет собой сложную задачу даже для идеализированных условий работы одиночного центра парообразования. Предложенные решения для отрывных диаметров и частот основаны на упрощающих предположениях, часто далеких от действительности. Действующие на пузырь силы вычисляются обычно лишь приближенно, а в некоторых случаях — некорректно. Так, подъемная архимедова сила находится из упрощенного выражения $F_g = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho - \rho_n)$ без учета размера основания пузыря. Если учесть избыточное давление пара в пузыре и принять, что основание пузыря имеет форму круга диаметром d_k , то

$$F_g = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho - \rho_n) + \left[\frac{4\sigma}{d} - dg (\rho - \rho_n) \right] \frac{\pi d_k^2}{4}. \quad (\text{IV.20})$$

Выражение для силы сцепления, обусловленной поверхностным натяжением, записывается также упрощенно. В общем виде

$$F_\sigma = \pi d_k \sigma f(\theta). \quad (\text{IV.21})$$

Обычно принимается $f(\theta) = \sin \theta$; $\theta = 90^\circ$; $F_\sigma = \pi d_k \sigma$.

Еще больше неопределенности и произвольного (иногда явно ошибочного) толкования в подходе к определению силы сопротивления F_v , обусловленной вязкостью жидкости.

Недостаточно полно и корректно оценивается эффект действия инерционной реакции жидкости F_R . Даже в лучших вариантах решения задачи об отрывном диаметре показатель степени n в выражении $R = \beta \tau^n$ принимается постоянным и равным 0,5. Между тем при кипении на поверхности нагрева этот показатель изменяется во времени: с ростом пузыря заметно снижается, достигая минимума перед отрывом пузыря. При существенном замедлении

роста пузыря и соответственном уменьшении n до значений, меньших 0,25, изменяется знак инерционной силы, и она из прижимающей превращается в отрывающую, что справедливо отмечается в [68, 72, 102—107]. В то же время в уравнениях баланса сил [68, 72, 102—107] вследствие предположения, что $n = \text{const} = 0,5$, сила инерции F_R всегда учитывается как прижимающая. Этот существенный недостаток объясняется отсутствием надежных опытных данных об изменении n в процессе роста пузыря при различных условиях кипения и трудностью решения задачи при постановке ее в столь общем виде.

Методы теоретического определения частоты отрыва пузыря развиты еще в меньшей степени, чем методы нахождения отрывного размера.

На подробном рассмотрении всех вариантов расчетных методик останавливаться нет необходимости. Из приведенных замечаний ясно, что корректные решения задачи расчетного определения внутренних характеристик кипения для одиночного пузыря возможны лишь в результате более строгого подхода к этой задаче и привлечения новых идей для ее решения.

3. Экспериментальные исследования работы одиночного центра парообразования

Количество экспериментальных исследований работы одиночного центра парообразования невелико. Начало детальным исследованиям в этой области положено работой Ф. Мура и Р. Меслера [58]. Основной целью ее и последующих работ было изучение температурных полей поверхности нагрева и жидкости, а также условий формирования и существования тонкой пленки (микрослоя) жидкости у основания пузыря. При этом внутренние характеристики процесса не были предметом подробного исследования.

Систематическое изучение внутренних характеристик процесса кипения на одиночном центре парообразования и их связи с локальными тепловыми параметрами выполнено в ИТТФ А. А. Кривешко [32]. Существенной особенностью примененной им методики был обогрев небольшого по площади участка поверхности. При этом после активации центра парообразования в пределах обогреваемого участка кипение происходило на единственном центре в относительно широком интервале изменения плотности теплового потока. Результаты этих экспериментальных исследований и их обсуждение приведены в [32, 114—117].

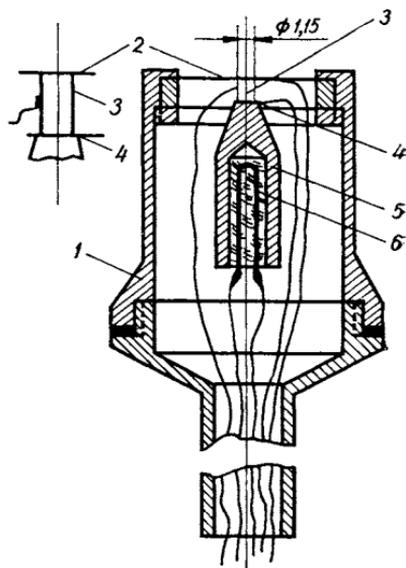
Такая методика позволила изучить взаимосвязь внутренних характеристик и локальных тепловых параметров. Конструкцией опытного элемента предусмотрена возможность измерения средних по обогреваемому участку плотности теплового потока и температуры. Опыты проводились при кипении догретой до насыщения воды

под атмосферным давлением в условиях свободного движения (большого объема). Опытный элемент (рис. 26) состоял из цилиндрического латунного корпуса, закрытого сверху мембраной из пермаллоевой фольги толщиной 0,07 мм. Изнутри к центру мембраны контактной сваркой приварен торцом копелевый стержень — тепловод диаметром 1,15 и длиной 2,2 мм. К другому торцу стержня приварена промежуточная пермаллоевая пластина из такой же фольги, к которой твердым припоем припаян медный

Рис. 26

Схема опытного элемента для исследования кипения на одиночных центрах парообразования:

- 1 — корпус; 2 — пермаллоевая мембрана;
- 3 — копелевый стержень — тепловод;
- 4 — пермаллоевая пластина;
- 5 — медный цилиндр;
- 6 — нихромовый электронагреватель.



полый цилиндр с расположенным внутри в фарфоровой изоляции нихромовым электронагревателем.

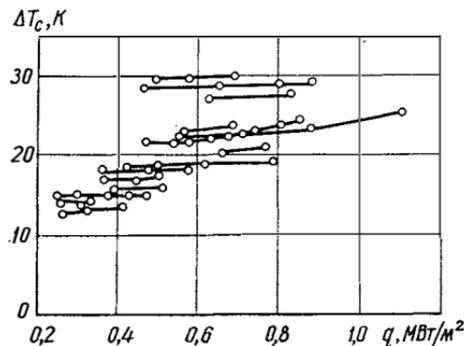
Места сварки копелевого стержня с пермалловыми мембраной и промежуточной пластиной образовывали спаи термопар. Отводы, приваренные к каждому из этих трех элементов, позволяли определять температуру поверхности и перепад температуры по длине тепловода, а по нему — плотность теплового потока.

Опытный элемент был установлен внутри рабочей камеры, снабженной внешними электронагревателями и двумя окнами для съемки процесса кипения скоростной кинокамерой. Сигналы термопар могли подаваться как на потенциометр постоянного тока, так и через усилитель на светолучевой (или электронный) осциллограф. Киносъемка процесса кипения сопровождалась синхронной записью колебаний температуры поверхности светолучевым осциллографом.

Центрами парообразования были элементы естественной шероховатости поверхности, что приближало условия зарождения паровых пузырей к реальным (поверхность обрабатывалась

наждачной бумагой различной зернистости). Однако из-за малой площади обогреваемого участка располагаемый набор впадин — потенциальных центров парообразования — был по сравнению с поверхностями больших размеров более ограниченным, что обусловило повышение перегрева, необходимого для начала кипения. Перегревы поверхности в различных сериях опытов были разными, так как перед каждой серией поверхность нагрева вновь обрабатывалась наждачной бумагой. Кроме увеличения перегрева

Рис. 27



Влияние локальной плотности теплового потока на перегрев поверхности вблизи одиночных центров парообразования при кипении воды ($p = 0,1$ МПа).

поверхности наблюдалось также значительное увеличение плотности теплового потока, при которой начиналось кипение, что связано с высокой интенсивностью однофазного конвективного теплообмена при локальном обогреве участка поверхности.

Средние во времени перегревы поверхности при работе различных центров парообразования (т. е. для разных серий опытов) изменялись в довольно широком интервале (от 7 до 30 К), тогда как для данного центра (т. е. в пределах одной серии) их значения при изменении плотности теплового потока сохранялись почти постоянными (рис. 27). Ясно, что основным фактором, изменяющимся от серии к серии, была геометрия центра парообразования. Это обусловило различие перегрева поверхности в момент образования пузыря и различие среднего перегрева в разных сериях. Кипение на достаточно протяженных нагревателях характеризуется заметной зависимостью перегрева от плотности теплового потока $\Delta T(q)$. При кипении на одиночном центре такая зависимость весьма незначительна, что объясняется следующим. Как показали опыты [32], минимальное и максимальное за цикл образования пузыря значения температуры поверхности практически не зависят от интенсивности обогрева. При наблюдаемой форме кривой изменения температуры поверхности это приводит к тому, что и среднее во времени значение температуры зависит от q очень слабо.

Следовательно, активация центра парообразования может рассматриваться как появление локального поверхностного стока теплоты малой, но конечной площади. В силу специфического ме-

ханизма переноса теплоты такой сток отличается способностью поддерживать среднюю во времени температуру своей поверхности практически независимой от переносимого им теплового потока. Площадь стока близка к максимальной площади видимого основания пузыря, образующихся на центре, а поддерживаемая средняя температура поверхности стока определяется геометрией соответствующей микровпадины.

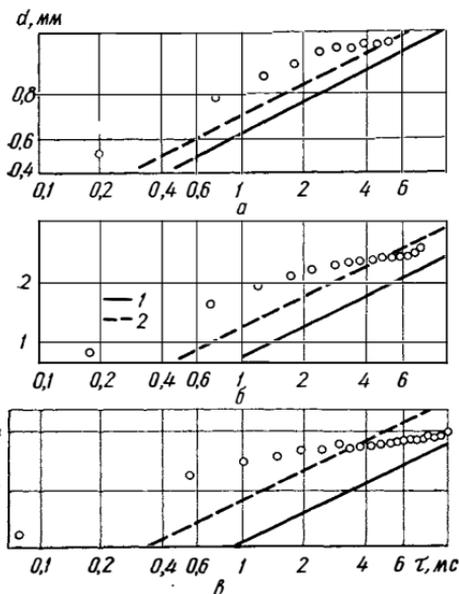
Геометрические и временные характеристики пузырей, образующихся на одном и том же центре парообразования при постоянной плотности теплового потока, колеблются относительно слабо — в пределах 10—15%, так как при действии лишь одного центра отсутствуют посторонние тепловые и гидродинамические возмущения. В случае изменения интенсивности обогрева поверхности и в особенности при переходе от одного центра к другому интервал значений характеристик становится достаточно широким: значения отрывного размера лежат в пределах от 1,7 до 3,9 мм, а частоты отрыва — от 12 до 80 1/с. При достижении паровым пузырем макроскопических размеров форма и размеры центра парообразования уже не влияют непосредственно на поведение пузыря, а в одной и той же серии неизменной осталась и сама микроструктура поверхности нагрева. Поэтому все различия в характере развития паровых пузырей связаны с разной тепловой обстановкой вблизи центра парообразования. Она формируется под влиянием двух факторов. Первый из них — максимальный за цикл локальный перегрев поверхности — определяется геометрией микровпадины — центра парообразования — и слабо зависит от плотности теплового потока, как и средний во времени локальный перегрев. Второй фактор — интенсивность подвода теплоты к центру парообразования — характеризуется средней во времени плотностью теплового потока. Она сказывается на профиле температуры в прилегающем к поверхности нагрева слое жидкости и на времени восстановления условий, необходимых для начала роста пузыря.

Форма пузырей при кипении воды под атмосферным давлением сильно отличается от сферической (отношение горизонтального размера к вертикальному зависит от перегрева и изменяется в пределах от двух в начале роста до единицы перед отрывом, увеличиваясь с повышением среднего перегрева). Величина видимого краевого угла переменна и лишь к моменту отрыва достигает значения, близкого к равновесному. Диаметр основания в течение первых 2—3 мс достигает максимального значения.

Опыты показали, что рост пузыря на поверхности нагрева не может быть описан соотношением вида $R = C\tau^{1/2}$. Оно соблюдается лишь в начальной весьма короткой стадии роста. На рис. 28 показаны зависимость диаметра пузыря (эквивалентного по объему шара) от времени роста (точки нанесены с уточнением нулевого момента в пределах времени транспортирования одного кадра) и линии, построенные по некоторым известным формулам такого вида.

Вывод о постоянстве показателя степени при τ в формулах вида $R = C\tau^n$ и о пропорциональности радиуса растущего пузыря квадратному корню из времени роста τ вытекает из принятых при получении этих формул упрощенных модельных представлений и из обычно постулируемого постоянства соотношения между площадью полной поверхности пузыря и площадью той её части, где происходит испарение жидкости, лимитируемое нестационарной теплопроводностью. В реальных условиях кипения на твердой

Рис. 28



Сравнение опытных данных о росте пузырей при кипении воды на одиночных центрах с расчетом по (III.35) (1) и (III.40) (2):
 $a - \Delta T_c = 9,7$ К; $b - \Delta T_c = 17,1$ К;
 $\epsilon - \Delta T_c = 28,8$ К.

поверхности имеет место более или менее выраженное отклонение от этого предположения. Во-первых, при росте пузыря микрослой испаряется, обнажая сухую поверхность, а в более поздней стадии диаметр основания (и поверхность микрослоя) сокращается от максимума до нуля при отрыве. Вследствие этого вклад микрослоя (или узкого кольцевого участка по периферии основания) в испарение постепенно уменьшается. Во-вторых, растущий пузырь внедряется в слои более холодной жидкости, так что доля его криволинейной поверхности, с которой происходит интенсивное испарение, также сокращается. Эти обстоятельства приводят к заметному отклонению зависимости R (τ) от вида $R = C\tau^{0,5}$.

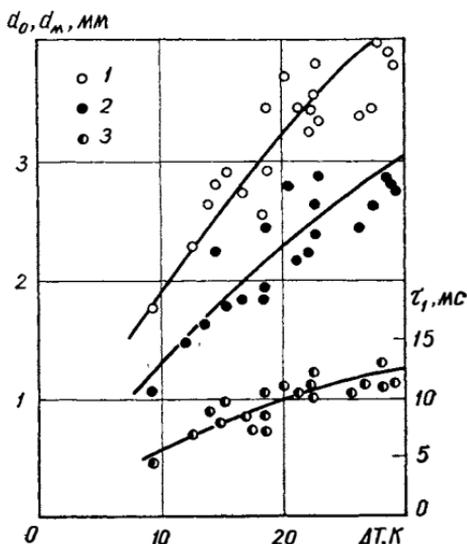
Дополнительными факторами, способствующими усилению такого отклонения, являются локальный обогрев, ограничивающий участок интенсивного испарения микрослоя и отбора теплоты от твердой поверхности, а также отсутствие других центров парообразования, действие которых способствовало бы выравниванию пристенного профиля температуры. В опытах наблюдалось по-

стоянное уменьшение показателя степени при τ от близкого к 0,5 в начальной видимой стадии до 0,2 и даже до 0,1 при отрыве.

Характер влияния перегрева поверхности на рост пузырей согласуется как с известными решениями, так и с экспериментальными данными других работ — с увеличением перегрева скорость роста повышается. Вместе с тем отмечено противоположное влияние интенсивности подвода теплоты на скорость роста — с воз-

Рис. 29

Влияние перегрева поверхности на отрывной размер пузырей (l), максимальный диаметр основания d_m (2) и время роста до отрыва τ_1 (3) при кипении воды на одиночных центрах.



растанием q при практически том же ΔT она несколько снижается, что не учитывается расчетными зависимостями.

Количественное сопоставление опытных данных $R(\tau)$ по одиночному пузырю с расчетными зависимостями затруднительно и не вполне правомерно не только из-за непостоянства показателя степени n при τ , но и по другой причине. Эмпирические постоянные в расчетных соотношениях определялись на основании опытов, проведенных на более или менее протяженных поверхностях. При этом использовались данные о среднем по поверхности перегреве — более высоком, чем локальный перегрев в окрестности центра парообразования.

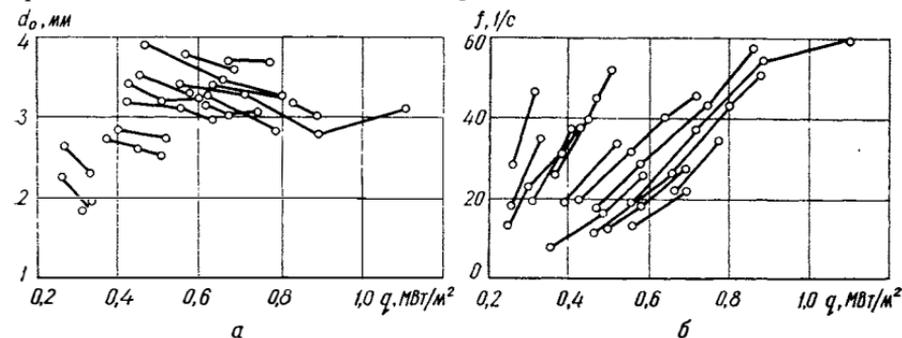
Опыты на одиночном центре проводились при малом приведенном давлении жидкости и высоких перегревах поверхности нагрева. Поэтому рост пузырей происходил в динамическом режиме. Об этом свидетельствуют как сплюснутая (близкая к полусферической) форма пузырей в начальный период роста, так и зависимость отрывного размера, максимального диаметра основания и времени контакта с поверхностью нагрева от ее перегрева (рис. 29). В динамическом режиме центры, работающие при более высоких

ΔT , генерируют более крупные пузыри, а с ростом q отрывные диаметры незначительно (приблизительно пропорционально $q^{-0,3}$) уменьшаются (рис. 30, а). Таким образом, отрывной размер пузыря является своего рода интегральной характеристикой теплового состояния перегретого пристенного слоя в окрестности центра парообразования к моменту возникновения пузыря.

В условиях, когда вся подводимая теплота переносится при действии лишь одного центра парообразования, оказалось возможным

Рис. 30

Опытные данные о влиянии локальной плотности теплового потока на отрывной диаметр (а) и частоту образования (б) пузырей при кипении воды на одиночных центрах.



установить взаимосвязь частоты образования пузырей f и локальных тепловых режимных параметров — перегрева ΔT и плотности теплового потока q . Во-первых, в некотором интервале значений q , начиная с теплового потока, соответствующего началу кипения, отчетливо наблюдается зависимость частоты от q . Повышение q приводит к увеличению f (рис. 30, б), что для одиночного центра вполне естественно. При этом темп увеличения f с повышением q снижается. Во-вторых, при разных значениях q частота отрыва для разных центров различна — в центрах, работающих при меньших перегревах и генерирующих пузыри меньшего диаметра, частота отрыва больше.

Влияние q и ΔT на f осуществляется через составляющие периода образования пузырей — время контакта пузыря с поверхностью нагрева τ_1 и время контакта жидкости с поверхностью от отрыва пузыря до появления следующего τ_2 (время ожидания). Значением ΔT (т. е. геометрией центра) определяются обе эти величины — большим ΔT соответствуют более высокие их значения. Изменение интенсивности обогрева (плотности теплового потока) отражается главным образом на времени ожидания τ_2 . С увеличением q оно резко уменьшается, асимптотически стремясь к нулю. Одновременно с этим происходит и незначительное уменьшение τ_1 , соответствующее уменьшению отрывного диаметра (см. рис. 30, а).

Активирующиеся при более высоких ΔT центры начинают генерировать пузыри с меньшей частотой. С увеличением плотности теплового потока частота возрастает, асимптотически приближаясь к предельному значению, равному $1/\tau_1$, поскольку τ_2 уменьшается значительно быстрее, чем τ_1 . Этот предел в опытах на одиночном центре практически не достигался, так как режим работы центра парообразования нарушался в связи с активацией на обогреваемом участке нового центра.

Проведенные в этих условиях наблюдения, как и следовало ожидать, показали, что при включении в работу второго центра он начинает генерировать пузыри со значительно меньшей частотой, чем первый центр, и частота отрыва пузырей, генерируемых первым центром, при этом уменьшается.

4. Усредненные внутренние характеристики процесса кипения чистых жидкостей и растворов

Теоретические и экспериментальные исследования скорости роста одиночного парового пузыря и других внутренних характеристик процесса кипения при работе одного центра парообразования несомненно представляют большой интерес. Работы этого направления в последние 10—15 лет привлекли внимание ряда исследователей. Они полезны и важны в принципиальном отношении для анализа существенных вопросов проблемы, уточнения представлений о физике кипения и дальнейшей разработки теории этого процесса.

Следует заметить, что работы по механике и характеристикам одиночного пузыря находятся пока на начальной стадии своего развития. Количество экспериментальных исследований крайне ограничено, теоретические решения приближенны, а в некоторых случаях и не вполне корректны.

Однако еще более важно то, что результаты работ, полученные для одиночного пузыря, независимо от их корректности и точности, к сожалению, недостаточны для решения основных задач теории теплообмена при кипении — определения интенсивности и кризиса теплообмена при пузырьковом кипении. Причина этого заключается в том, что условия работы одного центра парообразования существенным образом отличаются от условий работы ансамбля одновременно действующих центров. При кипении на протяженных поверхностях нагрева в значительной мере проявляется влияние коллективных эффектов, обусловленных активацией новых центров с увеличением плотности теплового потока, взаимодействием паровых пузырей между собой и с потоками жидкости, возникающими в процессе кипения, и т. п. Это настолько меняет физическую картину процесса, что и абсолютные значения, и закономерности изменения внутренних характеристик процесса оказываются совершенно иными, чем при работе одиночного центра.

Достаточно заметить, что если на одиночном центре увеличение тепловой нагрузки, начиная с $q_{н.к.}$, естественно сопровождается возрастанием частоты отрыва пузырей, то при работе многих центров средняя по ансамблю пузырей частота f практически не зависит от тепловой нагрузки q . Незнание или игнорирование существенных различий в закономерностях изменения внутренних характеристик процесса в том и другом случаях приводит к недоразумениям и неправильным выводам о влиянии этих характеристик на интенсивность теплообмена при кипении. Такие выводы встречаются в некоторых опубликованных работах, например в [118].

Для развития методов решения практических задач теории теплообмена при пузырьковом кипении исследования усредненных характеристик процесса кипения (для многих центров) более актуальны, чем работы по определению характеристик одиночных пузырей. Корректное теоретическое решение этой задачи представляет большие трудности. Единственным надежным путем в этом направлении пока является накопление достоверных опытных данных и их обобщение.

Первые наблюдения отрывных диаметров и частот отрыва пузырей (при кипении воды и четыреххлористого углерода) были выполнены М. Якобом и В. Линке еще в тридцатых годах [119]. Однако в результате этих наблюдений были получены весьма преуменьшенные значения d_0 , f и их произведения и сделан необоснованный вывод о постоянстве величины d_0f для разных жидкостей. Данные о d_0 и f , приведенные в опубликованных с тех пор до 1959 г. нескольких работах других авторов, были отрывочными, весьма многочисленными и большей частью так же, как в [119], неточными.

Отсутствие надежных данных о внутренних характеристиках процесса кипения на протяженных поверхностях и важность получения таких данных для развития теории теплообмена при кипении побудили нас к постановке систематических опытов по определению d_0 , f и d_0f для разных жидкостей с учетом статистической природы процесса пузырькового кипения. Опыты были начаты в 1959 г. в проблемной лаборатории теплообмена и газодинамики КПИ, где в 1960—1961 гг. была выполнена основная серия опытов по кипению чистых жидкостей, а в 1962 г. — по кипению воды и растворов в условиях вакуума. Весь цикл проведенных в КПИ исследований — достаточно трудоемких, требовавших большой тщательности и накопления обширного экспериментального материала — выполнен при постоянном участии Ю. Н. Островского.

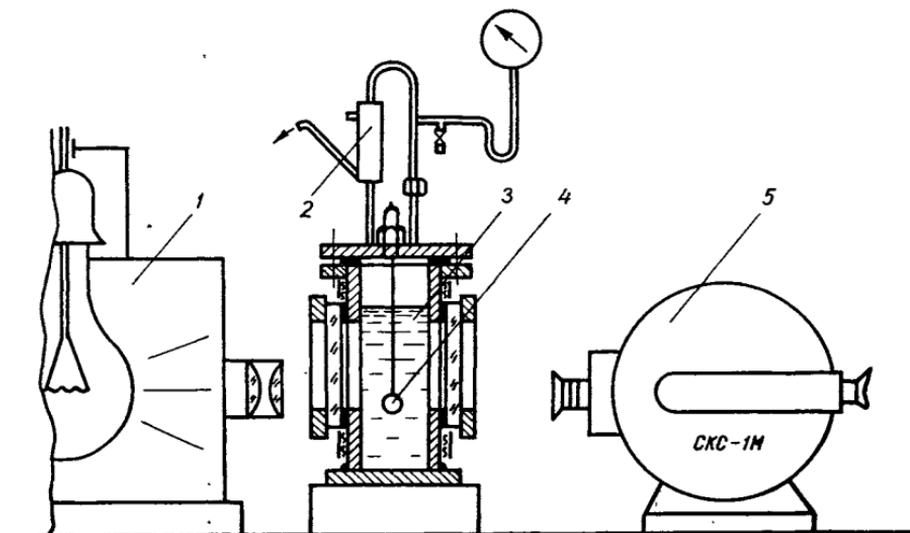
В дальнейшем эти исследования были продолжены и завершены в отделе высокофорсированного теплообмена ИТТФ, где получены дополнительные данные по некоторым чистым жидкостям, а также данные о внутренних характеристиках процесса при кипении бинарных смесей (Ю. Н. Островский) и при кипении воды с недогревом (Д. М. Костанчук). Результаты опытов опубликованы в [83, 84, 113, 120—129].

В качестве жидкостей для основной серии опытов 1960—1961 гг. были выбраны вода, четыреххлористый углерод, фреон-12 и этиловый спирт. Опыты проводились на трех видах смачиваемых поверхностей нагрева: пермаллое, латуни и меди. Впоследствии были получены данные при кипении на пермаллое метанола, *n*-бутанола и бензола. Отрывные диаметры и частоты отрыва пузырей определялись с помощью высокоскоростной киносъемки процесса кипения насыщенной жидкости в условиях свободного движения

Рис. 31

Схема установки для исследования внутренних характеристик кипения:

1 — осветитель; 2 — конденсатор; 3 — рабочая камера; 4 — опытный элемент; 5 — кинокамера.



(в большом объеме). Высокоскоростная кинокамера СКС-1М, снимающая со скоростью 4000 кадров/с, снабжалась отметчиком времени, который позволял устанавливать длительность наблюдаемого процесса. Опыты показали, что скорость съемки до 1000 кадров/с была достаточной для получения надежных данных по скорости роста паровых пузырей при кипении насыщенной жидкости.

Кипение исследуемой жидкости происходило на опытном элементе, помещенном в камеру из нержавеющей стали (рис. 31). Специальные окна из термостойкого стекла предназначались для наблюдения и фотографирования. При давлении ниже атмосферного к камере подключался конденсатор-холодильник, имеющий регулируемую поверхность охлаждения, которая позволяла поддерживать постоянное давление.

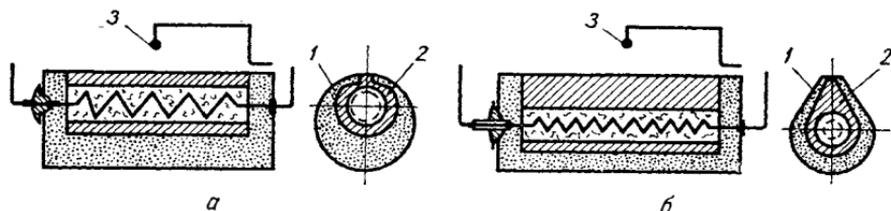
Опытный элемент (рис. 32, а) изготавливался из металлического тонкого листа (0,1—0,15 мм) в виде горизонтального

герметичного цилиндра диаметром 20 и длиной 50 мм. Обогреваемая поверхность опытного элемента представляла собой узкую полосу вдоль верхней образующей цилиндра. Это достигалось следующим образом. К верхней части цилиндра изнутри был припаян полый медный стержень, имеющий продольное ребро шириной 1,5 мм. В просверленном в стержне канале размещался нихромовый нагреватель. Внутреннее пространство цилиндра заполнялось прокаленным песком, что давало возможность использовать

Рис. 32

Схемы опытных элементов для исследования кипения жидкостей (а) и вязких растворов (б):

1 — корпус; 2 — полый медный стержень с электронагревателем; 3 — калибр.



опытный элемент при давлениях до 1 МПа. Нихромовый или медный шарик диаметром 0,5—2,0 мм, помещенный над обогреваемой поверхностью опытного элемента, служил калибром для определения масштаба фотографий. Конструкция опытного элемента позволяла наблюдать в фокальной плоскости объектива узкую поверхность нагрева, на которой происходило кипение, и исключать таким образом возможные искажения размера отрывного диаметра пузыря при сравнении его с калибром.

Кипение фреона-12, имеющего низкую температуру насыщения при атмосферном давлении, изучалось либо в камере, заключенной в специальный термостат, заполняемый «сухим льдом» (твердая двуокись углерода), или в сосуде Дьюара, нижняя часть которого имела прозрачные стенки, что давало возможность обходиться без дополнительного охлаждения.

Для получения стабильных результатов обогреваемая поверхность опытного элемента подвергалась предварительному «формированию», происходившему в результате кипения исследуемой жидкости на данной поверхности нагрева в течение длительного времени (до 18 часов). Плотность теплового потока на поверхности опытного элемента регулировалась соответствующей аппаратурой и устанавливалась таким образом, чтобы можно было наблюдать максимально возможное число паровых пузырей и при этом избежать оптического наложения одного пузыря на другой. Опытный элемент поддерживался при таком тепловом потоке в течение 20—30 мин, после чего производилась съемка. Для определения значений плотности теплового потока были проведены специальные тарировочные опыты. Наблюдения осуществлялись также при по-

ниженных тепловых нагрузках, когда в поле зрения было 3—5 центров парообразования.

Размер паровых пузырей, покидающих поверхность нагрева, устанавливался сравнением его с калибром, сфотографированным на той же пленке. Частота отрыва пузырей определялась для каждого активного центра парообразования подсчетом количества кадров, снятых в течение времени между последовательными отрывами двух пузырей, наблюдаемых при известной скорости съемки,

ТАБЛИЦА 1

Поверхность нагрева	Вода	Фреон-12	Четырех-хлористый углерод	Этиловый спирт
Пермаллой	309	333	197	680
Латунь	390	367	243	385
Медь	266	433	533	382

которая в свою очередь контролировалась измерением временных промежутков.

Наблюдения проводились при следующих плотностях теплового потока: для воды от $15 \cdot 10^3$ до $60 \cdot 10^3$ Вт/м²; для фреона-12 от $3 \cdot 10^3$ до $12 \cdot 10^3$ Вт/м² и для других жидкостей от $10 \cdot 10^3$ до $50 \cdot 10^3$ Вт/м². С учетом статистической природы изучаемого процесса было осуществлено большое количество наблюдений. В каждой серии опытов (для каждого сочетания жидкость — поверхность нагрева) количество пузырей, по которым произведены наблюдения и обработка опытных данных, составляло от 200 до 400, а в некоторых сериях и больше. Это полностью гарантировало получение надежных данных (очень высокую доверительную вероятность — более 0,95, при малом доверительном интервале — менее 0,05). В табл. 1 показано количество паровых пузырей, по которым произведены наблюдения и обработка опытных данных в основной серии опытов. Результаты проведенного кинематографического исследования процесса кипения для семи различных по своим свойствам жидкостей, кипящих на смачиваемых поверхностях нагрева при атмосферном давлении, приведены в табл. 2.

Из проведенных опытов вытекают следующие выводы.

1. Средняя скорость роста паровых пузырей $w'' = d_0 f$ для разных жидкостей при одинаковом давлении, вообще говоря, различна.

2. Ранее опубликованные немногочисленные опытные данные о скорости роста паровых пузырей весьма неточны. Так, например, действительное значение w'' для воды в 2 раза больше, чем это считалось до проведения наших опытов.

3. Величина w'' зависит от физических свойств жидкости и ее пара и практически не зависит от материала смачиваемой поверхности нагрева.

4. Свойства материала поверхности нагрева в некоторой мере влияют на величину среднего отрывного диаметра парового пузыря d_0 и частоту отрыва пузырей f . Однако с изменением d_0 происходит соответствующее изменение в противоположном направлении частоты отрыва f . Поэтому произведение $d_0 f$ практически остается постоянным.

5. Для подавляющего большинства паровых пузырей, образующихся на данной поверхности, большей частоте соответствует

ТАБЛИЦА 2

Рабочее вещество	Материал поверхности нагрева									Среднее значение		
	пермаллой			латунь			медь					
	d_0 , мм	f , 1/с	w'' , мм/с	d_0 , мм	f , 1/с	w'' , мм/с	d_0 , мм	f , 1/с	w'' , мм/с	d_0 , мм	f , 1/с	w'' , мм/с
Вода	2,50	61	153	2,3	67	157	2,8	56	157	2,50	62	155
Фреон-12	0,70	84	59	0,7	99	69	0,7	91	64	0,70	91	64
Четыреххлористый углерод	1,10	110	121	1,1	108	119	1,1	106	117	1,10	108	119
Этиловый спирт 96,5%	1,00	114	114	1,1	112	123	1,2	98	118	1,10	108	119
Метиловый спирт	1,68	74	124	—	—	—	—	—	—	1,68	74	124
Нормальный бутиловый спирт	1,05	106	111	—	—	—	—	—	—	1,05	106	111
Бензол	1,00	99	99	—	—	—	—	—	—	1,00	99	99

такой (меньший) отрывной диаметр, при котором значение w'' сохраняется постоянным. Таким образом, среднее значение $w'' = d_0 f$ действительно является величиной, характерной для данной жидкости и ее пара.

6. Значения w'' для исследованных жидкостей, кроме фреона-12, колебались около 0,11 м/с и не сильно отличались от значений w'' для воды.

Скорость роста паровых пузырей w'' для фреона-12 в 2,5 раза меньше, чем для воды. Этим объясняется трудность обобщения экспериментальных данных по коэффициентам теплоотдачи для кипящего фреона-12 при использовании формул, которые не содержат w'' .

7. Кривые распределения вероятностей d_0 , f и w'' не вполне симметричны (рис. 33) и, строго говоря, относятся к классу распределений Пирсона. Распределение вероятностей этих величин является гамма-распределением. Однако для всех этих величин параметр гамма-функции таков, что, например, среднее значение отрывного диаметра d_0 отличается от наиболее вероятного значения менее чем на 10%. Поэтому полученный результат можно сформулировать следующим образом: распределения вероятностей величин отрывных диаметров, частот и скоростей роста паровых пузырей близки к нормальному распределению вероятностей. Этот вывод позволяет существенно упростить обработку результатов,

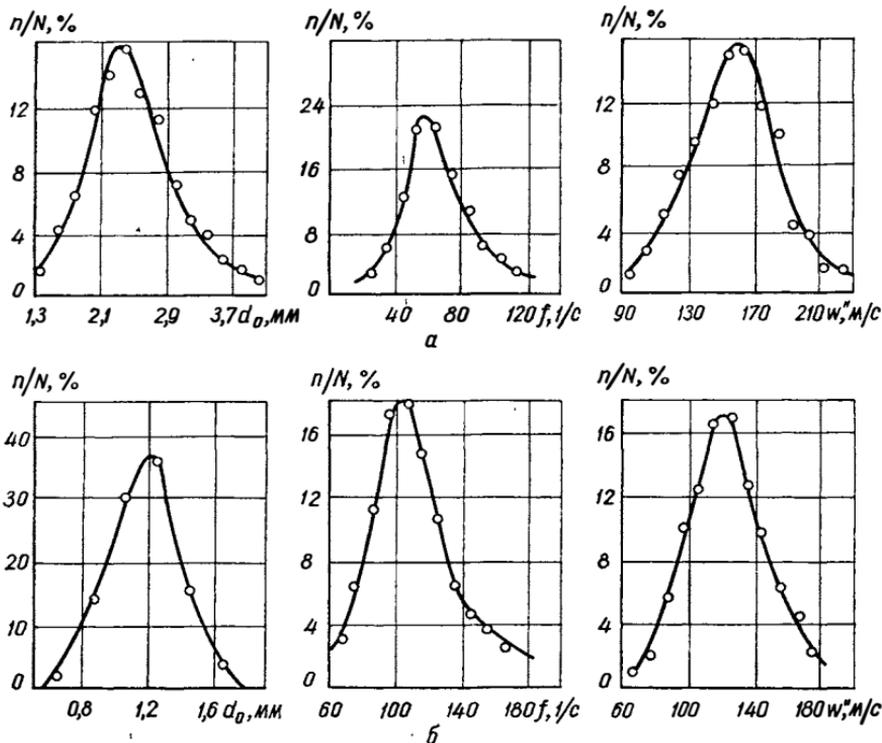
так как наиболее вероятные значения исследуемых величин близки к среднеарифметическим.

8. Опытами не обнаружено влияния изменения тепловой нагрузки поверхности нагрева в 4—5 раз на среднее значение w'' , что согласуется с данными, полученными при кипении метилового спирта Дж. Уэстуером и А. Перкинсом [130].

Для выяснения влияния давления на скорость роста паровых пузырей были проведены опыты с чистыми жидкостями в диапазо-

Рис. 33

Кривые распределения отрывного диаметра, частоты отрыва и средней скорости роста паровых пузырей при кипении воды (а) и этилового спирта (б) при атмосферном давлении.



не давлений от 0,1 до 1 МПа. С целью получения сравнимых результатов опыты проводились сериями на каждой поверхности нагрева с последовательным прохождением всего исследуемого интервала давлений, начиная с 0,1 МПа. Найденные в опытах зависимости средней скорости роста паровых пузырей от давления для воды и этилового спирта приведены на рис. 34. Для возможности сопоставления данных по оси ординат отложены относительные значения скорости роста паровых пузырей $w''/w''_{0,1}$ (по сравнению с $w''_{0,1}$ при давлении 0,1 МПа). Как видно из графика, для этилового

спирта наблюдается более быстрый темп уменьшения величины w'' с ростом давления, чем для воды. Так, при давлении 0,9 МПа в случае кипения воды величина w'' уменьшается по сравнению с $w''_{0,1}$ при 0,1 МПа в 6,6 раза, а при кипении этилового спирта — в 9 раз. Это соответствует наблюдаемому факту более сильного относительного повышения интенсивности теплообмена с увеличением давления в случае кипения этилового спирта по сравнению с водой.

Рис. 34

Влияние давления на среднюю скорость роста пузырей при кипении воды (1—3) и этилового спирта (4—6) на поверхностях из различных материалов:

1, 4 — пермаллой; 2, 5 — латунь; 3, 6 — медь.

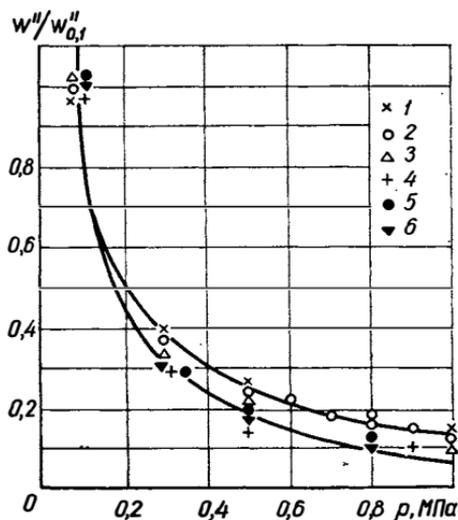
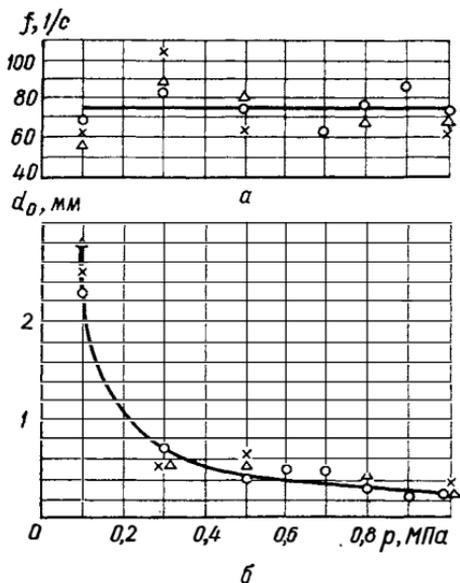


Рис. 35

Изменение частоты отрыва (a) и отрывного диаметра (b) пузырей с ростом давления при кипении воды (обозначения те же, что и на рис. 34).



На рис. 35 показано изменение отрывного диаметра и частоты отрыва паровых пузырей при кипении воды в интервале давлений 0,1—1 МПа. Сопоставление кривой изменения d_0 в случае кипения воды, приведенной на рис. 35, с кривой изменения $w''/w''_{0,1}$, показанной на рис. 34, свидетельствует о том, что скорость роста паровых пузырей изменяется почти исключительно за счет уменьшения отрывного диаметра пузырей при практически постоянной частоте отрыва. С ростом давления при постоянной тепловой нагрузке поверхности нагрева наблюдается сильное увеличение числа действующих центров парообразования. Опыты, выполненные с четыреххлористым углеродом при давлениях 0,3 и 0,5 МПа и с фреоном-12 при давлении 0,67 МПа, показали аналогичные зависимости w'' от давления.

Наряду с кипением чистых жидкостей существенный интерес представляло получение данных о внутренних характеристиках процесса кипения растворов, в связи с чем были проведены опыты по кипению водных растворов сахара, поваренной соли и углекислого натрия при концентрациях, близких к насыщению. С учетом того, что кипение сахарных растворов в промышленных условиях обычно происходит при давлениях, ниже атмосферного, опыты проводились в диапазоне давлений 0,02—0,1 МПа. Для сравнения

ТАБЛИЦА 3

Рабочее вещество	Внутренние характеристики кипения	p, МПа			
		0,02	0,05	0,08	0,1
Вода	d_0 , мм	13,3	5,4	2,9	2,3
	f , 1/с	22	43	66	67
	$d_0 f$, мм/с	293	232	192	154
Раствор сахара (СВ = 70 ÷ 72%)	d_0 , мм	8,3	3,7	2,2	2,0
	f , 1/с	31	55	79	76
	$d_0 f$, мм/с	257	204	174	152

ТАБЛИЦА 4

Рабочее вещество	d_0 , мм	f , 1/с	w'' , мм/с
Вода	2,5	62	155
25%-ный раствор NaCl	2,4	64,5	155
29%-ный раствор Na ₂ CO ₃	2,4	65	156

были осуществлены аналогичные опыты на воде, что представляло самостоятельный интерес.

Опытный элемент (см. рис. 32, б) для исследования кипения вязких сахарных растворов был выполнен каплевидной формы. Для улучшения подтока к поверхности нагрева догретого до температуры кипения раствора по бокам элемента были установлены направляющие щитки, а под опытным элементом размещен вспомогательный трубчатый нагреватель закрытого типа. Этим преследовалась цель обеспечить необходимый нагрев раствора, кипящего на поверхности нагрева опытного элемента, что и было достигнуто. Результаты опытов по кипению сахарных растворов и воды при давлениях 0,02—0,1 МПа представлены на рис. 36 и в табл. 3, а данные о кипении растворов NaCl и Na₂CO₃ при атмосферном давлении — в табл. 4.

Кипение воды и сахарных растворов при низких давлениях характеризуется менее регулярным режимом процесса, чем кипение при атмосферном и более высоких давлениях, резким увеличением среднего отрывного диаметра паровых пузырей и уменьшением

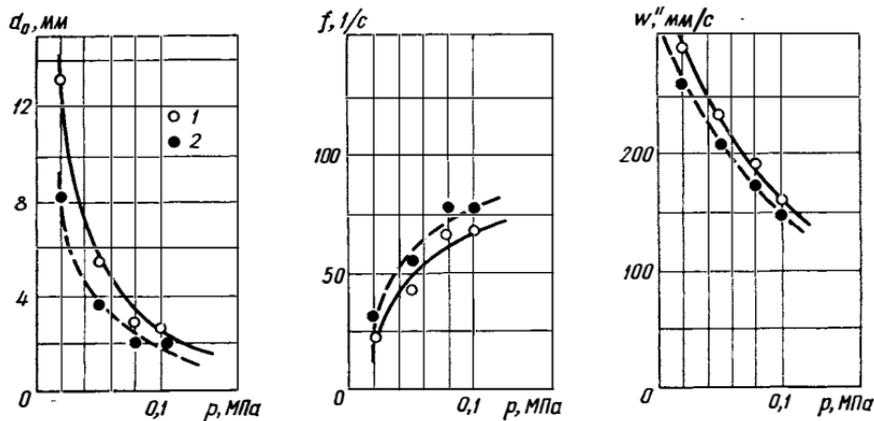
частоты их отрыва. С понижением давления нерегулярность процесса проявляется в большей мере. При этом наблюдается все более замедленный темп увеличения скорости роста паровых пузырей.

Из рис. 36 видно, что при кипении сахарных растворов высокой концентрации (70—72% СВ) под вакуумом скорость роста паровых пузырей мало отличается от скорости роста пузырей при кипении воды. В то же время вязкость сахарных растворов и число Прандт-

Рис. 36

Внутренние характеристики кипения воды и сахарного раствора (72% СВ) при пониженных давлениях:

1 — вода; 2 — сахарный раствор.



ля для них значительно выше (на 1—2 порядка). Так, для сахарных растворов концентрацией 70—72% СВ при давлении 0,1 МПа $Pr = 30 \div 50$, а при давлении 0,02 МПа $Pr = 150 \div 200$, что превышает значение числа Прандтля для воды примерно в 100 раз. Отсюда следует вывод, что вязкость и число Прандтля влияют на величину w'' незначительно. При кипении высококонцентрированных растворов $NaCl$ и Na_2CO_3 оказалось (см. табл. 4), что скорость роста паровых пузырей для этих растворов такая же, как и для воды.

Таким образом, результаты исследований показали, что скорость роста паровых пузырей при кипении водных растворов определяется свойствами растворителя (воды) и его пара и весьма слабо зависит от свойств растворенного вещества, вязкости и числа Прандтля раствора. Поэтому величину w'' при кипении водных растворов практически можно считать равной w'' при кипении воды.

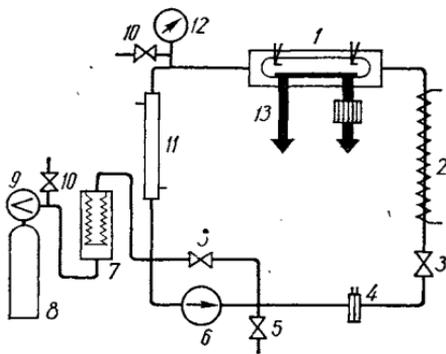
Большой интерес представляет исследование внутренних характеристик процесса пузырькового кипения жидкостей с недогревом, так как этот процесс широко применяется в технических устройствах, работающих при высоких плотностях теплового

потока. Между тем механизм кипения жидкостей, недогретых до температуры насыщения, изучен совершенно недостаточно. Немногочисленные работы в этой области [76—78, 131, 132] отличаются как по методике их проведения, так и по полученным результатам. Среди них следует отметить как наиболее обстоятельную работу Г. Г. Трещева [77, 131] по кипению воды с недогревом при вынужденном движении. Однако ни в одной из перечисленных работ нет данных о весьма важной (по нашему мнению, наиболее

Рис. 37

Схема экспериментальной установки для исследования внутренних характеристик кипения недогретой воды:

- 1 — рабочий участок;
- 2 — электронагреватель;
- 3 — регулировочный вентиль;
- 4 — диафрагма;
- 5 — дренажный вентиль;
- 6 — насос;
- 7 — сифонная камера;
- 8 — баллон с азотом;
- 9 — редуктор;
- 10 — воздушный вентиль;
- 11 — холодильник;
- 12 — манометр;
- 13 — шины (к выпрямителю).



важной) характеристике процесса — средней за цикл (от появления одного пузыря до появления следующего) скорости роста паровых пузырей. В связи с этим в ИТТФ была выполнена работа по экспериментальному определению внутренних характеристик кипения воды с недогревом [125, 126]. Условия опытов практически соответствовали условиям кипения при свободном движении жидкости.

Экспериментальная установка (рис. 37) представляла собой замкнутый контур из труб нержавеющей стали. Вода циркуляционным насосом подавалась в трубы, снабженные регулируемым электронагревателем, нагревалась до нужной температуры и, пройдя участок гидродинамической стабилизации, поступала в канал экспериментального участка. Давление в контуре создавалось посредством сжатого газа и регулировалось с помощью редуктора и выпускного вентиля. Подача воды в опытный участок с небольшой скоростью предусмотрена для того, чтобы обеспечить постоянный недогрев воды в зоне кипения. Экспериментальный участок изготовлен из нержавеющей стали и выполнен в виде прямоугольного канала шириной 16 и высотой 8 мм. Участок гидродинамической стабилизации длиной 400 мм также выполнен в виде прямоугольного канала 16 × 8 мм. В боковые стенки участка вмонтированы стекла для освещения и киносъемки.

Кипение жидкости происходило на пластине из нержавеющей стали размером 55 × 2,5 × 0,25 мм. Пластина нагревалась постоянным током при напряжении до 6 В.

Скорость роста паровых пузырей определялась с помощью скоростной киносъемки, которая производилась в проходящем свете усовершенствованной камерой СКС-1М. Для нахождения расхода воды применялась предварительно тарированная измерительная диафрагма. Вновь устанавливаемая пластина всегда подвергалась предварительной длительной (более 8 ч) приработке путем кипячения на ней дистиллированной и дегазированной воды.

Перед началом опыта осуществлялась деаэрация дистиллированной воды и затем устанавливался режим в отношении ее скорости и температуры. Скорость воды в опытах при $p = 0,1$ МПа составляла 0,2 м/с, а при повышенных давлениях 0,08 м/с.

Для каждого режима фиксировалось визуально начало кипения и определялась плотность теплового потока $q_{н.к.}$, при которой это происходило. Затем тепловая нагрузка увеличивалась до значений порядка (1,5—4) $q_{н.к.}$, обеспечивающих возможность съемки процесса без оптического наложения центров парообразования друг на друга.

Киносъемка производилась на негативную 16-миллиметровую киноплёнку. Из-за малых размеров пузырей при глубоких недогревах и повышенных давлениях съемка велась с увеличением в 2,5 раза. Скорость съемки составляла до 10 000 кадров/с. После проявления пленка обрабатывалась при десяти- или двадцатикратном увеличении. Масштаб увеличения определялся по калибру. Длительность процессов устанавливалась с помощью отметчика времени. Определялись следующие величины: максимальный диаметр парового пузыря d_{max} , его отрывной диаметр d_0 , число кадров от момента зарождения пузыря до момента достижения им максимального размера n_{max} , до момента отрыва или смыкания пузыря n_0 , до момента окончания конденсации оторвавшегося пузыря n_k , а также число кадров от момента появления данного пузыря до момента появления следующего пузыря n . Частота образования пузырей находилась из выражения $f = \frac{100k}{n}$, где k — число кадров, снятых за 0,01 с, фиксировалось по отметкам времени. Максимальный диаметр парового пузыря d_{max} определялся как среднееарифметическое из максимального горизонтального и вертикального размеров. Погрешность при этом не превышала 5% по сравнению с более точными, но и более громоздкими способами нахождения d_{max} .

Подсчет всех величин производился последовательно для каждого центра парообразования на данной пленке. По полученной совокупности величин d_{max} , f и $d_{max}f$ для одного режима были построены кривые распределения плотности вероятности этих величин. Асимметрия кривых распределения весьма мала, и с большой достоверностью можно считать их кривыми нормального распределения, что облегчило усреднение полученных опытных данных. Последовательность обработки экспериментальных данных была следующей. По значениям d_{max} и f определялась средняя

за цикл скорость роста $d_{\max}f$ для каждого пузыря в отдельности. Затем устанавливались средние для данного режима значения d_{\max} , средняя за цикл скорость роста $d_{\max}f$ и средняя частота образования паровых пузырей f .

Результаты опытов показали, что даже при стационарном режиме все величины, характеризующие процесс кипения, изменяются как в пространстве — от центра к центру, так и во времени — для данного центра парообразования. Например, диаметр пузырей может изменяться для данного центра в 1,5—2 раза, что сопровождается соответствующим изменением в противоположном направлении частоты образования пузырей. При этом отчетливо наблюдается, что время контакта жидкости с теплоотдающей поверхностью после отрыва или смыкания пузыря τ_2 тем больше, чем больше диаметр предыдущего пузыря.

Статистический характер процесса кипения с недогревом проявляется сильнее, чем при кипении насыщенной жидкости (особенно в отношении периода появления пузырей). В связи с этим для получения надежных данных количество паровых пузырей, по которым произведены наблюдения и обработка, составляло при каждом режиме 300—500.

При кипении насыщенной жидкости максимальный размер паровых пузырей мало отличается от их отрывного размера, а эквивалентные по объему максимальный d_{\max} и отрывной d_0 диаметры практически равны. При кипении жидкости с недогревом их значения существенно отличаются. В этом случае характерным размером является d_{\max} , так как «производительность» единичного центра обусловлена им, а число действующих центров парообразования при заданной плотности теплового потока определяется усредненной величиной $w'' = d_{\max}f$.

Опыты были проведены в интервале давлений от 0,1 до 1 МПа, недогревов от 5 до 60 К и плотностей теплового потока от 0,05 до 1,0 МВт/м². На рис. 38 представлены кривые зависимости от недогрева средних значений максимального диаметра d_{\max} , частоты образования f , а также средней за цикл скорости роста паровых пузырей $w'' = d_{\max}f$ при давлении 0,1 МПа. На рис. 39 показаны зависимости тех же величин от давления при недогреве $\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К. Наблюдения показали, что при глубоких недогревах (более 40 К) и низких давлениях (около 0,1 МПа) значительная часть паровых пузырей, пройдя стадию роста до d_{\max} , начинает уменьшаться и затем смыкается, не отрываясь от поверхности нагрева. Как свидетельствуют результаты обработки полученного материала, в исследованном диапазоне плотностей теплового потока q до 1,0 МВт/м² размеры паровых пузырей и частота их образования не зависят от величины q . Следовательно, и средняя за цикл скорость роста паровых пузырей также не зависит от q . Этот результат согласуется с данными работ [76, 77, 113, 130].

Из рис. 38 видно, что значение w'' плавно возрастает с увеличением недогрева, составляя при $p = 0,1$ МПа и недогреве $\Delta T_{\text{нед}} =$

$= 5$ К величину 140 мм/с. Для воды при $\Delta T_{\text{нед}} = 0$ (см. табл. 2) $w'' = 155$ мм/с. Несколько заниженное значение w'' , полученное в данной работе, по-видимому, объясняется некоторым влиянием на размеры пузырей скорости жидкости, составлявшей при давлении $0,1$ МПа $0,2$ м/с. По данным [132], при кипении насыщенной воды скорость $0,2$ м/с приводит к заметному уменьшению размеров пузырей. Конечно, при недогреве степень влияния скорости значительно уменьшается, но все же это влияние в некоторой мере

Рис. 38

Влияние недогрева на максимальный диаметр d_{max} (1), частоту образования f (2) и среднюю скорость роста пузырей w'' (3) при кипении недогретой воды ($p = 0,1$ МПа).

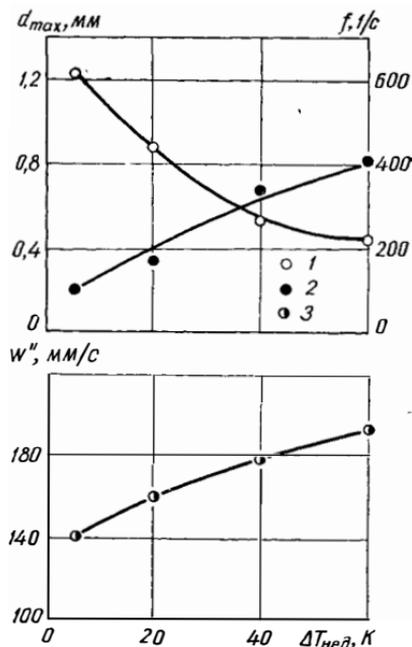
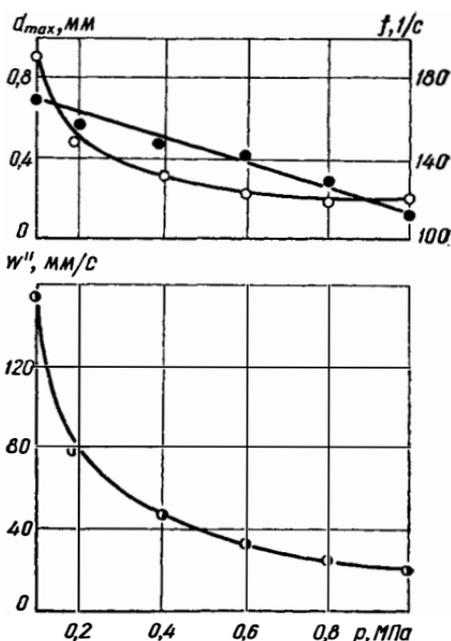


Рис. 39

Влияние давления на внутренние характеристики при кипении недогретой воды ($\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К) (обозначения те же, что и на рис. 38).



сказывается. В опытах при давлении $0,1$ МПа и при малом недогреве 5 К наблюдалось медленное движение пузырей со скоростью порядка $0,05$ м/с в направлении потока воды. При недогревах более 20 К такое движение не наблюдалось.

С ростом давления, как видно из рис. 39, размеры паровых пузырей уменьшаются. При этом в интервале $0,1-0,4$ МПа имеет место резкое снижение d_{max} , а при дальнейшем увеличении давления происходит все более плавное уменьшение d_{max} . Частота образования паровых пузырей f монотонно и слабо снижается с повышением давления. В соответствии с изменением d_{max} и f средняя

за цикл скорость роста паровых пузырей w'' с увеличением давления уменьшается.

Было обнаружено, что при изменении недогрева и постоянном давлении отношение $(\tau_1 + \tau_2)/\tau_1$ остается примерно постоянным и при давлении 0,1 МПа равным 4—5. С увеличением недогрева уменьшаются значения d_{\max} и τ_2 , что приводит к уменьшению периода полного цикла $\tau_1 + \tau_2$, т. е. к возрастанию частоты образования пузырей $f = 1/(\tau_1 + \tau_2)$.

С ростом давления при фиксированном недогреве время контакта парового пузыря с поверхностью нагрева τ_1 значительно увеличивается. Например, если при недогреве $\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К и $p = 0,1$ МПа $\tau_1 = 1,2$ мс, то при $\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К и $p = 1$ МПа $\tau_1 = 5$ мс, т. е. τ_1 увеличивается примерно в 4 раза. Однако это не приводит к резкому уменьшению частоты образования пузырей $f = 1/(\tau_1 + \tau_2)$, так как при увеличении давления уменьшается τ_2 . Поэтому частота образования пузырей снижается с возрастанием давления в гораздо меньшей степени, чем увеличивается время контакта пузыря с поверхностью нагрева.

Как и при кипении насыщенной жидкости, при недогреве опытами установлено наличие обратной зависимости между размером паровых пузырей d_{\max} и частотой их образования f . В этом случае для данного центра парообразования произведение $d_{\max}f$ остается примерно постоянным. Для разных центров парообразования величина w'' может изменяться, но для большинства центров парообразования при данном давлении и недогреве w'' отличается незначительно. Это можно считать еще одним подтверждением того, что средняя за цикл скорость роста паровых пузырей $w'' = d_{\max}f$ является величиной, характерной для данной жидкости и ее пара.

Таким образом, в результате опытов наряду с особенностями внутренних характеристик кипения с недогревом обнаружены и некоторые общие черты процессов кипения с недогревом и кипения насыщенных жидкостей.

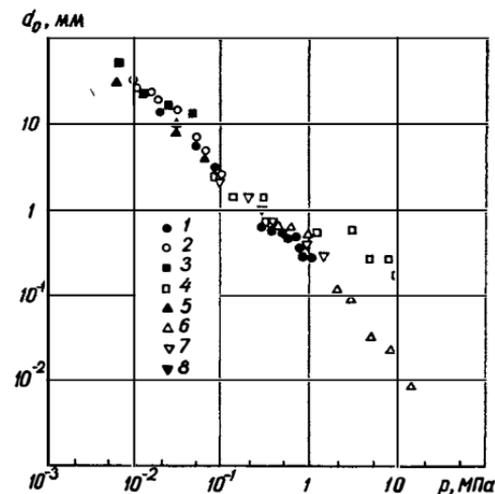
5. Сопоставление опытных данных разных авторов

Влияние давления. Работ по систематическому исследованию внутренних характеристик кипения насыщенных и недогретых жидкостей, в особенности по определению усредненных за весь цикл (за время τ) по поверхности нагрева скоростей роста паровых пузырей, крайне мало. Наши работы 1959—1961 гг. были, по-видимому, в этом плане первыми. В немногочисленных работах по экспериментальному изучению механизма кипения, выполненных до 1960 г., ставились иные задачи, изучались отдельные пузыри или небольшое их количество. Исследователи интересовались главным образом изучением скорости роста парового пузыря в период от его появления до отрыва — скорости роста в данный момент времени или средней скорости за время τ_1 . При этом не принимались во внимание соображения о статисти-

ческой природе процесса кипения на поверхности нагрева. Оценка степени достоверности опытных данных разных авторов о внутренних характеристиках процесса кипения весьма затруднительна, так как авторы работ, как правило, не сообщают о числе произведенных наблюдений (объеме выборки).

В 60—70-х годах был выполнен ряд работ по экспериментальному изучению характеристик кипения насыщенных жидкостей. Большинство этих работ относится к кипению воды и посвящено

Рис. 40



Опытные данные по влиянию давления на отрывной диаметр пузырей при кипении воды:

- 1 — [113]; 2 — [87]; 3 — [90];
 4 — [86]; 5 — [133]; 6 — [85];
 7 — [81]; 8 — [134].

определению отрывного диаметра и времени жизни τ_1 парового пузыря на поверхности нагрева. Они не содержат данных об усредненных скоростях роста паровых пузырей в течение полного времени от отрыва данного пузыря до отрыва последующего. Поэтому сопоставление данных разных авторов можно сделать только по отрывным диаметрам d_0 и скоростям роста отдельных пузырей за период τ_1 . Такое сопоставление для отрывных диаметров при кипении воды в широком интервале давлений от 8 кПа до 13 МПа, по данным ряда авторов [81, 85—87, 90, 113, 133, 134], представлено на рис. 40. Несмотря на естественный разброс точек, особенно при давлениях ниже атмосферного, из рисунка отчетливо видна общая закономерность изменения d_0 с изменением давления. Характер изменения d_0 , полученный в наших опытах в интервале давлений от 0,02 до 1 МПа, в общем хорошо согласуется с полученными впоследствии данными других авторов как в области вакуума, так и в области высоких давлений до 13 МПа.

Из общей закономерности $d_0(p)$ выпадают лишь данные работы [86] в интервале давлений 1,18—9,57 МПа. Они приведены ниже (приработанная серебряная поверхность):

p , МПа	0,1	0,32	1,18	3,14	4,77	7,55	9,57
d_0 , мм	2,48	0,62; 0,71	0,43; 0,59	0,62	0,27; 0,29	0,24; 0,26	0,17

Эта обширная работа не вызывает сомнения в достоверности результатов отдельных измерений. Вопрос заключается в том, представляют ли полученные данные наиболее вероятные значения d_0 , в чем можно усомниться по ряду соображений.

Из рис. 40 видно, что, по данным [86], при $p = 1$ МПа образуется излом линии $d_0(p)$. Если принять естественные предположения об уменьшении d_0 с ростом давления вплоть до критической точки и о стремлении d_0 к нулю при приближении к $p_{кр}$, то в области давлений от 10 МПа до критического должно было бы происходить резкое уменьшение d_0 с увеличением давления, и линия $d_0(p)$ в логарифмических координатах была бы близка к вертикали. Таким образом, образовался бы второй излом линии $d_0(p)$ при $p = 10$ МПа. Правдоподобность такого вида $d_0(p)$ с двумя изломами сомнительна, так как физические свойства воды и водяного пара изменяются с давлением монотонно и плавно.

Более конкретно недостаточная надежность обсуждаемых результатов видна из приведенных выше данных. С повышением давления от 1,18 до 3,14 МПа, т. е. почти в три раза, при одинаковой плотности теплового потока отмечено увеличение отрывного диаметра от 0,43 до 0,62 мм, т. е. почти в полтора раза. Этот результат не только количественно, но и качественно не соответствует закономерностям изменения d_0 в функции p . Затем из этих данных следует, что при дальнейшем росте давления в полтора раза (от 3,14 до 4,77 МПа) отрывной диаметр уменьшается более чем в два раза (от 0,62 до 0,27—0,29 мм) и оказывается в этой области обратно пропорциональным квадрату давления. При дальнейшем увеличении p более чем в полтора раза (от 4,77 до 7,75 МПа) d_0 практически остается постоянным. Столь резко отличающийся характер зависимости d_0 от p , совершенно различный в интервалах давлений 1,18—3,14; 3,14—4,77 и 4,77—7,75 МПа, трудно объяснить.

Это приводит к тому предположению, что при тщательности измерений либо количество пузырей, по которым произведены наблюдения, было недостаточным, не обеспечивающим высокую доверительную вероятность при малом доверительном интервале, либо наблюдались не первичные пузыри, а их скопления. Пузыри указанных в [86] диаметров можно наблюдать, но эти диаметры не являются средними (наиболее вероятными) диаметрами первичных пузырей при данном давлении.

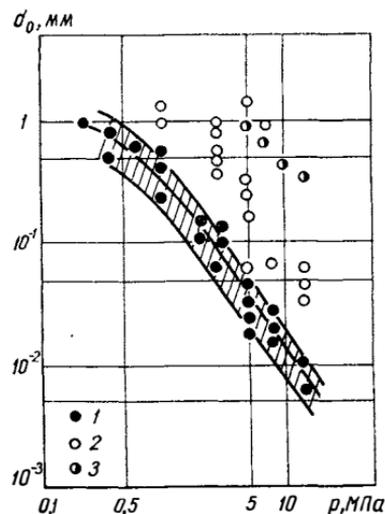
Заслуживают внимания данные о диаметрах паровых пузырей, полученные Р. Семериа [85] также при высоких давлениях до 14 МПа (рис. 41). Как видно из рис. 41, общий характер изменения d_0 с ростом давления, установленный опытами по кипению воды при давлениях до 1 МПа, сохраняется по данным [85] и в области высоких давлений. Результаты этой работы, возможно, не являются абсолютно бесспорными и весьма точными. Тем не менее они представляются более надежными, чем данные [86].

В результате наблюдений автор [85] пришел к выводу о существовании трех типов паровых пузырей (см. рис. 41). Основной тип —

первичные пузыри (пузыри кипения) весьма малого диаметра порядка 0,02 мм при 10 МПа. Кроме того, наблюдаются относительно крупные равновесные пузыри (в небольшом количестве и при низких q) и паровые скопления, образующиеся в результате слияния первичных пузырей (пузыри слияния), количество которых растет с увеличением q .

В целом, судя по размерам первичных пузырей при высоких давлениях (см. рис. 41), приближенно можно считать, что при кипе-

Рис. 41



Опытные данные [85] по влиянию давления на отрывной диаметр пузырей при кипении воды:

- 1 — пузыри кипения (первичные);
2 — равновесные пузыри; 3 — пузыри слияния.

нии воды закономерность изменения d_0 в зависимости от p сохраняется в широком интервале давлений от 0,01 до 13 МПа, а кривая $d_0(p)$ в логарифмических координатах не имеет каких-либо изломов и может быть аппроксимирована прямой линией. Из рис. 40 следует, что d_0 изменяется приблизительно обратно пропорционально p .

Данных об отрывных диаметрах паровых пузырей и об изменении их в зависимости от давления для других жидкостей очень мало. В большинстве случаев они являются случайными, полученными в результате наблюдения нескольких пузырей. Поэтому данные разных авторов количественно сильно расходятся между собой, а иногда не согласуются даже качественно.

Подробная библиография выполненных до середины 60-х годов работ по определению отрывных диаметров и частот при кипении разных жидкостей приведена в обстоятельном дополнении И. Т. Аладьева к русскому изданию книги Л. Тонга [135]. К ней можно добавить более поздние работы Р. Коула и Г. Л. Шульмана [90] и Г. Н. Даниловой [136]. В [90] представлены результаты измерений отрывного диаметра и времени τ_1 при кипении под вакуумом воды, метанола, n -пентана, четыреххлористого углерода,

ацетона и толуола. Число пузырей, по которым получены средние значения d_0 и τ_1 , было небольшим (от 2 до 13). Авторы [90] пришли к выводу, что d_0 изменяется прямо пропорционально изменению капиллярной постоянной и обратно пропорционально изменению давления, и предложили соответствующее эмпирическое соотношение. Таким образом, по данным [90], значение d_0 уменьшается с ростом p более сильно, чем это следует из опытов по кипению воды (см. рис. 40).

Таблица значений d_0 , полученных в результате кинематографического изучения процесса кипения фреонов, приведена в [136, 137]. Данные по фреону-12 из [137] приведены ниже:

p , МПа	0,058	0,059	0,09	0,097	0,316	0,423
d_0 , мм	0,830	0,932	0,557	0,578	0,352	0,248
p , МПа	0,565	0,569	0,735	0,94	0,95	1,20
d_0 , мм	0,28	0,368	0,22	0,28	0,27	0,20

На основании своих наблюдений авторы [137] заключили, что d_0 изменяется обратно пропорционально p в степени 0,46, т. е. относительно слабо.

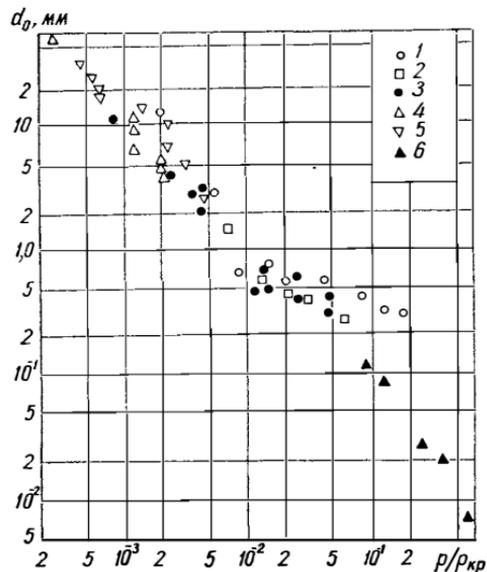
Эти результаты обсуждены в [138] и потому можно ограничиться лишь некоторыми замечаниями. При их рассмотрении обращают на себя внимание несоответствия приведенных в [137] экспериментальных данных. Так, например, при повышении давления от 0,423 до 0,569 МПа (\sim на 35%) отрывной диаметр растет от 0,248 до 0,368 мм (\sim на 50%). То же происходит при повышении p от 0,735 до 0,94 МПа (\sim на 30%). В этом случае d_0 увеличивается от 0,22 до 0,28 мм (\sim на 25%). Отрывной диаметр при 0,423 МПа оказался меньшим, чем при 0,95 МПа, и т. д.

В действительности же среднее значение d_0 с увеличением давления непрерывно уменьшается. Поэтому ясно, что приведенные в [137] цифры представляют собой случайные величины, а не средние (или достаточно близкие к средним) диаметры пузырей при соответствующих давлениях. Причины получения таких значений d_0 заключаются в следующем: 1) опыты проведены не на массивной поверхности нагрева, а на тонкой (толщиной 0,1 мм) полированной (12 класс чистоты) пластинке, 2) количество наблюдений было недостаточным. Насколько отличаются случайные величины, приведенные в [137] почему-то с точностью до микрометра, от действительных средних значений d_0 при разных давлениях и какие из них заслуживают большего доверия, оценить невозможно. Отсюда следует, что нет оснований считать данные [136] и [137] достаточно надежными и уточняющими наши сведения об отрывных диаметрах пузырей при кипении фреонов. В наших опытах по кипению фреона-12 при давлениях 0,1 и 0,67 МПа и четыреххлористого углерода при давлениях 0,1; 0,3 и 0,5 МПа не обнаружено сильного отклонения зависимости d_0 от p для этих жидкостей от аналогичной зависимости при кипении воды.

Из приведенных сопоставлений видно значительное расхождение данных разных авторов о зависимости d_0 от p . Наиболее

сильное уменьшение d_0 с ростом p отмечается в [90], наиболее слабое — в [136, 137]. Между ними находятся наши данные по кипению воды, этилового спирта, четыреххлористого углерода и фреона-12, а также данные ряда авторов по кипению воды в широком интервале давлений (см. рис. 40). Эти результаты, по-видимому, наиболее достоверны. На их основании в первом приближении можно считать, что d_0 приблизительно обратно пропорционален p . На рис. 42 показаны значения d_0 для ряда жидкостей при разных приведенных давлениях π (за исключением данных, по ранее

Рис. 42



Зависимость отрывных диаметров пузырей при кипении кислорода (1), азота (2) и воды (3—6) от приведенного давления:
 1 — [107]; 2 — [107]; 3 — [113];
 4 — [91]; 5 — [87]; 6 — [85].

изложенным соображениям недостаточно надежных и явно выпадающих). Как видно из рис. 42, значения d_0 при $\pi = \text{idem}$ для различных по своим физическим свойствам жидкостей довольно близки.

Экспериментальных работ по определению частот образования (или отрыва) пузырей $f = 1/\tau$ (где $\tau = \tau_1 + \tau_2$ — время полного цикла) проведено мало. Ограниченные данные об f , как правило, получены либо для одного центра парообразования, либо для небольшого числа центров без учета статистической природы f . Поскольку результаты отдельных немногочисленных работ существенно отличаются между собой, носят случайный характер, останавливаться на них нет необходимости, так как на основании их нельзя сделать достоверных выводов об усредненных значениях частот.

Еще меньше работ по систематическому изучению частот отрыва с достаточным количеством наблюдений многих пузырей. Такие наблюдения выполнены в наших работах [113, 120]. К ним в некоторой мере относятся работы [87, 107, 137], хотя число наблюдений

в этих работах было ограниченным, что затрудняет оценку степени достоверности полученных в них результатов.

Выполненные во ФТИНТ исследования [107] являются первыми систематическими опытами по определению зависимости отрывного диаметра и частоты образования пузырей от давления при кипении кислорода в интервале давлений от 0,01 до 0,8 МПа и азота при давлениях от 0,022 до 0,2 МПа. Эти данные представляют значительный интерес, так как относятся к особому, мало исследованному классу жидкостей (криогенных). Преобладающая часть результатов [107], по-видимому, достаточно достоверна. Несколько менее точными следует считать данные о d_0 для кислорода при повышенных давлениях (см. рис. 42), поскольку вообще правая ветвь кривой $d_0(p)$ проходит над осью абсцисс (p) очень плавно, и даже небольшая погрешность в определении малых размеров d_0 при относительно небольшом числе наблюдений может привести к заметной неточности в установлении закономерности $d_0(p)$.

В [87] так же, как в [113, 120], показано, что при давлениях ниже атмосферного с понижением давления частота отрыва пузырей заметно снижается и процесс их образования становится менее регулярным.

Отмеченное в [137] для фреона-12 уменьшение частоты с давлением для изученного интервала приведенных давлений (π от 0,015 до 0,3) в общем представляется достоверным, но ход кривой f в функции π , соответствующий данным табл. 1, приведенной в [77], вызывает сомнение. Так, например, трудно объяснить, почему при увеличении давления от 0,058 до 0,097 МПа частота резко уменьшается (от 108 до 43,6 1/с, т. е. в 2,5 раза), а затем в интервале давлений 0,097—0,735 МПа она практически остается постоянной. Остается предположить, что при давлении 0,097 МПа в [137] получены заниженные по сравнению с действительными значения средней частоты. Принимая во внимание другие работы и судя по совокупности данных табл. 1 [137], можно полагать, что значение f для фреона-12 при 0,1 МПа составляет не менее 80 1/с.

Характер зависимости частоты от давления в широком интервале изменения p можно наметить из общих соображений и на основании опытных данных. В области низких давлений, начиная с некоторого значения p , при уменьшении давления частота непрерывно снижается. В области высоких давлений при $p \rightarrow p_{кр}$ частота должна стремиться к нулю. В области средних давлений частота изменяется слабо. Такой характер зависимости $f(p)$, несмотря на значительный разброс точек, подкреплен экспериментальными данными разных авторов. На рис. 43, заимствованном из [107] и дополненном нашими данными [113], в безразмерных координатах показано отношение f/f_0 в зависимости от π .

Интересны также данные на рис. 44 [139] по кипению водорода. Из рисунка видно, что в области средних приведенных давлений до $\pi = 0,05$ частоту f можно считать практически постоянной и

лишь при $\pi > 0,05$ наблюдается резкое уменьшение f . Заслуживает внимания тот факт, что в области π , где частота постоянна, ее значение для водорода (порядка 90 1/с) близко к значениям f , полученным нами для ряда других жидкостей [113], далеких по своим свойствам от водорода.

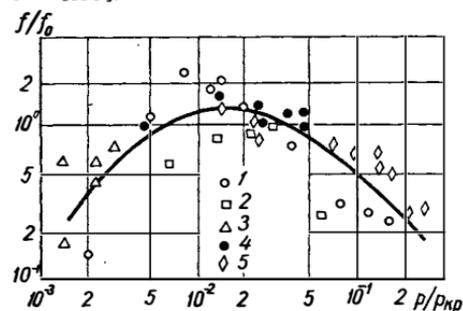
На основании работ [87, 107, 113, 120, 136—139] можно составить общие для разных жидкостей приближенные представления об абсолютных значениях частоты и ее изменении.

Рис. 43

Рис. 44

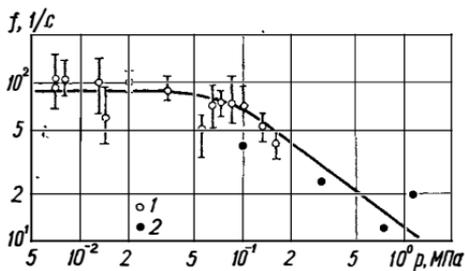
Зависимость относительной частоты отрыва пузырей кислорода (1), азота (2), воды (3, 4) и фреона-12 (5) от приведенного давления (f_0 — при $0,03 p_{кр}$):

1 — [107]; 2 — [107]; 3 — [91]; 4 — [113];
5 — [136].



Опытные данные о частоте отрыва пузырей при кипении водорода:

1 — [139]; 2 — [141].



Зависимость частоты от давления в координатах $f-p$ (где p — по оси абсцисс) выражается кривой, обращенной выпуклостью кверху. Максимум $f(p)$ ориентировочно соответствует приведенному давлению $\pi = 0,015$. При уменьшении π от 0,015 до 0,005 и увеличении π от 0,015 до 0,05 частота уменьшается так плавно, что для области значений π от 0,005 до 0,05 ее в первом приближении можно считать постоянной. В интервале значений π от 0,005 до 0,001 и от 0,05 до 1 происходит сильное уменьшение частоты. Абсолютные значения f при $\pi = 0,005 \div 0,05$ для широкого круга жидкостей довольно близки. Эти представления используются далее при изложении метода определения критической плотности теплового потока.

Переходя к вопросу о скорости роста пузырей w'' , следует помнить, что усилия исследователей были направлены почти исключительно на изучение динамики роста отдельного пузыря и определение скорости роста в данный момент времени или среднего ее значения в период τ_1 от момента образования до момента отрыва. Нахождению усредненных по времени полного цикла τ и по поверхности нагрева (по ансамблю пузырей) скоростей роста $w'' = d_0 f$ с набором необходимой статистики внимания не уделялось. Поэтому возможности сопоставления наших данных с данными других авторов весьма ограничены. Можно лишь отметить следующее.

Полученные Дж. Уэстуотером при атмосферном давлении значения w'' для метанола [130] и четыреххлористого углерода (см. [135]) не сильно отличаются (на 15% ниже) от наших данных, несмотря на то что значения диаметра и частоты для метанола по [130] и нашим наблюдениям заметно отличаются (диаметр в [130] больше, а частота меньше). Практически полное совпадение с нашими данными в области вакуума для воды и сахарных растворов получено в работе В. Т. Горяжа и В. Р. Кулинченко [140].

Значения w'' для фреона-12 [137] по ранее изложенным соображениям сопоставлять с другими данными трудно. При том заниженном темпе уменьшения w'' с повышением давления, который следует из [137], значение w'' при $p \rightarrow p_{кр}$ стремится не к нулю или близкой к нему величине, а к величине, заметно отличающейся от нуля, что является дополнительным обстоятельством, выходящим за пределы использования результатов [137].

Существенным дополнением к данным по воде и органическим жидкостям [113, 120] явились опубликованные в последние годы результаты работ ФТИНТ [107, 139] по внутренним характеристикам кипения криогенных жидкостей при разных давлениях для кислорода, азота и водорода, а также данные Л. Бевилогуа и др. [141] для водорода и данные для азота при атмосферном давлении, полученные Е. Р. Винтером и др. [142] и В. А. Григорьевым с сотрудниками [143].

Если отнести w'' к приведенным давлениям, то можно убедиться в том, что установленная ранее в [144] закономерность изменения w'' с изменением приведенного давления (и соответствующая универсальная кривая w'' в функции λ) распространяется также на криогенные жидкости.

Влияние плотности теплового потока. Вопрос о влиянии плотности теплового потока q (средней по поверхности нагрева тепловой нагрузки) на усредненные внутренние характеристики пузырькового кипения, особенно на среднюю скорость роста паровых пузырей w'' , имеет важное значение для приближенного теоретического анализа процесса теплообмена при кипении. В наших опытах [84, 113] по кипению воды, четыреххлористого углерода, фреона-12 и этилового спирта на трех видах поверхности нагрева наблюдались практически постоянные значения внутренних характеристик кипения при изменении q в 4—5 раз. Известно еще несколько работ, относящихся к этому вопросу, но проведенных при более ограниченном количестве наблюдений, чем в [84, 113].

По-видимому, впервые опытные данные о d_0 , f и w'' для разных q были получены в [130] при кипении метилового спирта. Результаты [130] показаны на рис. 45, из которого видно, что усредненные

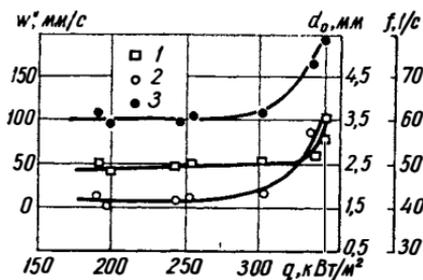
ТАБЛИЦА 5

p , МПа	$q \cdot 10^{-3}$, Вт/м ²	Число пузырей
0,1	310	104
0,1	880	110
0,4	123	138
0,4	396	108

внутренние характеристики кипения — отрывной диаметр, частота отрыва, скорость роста пузыря — оставались постоянными при изменении q вплоть до 0,8 критической плотности теплового потока.

Независимость d_0 от q следует также из [26]. Несущественное влияние q на d_0 , f и w'' при изменении q в 4 раза наблюдалось в [145]. Работы [78, 146] содержат противоречивые данные. С ростом q в [146] отмечено увеличение среднего размера пузыря, а в [78] — его уменьшение.

Рис. 45



Влияние плотности теплового потока на внутренние характеристики кипения метилового спирта по данным [130]:

1 — d_0 ; 2 — f ; 3 — $w'' = d_0 f$.

Дополнительно к опытам на насыщенных жидкостях в ИТТФ были проведены опыты по определению внутренних характеристик процесса при кипении воды с недогревом 20 К [35, 147]. Количество наблюдений в каждой серии было более 100, что гарантировало получение достаточно надежных данных. Опыты проводились на описанной ранее установке. Условия опытов показаны в табл. 5. Полученные результаты представлены на рис. 46, из которого видно, что в исследованном интервале изменения q до 0,88 МВт/м² наблюдалось весьма незначительное увеличение осредненных d_{max} и столь же незначительное уменьшение f , а $d_{max} f$ практически оставались постоянными, что согласуется с данными работ [76, 77].

Факт независимости или пренебрежимо малой зависимости w'' от q , а следовательно, и от ΔT кажется на первый взгляд неожиданным и даже парадоксальным. Однако этот факт можно в определенной мере объяснить. При этом необходимо иметь в виду большие различия в условиях роста одиночного пузыря и роста ансамбля пузырей на поверхности нагрева. Основу такого объяснения можно увидеть, приняв во внимание зависимость числа центров парообразования n от температурного напора ΔT . Достаточно полное представление опытных данных разных авторов об n в функции ΔT содержится в работе К. А. Жюхова [148]. В ней приведены данные о количестве центров парообразования при кипении различных жидкостей при разных давлениях в широком интервале тепловых потоков и температурных напоров. Основное количество опытов относится к кипению насыщенных жидкостей, но имеются некоторые данные и по кипению с недогревом. Для обработки экспериментальных данных в [148] предложена система координат

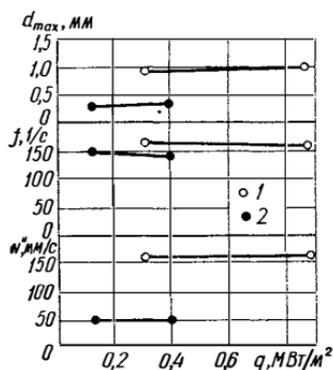
$\sqrt{n} = \frac{r\rho_n\Delta T}{T_{H\sigma}}$. Результаты обработки показаны на рис. 47 [148].

Для нашей цели нет необходимости в детальном рассмотрении всех аспектов работы [148] и предложенной в ней координатной системы. Важно проследить зависимость n от ΔT . Несмотря на различия в условиях проведения опытов и большой разброс экспериментальных точек, общая тенденция изменения n с изменением ΔT видна на рис. 47 достаточно отчетливо.

Рис. 46

Влияние плотности теплового потока на внутренние характеристики кипения воды с недогревом:

- 1 — $\Delta T_{нед} = 5$ К;
2 — $\Delta T_{нед} = 20$ К.



Результаты обработки экспериментальных данных по числу центров парообразования [148]:

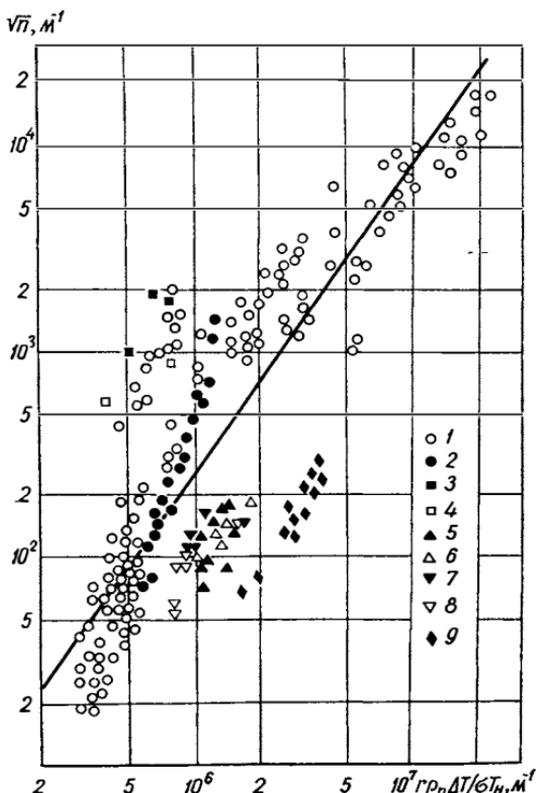
- 1 — вода ($p = 0,1 \div 10$ МПа); 2 — 20%-ный раствор никелевых солей; 3 — этиловый спирт; 4 — метиловый спирт; 5 — ацетон; 6 — гексан; 7 — четыреххлористый углерод; 8 — сероуглерод; 9 — пентан.

Уравнение прямой линии (в логарифмических координатах), около которой группируется преобладающее количество опытных точек, предложено в [148]:

$$\sqrt{n} = 25 \cdot 10^{-8} \left(\frac{r\rho_n\Delta T}{T_{H\sigma}} \right)^{1,5}. \quad (IV.22)$$

Далее в [148] отмечено значительное расхождение по величине данных разных авторов и вместе с тем кучное расположение результатов опытов каждого автора в отдельности и при этом примерно одинаковое влияние у всех авторов температурного напора на число центров парообразования. Из рис. 47 и (IV.22) следует, что

Рис. 47



количество центров парообразования увеличивается прямо пропорционально кубу температурного напора:

$$n \sim \Delta T^3. \quad (IV.23)$$

В то же время хорошо известно, что плотность теплового потока при пузырьковом кипении в среднем также пропорциональна кубу температурного напора:

$$q \sim \Delta T^3. \quad (IV.24)$$

Отсюда следует важный вывод, что средняя плотность теплового потока, приходящегося на один центр парообразования, или средняя производительность центра парообразования в условиях развитого кипения является величиной практически постоянной, не зависящей от абсолютного значения q :

$$q_{ц} = \frac{q}{n} \simeq \text{const.} \quad (IV.25)$$

Поскольку $q_{ц} \simeq \text{const}$, т. е. основной режимный фактор, определяющий работу центра парообразования, постоянный (или изменяется незначительно), то и внутренние характеристики процесса кипения с изменением q должны оставаться постоянными (или изменяться незначительно). В этом, по-видимому, главная причина наблюдаемого в опытах практического постоянства d_0 , f и особенно w'' .

Легко убедиться в том, что влияние q на d_0 будет пренебрежимо малым и в случае некоторого различия показателей степени при ΔT в (IV.23) и (IV.24). Так, например, если положить, что $n \sim \Delta T^3$, а $q \sim \Delta T^{3.3}$, и принять во внимание результаты, полученные в [32], то окажется, что изменению q в 100 раз соответствует изменение d_0 всего лишь на 10—15%.

Вывод о слабом влиянии q на d_0 вытекает также из приближенных теорий роста одиночного пузыря на поверхности нагрева, согласно которым в динамическом режиме d_0 с увеличением q должен слабо возрастать, а в статическом режиме — слабо уменьшаться [106]. Так как переход от динамического режима к статическому происходит плавно, то существует достаточно широкий интервал значений q , в котором q практически не влияет на d_0 .

Кроме непосредственного влияния основного фактора — тепловой нагрузки центра парообразования $q_{ц}$, надо принять во внимание влияние дополнительных факторов, обусловленных изменением тепловой нагрузки поверхности нагрева q . Количественная оценка влияния этих факторов пока невозможна.

С увеличением q возрастает ΔT и активизируются новые центры парообразования. В соответствии с наблюдениями [32] такие центры в динамическом режиме генерируют пузыри большего диаметра с пониженной частотой. Вследствие этого с увеличением q должно происходить некоторое повышение среднего отрывного диаметра пузырей d_0 . В то же время с ростом ΔT повышается плотность действующих центров парообразования n . Известно, что возрастание n приводит к уменьшению d_0 . Это отмечено С. С. Кутателадзе [149]

и в последующих работах других авторов. В. М. Боришанским и К. А. Жоховым [150] предложен метод количественного учета влияния n на d_0 . Не останавливаясь на детальном рассмотрении этого метода, требующего знания n , и на оценке точности предлагаемой формулы, можно заметить, что из [150] следует вывод о существенном уменьшении d_0 с увеличением n .

Следовательно, рассмотренные дополнительные факторы действуют в противоположных направлениях. Поэтому влияние одного фактора в определенной мере компенсируется влиянием другого, а зависимость d_0 от q оказывается незначительной.

Частота образования (и отрыва) пузырей f для одиночного центра при малых значениях $q_{ц}$ сильно зависит от $q_{ц}$, но с увеличением $q_{ц}$ темп роста f замедляется, и f стремится к некоторой постоянной величине. Для ансамбля пузырей $q_{ц}$ с изменением q изменяется незначительно и среднее значение f остается практически постоянным.

Дополнительные факторы и в отношении f так же, как в отношении d_0 , действуют в противоположных направлениях. С возрастанием q новые центры генерируют пузыри с меньшей частотой [32], но одновременно несколько повышается частота отрыва пузырей, генерируемых ранее действующими центрами. Это приводит к выравниванию среднего значения f , и оно оказывается практически не зависящим от q .

Зависимость от q усредненного по времени (за период от 0 до τ) и по поверхности нагрева (по ансамблю пузырей) значения скорости роста паровых пузырей $w'' = d_0 f$ определяется зависимостями d_0 и f от q . Из опытов и ранее приведенных соображений следует, что d_0 и f слабо зависят от q . Поэтому w'' приближенно можно считать практически не зависящей от q .

Скорость роста пузырей w'' для отдельных центров, действующих на поверхности нагрева, изменяется в довольно широких пределах в соответствии с кривой распределения, очень близкой к кривой нормального распределения. Наряду с центрами, работающими с повышенными значениями w'' по сравнению со средней w'' , действуют центры с пониженными w'' . С возрастанием q и температурного напора увеличивается плотность действующих центров парообразования n . Активируются и вступают в строй новые, ранее не действовавшие центры. Они пополняют группу центров, работающих с пониженными w'' . Если бы не было какого-либо компенсирующего эффекта, то с увеличением ΔT среднее значение w'' уменьшалось бы. Этот компенсирующий эффект заключается в некотором увеличении значения w'' ранее действовавших центров. В целом обстановка складывается так, что эффекты, возникающие при увеличении q , компенсируют друг друга, кривая распределения плотности вероятностей w'' с возрастанием q при данном давлении существенно не деформируется, и среднее значение w'' остается практически постоянным.

Среднее значение d_0 и f в отдельности изменяется с изменением q , хотя и незначительно, но все же более заметно, чем w'' . Как показано в [147], изменение d_0 и f с изменением q происходит в противоположных направлениях и так, что при этом произведение $d_0 f$ остается практически постоянным. Аналогичный характер изменения d_0 , f и w'' наблюдается и при изменении свойств теплоотдающей поверхности (при кипении на разных поверхностях нагрева).

Таким образом, усредненные характеристики d_0 , f и w'' достаточно устойчивы по отношению к изменению плотности теплового потока. Наиболее устойчива из них средняя скорость роста паровых пузырей. В аспекте приближенного анализа проблемы эти характеристики можно считать практически не зависящими от q .

В заключение следует обратить внимание на условия получения надежных и сопоставимых данных об усредненных внутренних характеристиках процесса пузырькового кипения. Как уже отмечалось, этих данных накоплено недостаточно, а сопоставление и использование их весьма затруднительны. Часто авторы не приводят сведений, необходимых для суждения о степени достоверности полученных ими данных. В некоторых случаях наблюдения проводились в специфических, не соответствующих техническим поверхностям условиям — на элементах микроскопических размеров, тщательно полированных поверхностях и т. п. В других случаях число произведенных наблюдений было недостаточным, и сообщаемые в работах данные представляют собой случайные величины, нередко сильно отличающиеся от средних и наиболее вероятных значений той или иной внутренней характеристики кипения. Встречаются в работах и неправомерные сопоставления характеристик одиночного пузыря и совокупности пузырей, одновременно растущих на поверхности нагрева. Можно полагать, что в дальнейшем будет уделено большее, чем до сих пор, внимание экспериментальному определению усредненных внутренних характеристик ансамбля паровых пузырей.

Нахождение характеристик кипения следует производить в условиях, соответствующих условиям технических устройств, — на поверхностях 5—8 класса чистоты обработки достаточных размеров и теплоемкости, а не на тончайших проволочках или лентах и не на полированных поверхностях.

Далее представляется целесообразным кратко остановиться на вопросах, связанных с планированием таких экспериментов и определением необходимого и достаточного объема исследований. Для получения надежных данных количество наблюдений должно быть достаточно большим и в то же время разумно ограниченным во избежание неоправданного увеличения объема экспериментальных работ и последующей обработки опытных данных.

Устанавливаемые в эксперименте (при сохранении требуемых условий его проведения) значения внутренней характеристики (например, d_0 , f или w'') образуют ряд, относящийся не к одному и тому же физическому объекту, а к группе однородных объектов.

Различия численных значений в таком же ряде объясняются не несовершенством методов их измерения, а статистической природой самих характеристик, которая обусловлена влиянием на них множества разнонаправленных факторов.

Природа и строгий учет этих факторов могут быть установлены из-за их многообразия и недостаточной изученности самой физики процесса кипения. Отдельные значения ряда измерений внутренних характеристик группируются около определенного довольно стабильного (среднего, наиболее вероятного) значения.

Статистическая обработка результатов в большом числе (более 300) отдельных измерений внутренних характеристик кипения воды и других жидкостей при атмосферном давлении показала следующее. Гистограммы распределения относительных частот внутренних характеристик могут быть удовлетворительно сглажены кривыми нормального распределения. Далее приведены в качестве примера соответствующие этим кривым параметры для воды при атмосферном давлении: среднеарифметические (они же и наиболее вероятные) значения внутренних характеристик ($d_0 = 2,5$ мм, $f = 62$ 1/с, $w'' = 155$ мм/с), значения среднеквадратичных отклонений этих величин ($\sigma_{d_0} = 0,73$ мм, $\sigma_f = 19,8$ 1/с, $\sigma_{w''} = 26,6$ мм/с), дисперсий ($\sigma_{d_0}^2 = 0,53$ мм², $\sigma_f^2 = 356$ 1/с², $\sigma_{w''}^2 = 708$ мм²/с²) и коэффициентов вариации ($\omega_{d_0} = 0,294$, $\omega_f = 0,304$, $\omega_{w''} = 0,173$), равных отношению σ/\bar{x} и среднеарифметического значения соответствующей внутренней характеристики. Эти данные могут оказаться полезными при планировании и проведении дальнейших экспериментальных исследований внутренних характеристик. Конечно, нельзя ожидать, чтобы абсолютные (σ) или относительные (ω) параметры распределений внутренних характеристик как случайных величин будут оставаться неизменными при изменении условий, оказывающих влияние на их усредненные значения (например, род жидкости, давление). Тем не менее приведенные результаты позволяют, пользуясь элементарными приемами математической статистики, оценить хотя бы порядок числа N отдельных измерений внутренних характеристик для получения их усредненных значений, с необходимой надежностью (доверительной вероятностью W) укладывающихся в определенном интервале (доверительном интервале) полушириной δ . На рис. 48 показаны зависимости, построенные для этой цели на основе соответствующих таблиц [151]. По оси ординат отложено необходимое число наблюдений (измерений) N , по оси абсцисс — величина δ/S — полуширина доверительного интервала в долях от среднеквадратичного отклонения S отдельных измерений (при безграничном увеличении числа измерений величина S стремится к σ).

Следует задаться относительной погрешностью определения изучаемой характеристики $\delta_{отн} = \delta/a$ (где a — среднее значение этой характеристики) и принять в качестве первого приближения коэффициента вариации $\omega = \sigma/a$ его значение, например, для воды по приведенным выше данным. По отношению величин $\delta_{отн}$ и ω ,

равному δ/σ (приняв его равным δ/S), при выбранной доверительной вероятности W по кривым рис. 48 легко предварительно оценить необходимый объем экспериментальных данных. Разумеется, в ходе эксперимента и его обработки по мере уточнения фактических значений S и определяемой характеристики величины N следует уточнять.

Рис. 48

Зависимость необходимого числа наблюдений от требуемой точности и надежности оценки среднего значения нормально распределенной величины:

1 — $W = 0,7$; 2 — $W = 0,95$; 3 — $W = 0,99$.

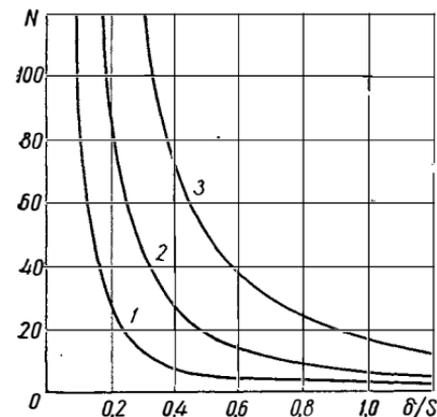
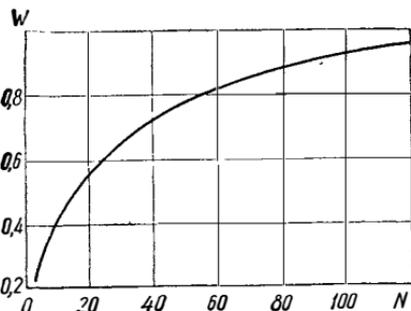


Рис.49

Зависимость надежности оценки среднего отрывного диаметра пузырей от числа наблюдений при $\sigma = 0,73$ мм.



Приведенные данные и рис. 48 могут быть полезны также при выборе методики исследования, точнее, при сопоставлении инструментальной погрешности нахождения той или иной характеристики с погрешностью, связанной с ее статистической природой.

При достаточно большом количестве измерений (практически большем 30) необходимое их число N можно также определить по соотношению $N = (St/\delta)^2$, где t — аргумент интеграла вероятности Гаусса $\Phi(t)$, равного требуемой доверительной вероятности. Таким образом, при требуемой W число N обратно пропорционально квадрату полуширины доверительного интервала δ . В то же время при фиксированном значении δ необходимое число N сильно зависит от требуемой величины W .

В качестве конкретного примера на рис. 49 показана зависимость $W(N)$ для отрывного размера пузырей при кипении воды. Значение S принято равным приведенному ранее значению σ . Из рисунка видно, что для получения данных о d_0 с доверительной вероятностью (надежностью) 0,95 при полуширине доверительного интервала $0,05 d_0$ требуется не менее 120 наблюдений, а при числе наблюдений 10—20 надежность при том же доверительном интервале снижается до значений менее 0,5.

ИНТЕНСИВНОСТЬ **ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ**

1. Общие сведения

Простейший и в то же время достаточно общий случай кипения — это кипение жидкости на горизонтальной плите. Для его определения пользуются разными терминами, его называют кипением в условиях свободного движения, в условиях свободной конвекции, в большом объеме жидкости, на погруженной поверхности нагрева. Рассмотрение проблемы теплообмена при кипении естественно начать с этого случая как представляющего фундаментальную задачу в ее классической постановке.

Построение строгой теории процесса теплообмена при кипении является исключительно трудной проблемой вследствие большой сложности этого процесса, значительно более сложного, чем конвективный теплообмен в однофазных средах. Задача о теплообмене при пузырьковом кипении в строгой ее постановке должна решаться как сопряженная. При этом необходим учет физических свойств жидкости и ее пара, микрогеометрических, теплофизических и физико-химических свойств поверхности нагрева, а также взаимодействия между поверхностью нагрева и кипящей жидкостью. В настоящее время достаточно полных сведений и возможностей для постановки задачи в таком виде еще нет.

Если бы удалось получить точное решение для теплообмена при кипении с учетом только свойств жидкости и пара (что само по себе представляет огромные трудности), то такое решение было

бы в сущности только приближенным решением проблемы в целом. Это в определенной мере оправдывает поиски и предложения заведомо приближенных решений, основанных на упрощающих (иногда интуитивных) предположениях.

Мерой интенсивности теплообмена при кипении принято считать величину $\alpha = q/\Delta T$, Вт/(м² · К), — плотность теплового потока на поверхности раздела твердое тело — жидкость q , Вт/м², отнесенную к температурному напору ΔT между поверхностью нагрева и жидкостью, определяемому как $\Delta T = T_c - T_n$. Это выражение для α следует из уравнения теплообмена при кипении, написанного по аналогии с однофазным конвективным теплообменом в форме закона охлаждения Ньютона. Величина α называется коэффициентом теплоотдачи.

Для практических целей расчета и конструирования технических устройств наиболее важными являются задачи определения: интенсивности теплообмена при пузырьковом кипении (коэффициента теплоотдачи α) и его кризиса (первой критической плотности теплового потока $q_{кр}$). Эти задачи давно привлекали внимание исследователей, и приближенному решению их посвящено много работ. Нет необходимости останавливаться ни на частных эмпирических зависимостях, ни на многочисленных вариантах более общего (в безразмерной форме) решения отмеченных задач. Можно лишь отметить, что первые соотношения для α при кипении в безразмерной форме содержались в работах, опубликованных еще в 30-х годах: это работы М. Якоба и В. Линке [119], исходивших из сложившихся у них на основании собственных опытов физических представлений, М. А. Кичигина [152], основанная на анализе размерностей, и С. С. Кутателадзе [153], выполненная на основе теории подобия.

Впоследствии (в послевоенный период) был предложен еще ряд вариантов приближенных соотношений для определения α при кипении, основанных на анализе размерностей, теории подобия, термодинамическом подобию, а также на иных соображениях. Наиболее последовательным из них представляется метод Г. Н. Кружилина [154], основанный на теории подобия и термодинамическом подходе и охватывающий решение обеих задач (определение α и $q_{кр}$). В дальнейшем аналогичный подход был развит в работе Д. А. Лабунцова [51]. Однако и этими методами не учитываются некоторые важные стороны процесса, прежде всего — периодичность и нестационарность процесса в местах интенсивного стока тепла (центрах парообразования).

Наряду с уравнениями подобия, в некоторой мере физически обоснованными, появились также соотношения в безразмерной форме, полученные формальным путем и лишенные физического смысла. Так как коэффициент теплоотдачи при кипении зависит от множества факторов, то подбором эмпирических коэффициентов (показателей степени, постоянных и т. п.) можно, пользуясь даже физически необоснованными построениями, получить в безразмер-

ной форме расчетные формулы, более или менее пригодные для нескольких жидкостей, в некотором интервале изменения параметров процесса (особенно, если пользоваться достаточно большим числом эмпирических коэффициентов).

Промежуточное положение занимают соотношения, которые можно назвать гибридными. Авторы их сначала пытаются получить решение на основе принятой ими теоретической схемы, но затем видя, что получаемый результат количественно, а нередко и качественно, не соответствует опытным данным по α или $q_{кр}$, произвольно и без обоснования вносят размерные или безразмерные эмпирические, полученные подбором, поправки к основному соотношению.

Специфический для процесса кипения критерий подобия обычно предлагается в виде некоторого аналога числа Рейнольдса или Пекле. При этом возникает затруднение в согласовании с опытными данными, так как зависимость коэффициента теплоотдачи от давления получается слабой, и авторам приходится добавочно вводить компенсирующий искусственно построенный комплекс, содержащий давление p . Однако влияние давления должно учитываться изменением физических свойств жидкости и пара. Дополнительно же, как самостоятельный фактор, давление не должно входить в уравнение подобия. Уравнения подобия, содержащие p , по существу представляют собой модификации эмпирических формул типа $\alpha = \text{const } q^m p^n$.

Иные подходы к обоснованию специфического для процесса кипения критерия подобия встречаются реже. В одних случаях они приводят к неясным в физическом смысле и громоздким соотношениям, не дающим все же хорошего обобщения опытных данных. В других случаях получается слабая или даже противоположная действительной зависимость коэффициента теплоотдачи от давления, и авторам приходится вводить путем искусственных построений эмпирическую поправку, представляющую собой некоторую функцию давления — компенсирующий член уравнения, содержащий величины, сильно зависящие от p .

Эмпирические формулы, основанные на термодинамическом подобии, не отражают физической сущности и механизма процесса теплообмена при кипении, что исключает возможность их совершенствования и развития в идейном плане. В то же время они громоздки. Получить компактную формулу не удастся, так как термодинамическое подобие не распространяется в равной мере на все жидкости. Поэтому расширение круга охватываемых жидкостей достигается за счет громоздкости формулы. К преимуществам таких формул иногда относят возможность их применения в случае отсутствия данных о физических свойствах жидкости и пара при известных $p_{кр}$ и $T_{кр}$. Однако более целесообразным представляется другой путь использования метода термодинамического подобия. В основу расчета должно быть положено физически обоснованное обобщенное уравнение, отражающее специфику и

механизм процесса теплообмена при кипении, а неизвестные физические свойства должны оцениваться с помощью метода термодинамического подобия с учетом принадлежности данной жидкости к определенной группе термодинамически подобных жидкостей. Существуют эмпирические формулы более компактные и не уступающие по точности формулам, полученным на основе термодинамического подобия.

Работы, в которых предложены и рассмотрены те или иные модели процесса переноса теплоты при пузырьковом кипении, немногочисленны. Они не привели пока к законченным результатам и к удовлетворительным обобщающим количественным соотношениям. Это объясняется трудностью задачи, большой сложностью процесса, зависимостью его от многих взаимодействующих факторов, часть которых влияет на процесс в различных режимных условиях по-разному. В процессе теплообмена при кипении действует несколько сосуществующих механизмов переноса теплоты, являющихся частями комплекса, представляющего механизм процесса в целом.

Между тем при построении модели предполагается, что процесс можно удовлетворительно описать, положив в основу схему, которая учитывает лишь одно из проявлений сложного механизма теплообмена при кипении, одну составляющую этого механизма («частный» механизм), а остальными эффектами можно пренебречь. К числу таких составляющих, используемых при построении моделей, относятся, например, следующие.

1. Турбулизация пристенного слоя жидкости растущими и отрывающимися паровыми пузырями. В свете современных представлений оценка роли механизма турбулизации в обеспечении высокой интенсивности теплообмена при кипении в прежних работах была сильно преувеличенной.

2. Возникновение над поверхностью нагрева подъемного и опускного движения жидкости — неупорядоченная циркуляция вследствие увлечения жидкости оторвавшимися от поверхности нагрева и всплывающими паровыми пузырями. При этом можно рассматривать: а) восходящий поток и возникающее при этом движение жидкости вдоль поверхности нагрева; б) опускное движение — натекание жидкости под некоторым углом атаки (обычно 90°) на теплоотдающую стенку. Роль такого механизма, по-видимому, может быть заметной лишь при малых плотностях теплового потока в области переходной от свободной конвекции без кипения к развитому пузырьковому кипению. К этим схемам в определенной мере примыкает барботажная схема, основанная на аналогии между перемещением жидкости, вызванным процессом пузырькового кипения, и движением ее, обусловленным вдувом газа через пористую поверхность. Однако такой схемой не может быть учтена специфика процессов, происходящих в тонком пограничном слое в условиях фазового превращения, а эти процессы именно и определяют закономерности теплообмена при кипении.

3. «Поршневое» действие растущих паровых пузырьков, выталкивающих пристенный перегретый слой жидкости от поверхности нагрева в пространство, заполненное жидкостью, имеющей более низкую температуру. В работах последнего времени поршневому механизму придается серьезное значение как существенному фактору, обуславливающему высокую интенсивность теплообмена при кипении.

4. Испарение микрослоя жидкости у основания пузыря. Этот механизм в некоторых условиях выполняет важную роль в процессе теплообмена. Такое же значение в других условиях имеет подвод теплоты к пузырю теплопроводностью через клиновидный кольцевой слой жидкости, окружающей пузырь в его нижней части.

Кроме отмеченных существуют и другие «частные» механизмы, обеспечивающие более или менее заметный вклад в отвод теплоты от поверхности нагрева.

Общий недостаток модельных представлений заключается в том, что они отражают одну сторону явления, а не сложный механизм процесса в целом или по крайней мере совокупность главных факторов, определяющих этот механизм. К тому же вопрос о том, насколько важное значение имеет положенный в основу модели частный механизм, является всегда спорным. Модельное представление о процессе кипения должно опираться на бесспорные экспериментально установленные факты. Оно должно быть достаточно общим и не ограничиваться учетом только одного какого-либо частного механизма.

Следствие многогранности и сложности процесса пузырькового кипения — отсутствие до настоящего времени единой точки зрения по основным вопросам теории теплообмена при кипении. В отличие от других видов конвективного теплообмена для теплообмена при кипении нет общепринятой системы критериев подобия и построенного на ее основе уравнения подобия.

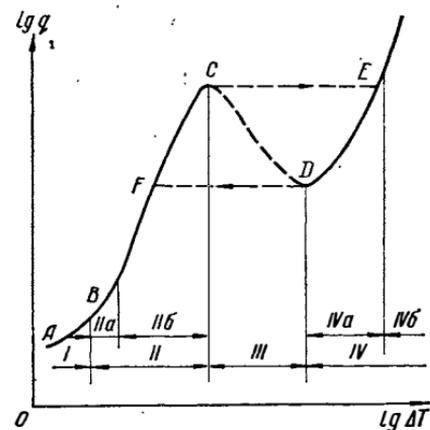
2. Кривые кипения

Если подводить теплоту к насыщенной жидкости, изменяя температуру теплоотдающей поверхности T_c и тем самым температурный напор $\Delta T = T_c - T_n$, то будет происходить также изменение q — плотности отводимого от стенки теплового потока. График в общем случае немонотонной зависимости q от ΔT называют кривой кипения (кривой Нукияма) и представляют обычно в координатах $\lg q - \lg \Delta T$ (рис. 50). С помощью кривой кипения удобно иллюстрировать режимы теплообмена при парообразовании в широком интервале изменения ΔT в условиях свободного движения. На рис. 50 показан ход кривой $q(\Delta T)$, характерный для плавного изменения ΔT . При малых температурных напорах в области I теплоотдача от стенки к жидкости происходит вследствие свободной однофазной конвекции,

а затем теплота отводится при испарении с поверхности раздела жидкость — пар (со свободной поверхности жидкости).

С увеличением температурного напора начинается активация центров парообразования и наступает пузырьковый режим кипения (область *II*). На участке *IIa* плотность действующих центров парообразования мала, а роль свободной однофазной конвекции в суммарной теплоотдаче еще велика. С дальнейшим повышением

Рис. 50



Режимы теплообмена при кипении в условиях свободного движения.

ΔT активируется все большее число центров парообразования, и на участке *IIб* устанавливается режим развитого пузырькового кипения.

При больших ΔT в конце области *II* возникают неустойчивые локальные паровые пленки, которые с возрастанием температурного напора все более распространяются по поверхности нагрева. В некоторой точке *C* плотность отводимого теплового потока q достигает максимума (точка первого кризиса теплоотдачи при кипении), а затем q понижается. Поскольку в области *III* существуют два режима кипения — пузырьковое и пленочное, ее называют переходной от пузырькового к пленочному кипению.

В точке *D* (точка второго кризиса теплоотдачи при кипении) наступает устойчивый режим пленочного кипения, которому соответствует область *IV*. На участке *IVб* все более заметную роль выполняет перенос теплоты излучением. Таким образом может быть получена непрерывная и более или менее плавная кривая изменения q в функции ΔT .

Теплоту к насыщенной жидкости можно подводить, изменяя плотность теплового потока. Подобные процессы тепловыделения имеют место при электроннагреве, в тепловыделяющих элементах атомных реакторов и в других технических устройствах. В этом случае температурный напор изменяется в зависимости от q , а кривая кипения выглядит следующим образом. В случае повышения q

либо с BC , либо с BK). Режим неустойчивого кипения сопровождается большими пульсациями температуры поверхности нагрева.

Кривая $B''DE$ соответствует режиму теплообмена, когда при малых ΔT с активацией первых центров парообразования на поверхности развивается пленочное кипение. Кривые BC , BK и $B''DE$ могут быть реализованы как при изменении на поверхности нагрева ΔT , так и при изменении q .

Переходы от одного вида теплообмена к другому могут происходить не только плавно и постепенно, но и принимать скачкообразный характер, какой имели ранее рассмотренные переходы из точки C в точку E и из точки D в точку F на рис. 50.

Варианты различных скачкообразных переходов показаны на рис. 51 линиями со стрелками. При этом переходы типа $C \rightarrow E$, $D \rightarrow F$, $C' \rightarrow E'$, $G \rightarrow N$, $G \rightleftharpoons O$, $L \rightleftharpoons G$ и $O \rightleftharpoons L$ получены в опытах и реализуются при независимом изменении плотности теплового потока. Переходы типа $G \rightleftharpoons P$ и $G \rightleftharpoons M$ в экспериментах не наблюдались, но вполне вероятны при независимом изменении температурного напора.

Описанный ход кривых кипения характерен для медленного повышения или понижения на поверхности нагрева плотности теплового потока или температурного напора. При этом скорость установления нового режима теплообмена превышает скорость изменения режимных параметров. В этом случае можно говорить о квазистационарном процессе тепловыделения. Однако на практике могут происходить и быстрые изменения режимных параметров, во много раз превышающие возможную скорость развития процесса кипения. Предельным случаем нестационарного тепловыделения с ограниченной величиной плотности теплового потока является скачкообразное увеличение мощности нагревателя [156]. При некоторых сочетаниях свойств жидкости и характеристик нагревателя, в частности его теплоемкости, возможен непосредственный переход от однофазного конвективного теплообмена к пленочному кипению.

3. Колебания температуры теплоотдающей поверхности и кипящей жидкости вблизи центра парообразования

Очевидно, что для правильного понимания основных закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении необходимо сосредоточить внимание не на вторичных сопутствующих процессах, происходящих в жидкости на достаточном удалении от поверхности нагрева, а на изучении первичных процессов, протекающих в тонком, соприкасающемся с поверхностью нагрева слое жидкости вблизи центра парообразования. Там периодически протекают элементарные акты, лежащие в основе механизма пузырькового кипения, и происходит основное

снижение температуры. В этом плане важное значение для освещения особенностей теплообмена при кипении имеет изучение температурных полей тонких соприкасающихся слоев жидкости и теплоотдающей поверхности.

Рассмотрение этих вопросов следует начать с работы Ф. Д. Мура и Р. Б. Меслера [58]. В ней, по-видимому, впервые были обнаружены локальные колебания температуры поверхности нагрева при кипении воды, связанные с работой отдельных центров парообразования. Привлеченная для их объяснения гипотеза об образовании в основании растущего пузыря быстро испаряющейся тонкой пленки жидкости (микрослоя) послужила толчком к проведению дальнейших специальных экспериментальных исследований с регистрацией локальных тепловых параметров в окрестности одиночного центра парообразования и одновременной кино- или фотосъемкой образующихся на них паровых пузырей.

Импульсная фоторегистрация пузырей, образующихся на спае малоинерционной термопары, заделанной в поверхность нагрева [59], убедительно показала, что резкое снижение температуры поверхности в течение нескольких миллисекунд в центре парообразования соответствует началу роста парового пузыря. Это полностью согласуется с гипотезой о микрослое. Было высказано также предположение о причине прекращения охлаждения — оно происходит, когда микрослой над спаем термопары полностью испаряется.

Дальнейшие исследования в этом направлении [60, 61, 157] отличаются более совершенной методикой — применением скоростной киносъемки процесса кипения и регистрацией температуры в нескольких точках поверхности нагрева. В работах М. Ж. Купера и А. П. Ллойда [60, 61] осуществлялось однократное инициирование роста пузыря на стекле в толуоле и изопропанолe при пониженном давлении (7 и 14 кПа), а температура поверхности измерялась с помощью тонкопленочных напыленных термометров сопротивления. В работе В. И. Субботина, Д. Н. Сорокина, А. А. Цыганка, А. А. Грибова [157] кипение воды при давлении 27 кПа происходило на константановой ленте толщиной 30 мкм, а температура измерялась медь-константановыми термопарами, приваренными с обратной стороны ленты. Эти опыты показали, что резкое охлаждение поверхности наблюдается лишь на площади видимого контакта пузыря (его основания). За его пределами сколько-нибудь значительных колебаний температуры поверхности не происходит. Кроме того, было зарегистрировано некоторое снижение температуры поверхности при сокращении размера основания пузыря (перед отрывом), когда жидкость замещает пузырь на поверхности нагрева. Эти наблюдения послужили дополнительным подтверждением гипотезы микрослоя и его важной роли в механизме переноса теплоты при кипении.

Более прямые наблюдения тонкой пленки в основании растущего пузыря были осуществлены Г. Г. Явуреком [62] и К. М. Воутси-

посом, Р. Л. Джадом [158] интерференционным методом и Х. Д. Ван Оуверкерком [63] — с использованием явления полного внутреннего отражения. Кипение происходило на стекле с полупрозрачным токопроводящим покрытием. Был твердо установлен факт образования микрослоя, хотя оценки его толщины (даже в сходных условиях) оказались существенно различающимися. Так, по результатам [62] средняя начальная толщина микрослоя — порядка десятых долей микрометра, тогда как ее определение в [158] дает величину порядка нескольких микрометров. Косвенная оценка толщины микрослоя по тепловому и материальному балансам [60, 61] дает еще более высокое значение — порядка десяти микрометров. Анализ возможных ошибок при интерферометрическом определении толщины микрослоя [158] позволяет считать наиболее близкой к действительности вторую из перечисленных здесь оценок.

Вопросы средней во времени интенсивности теплоотдачи в окрестности отдельных центров парообразования и связи ее с внутренними характеристиками образующихся на них паровых пузырей экспериментально исследовались в работах Е. И. Гольцовой [159], В. З. Борисова, П. Л. Кириллова [160, 161] и Ю. А. Созина [162]. Была отмечена высокая средняя интенсивность теплообмена непосредственно в месте действия центра парообразования. Активация центра и его последующая регулярная деятельность приводила к устойчивому снижению средней температуры в этом месте по сравнению с уровнем, соответствующим однофазной конвекции. Опыты [160, 161] проводились как при кипении, так и при имитации кипения барботажем газа из осевого отверстия в медном стержне. Результаты работ позволили авторам заключить, что турбулизация пристенного слоя пузырями не может обеспечить наблюдаемой при кипении высокой интенсивности теплообмена и объяснить специфический характер влияния на нее плотности теплового потока. Такой же вывод следует и из [157].

Таким образом, колебания температуры в тонком слое соприкасающейся с жидкостью теплоотдающей стенки в окрестности центра парообразования отмечены в ряде работ [58, 60, 157 и др.]. На рис. 52 показаны полученные в [32, 117] кривые колебаний температуры локально обогреваемого участка поверхности, вызванных периодическим образованием и отрывом паровых пузырей. Они аналогичны кривым, приведенным в [60, 157]. Эти кривые представлены на рис. 52 для двух различных центров парообразования, т. е. для двух серий опытов, а в каждой серии — для трех различных режимов. Киносъемка процесса кипения, синхронизированная с записью колебаний температуры поверхности, позволила установить связь этих колебаний с этапами развития паровых пузырей. На кривых $T_c(\tau)$ или $\Delta T_c(\tau)$ в пределах полного периода образования пузырей $\tau = \tau_1 + \tau_2$ можно выделить четыре стадии.

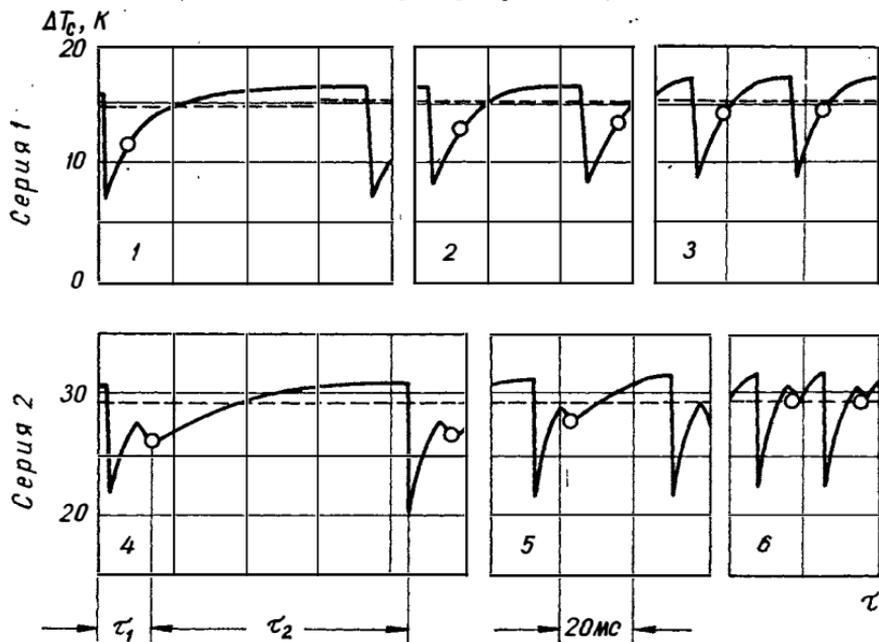
Первая из них характеризуется резким снижением температуры стенки на величину, вообще говоря, различную для разных

серий, но в условиях данных опытов близкую к 10 К. В пределах каждой серии значение ΔT_c остается практически постоянным. Эта стадия совпадает по времени с быстрым начальным ростом парового пузыря, и ее длительность в опытах составляла 1—3 мс (она уменьшалась с увеличением среднего перегрева поверхности). В соответствии с предположением, высказанным в [58], резкое охлаждение поверхности нагрева на этой стадии связано с быстрым испарением жидкости из микрослоя.

Рис. 52

Колебания температуры поверхности нагрева при кипении на одиночных центрах:

1 — $q = 0,25$ МВт/м²; 2 — $q = 0,30$ МВт/м²; 3 — $q = 0,43$ МВт/м²; 4 — $q = 0,46$ МВт/м²; 5 — $q = 0,65$ МВт/м²; 6 — $q = 0,88$ МВт/м² (штриховая линия — средний во времени перегрев поверхности в окрестности центра парообразования).



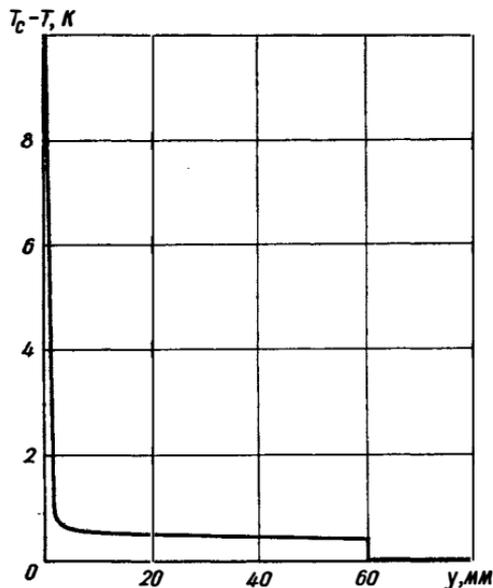
В течение второй стадии температура поверхности повышается. Резкий переход от первой стадии (охлаждение поверхности) ко второй (нагрев ее) обусловлен высыханием микрослоя, которое происходит, конечно, не сразу по всей его поверхности — граница сухого участка перемещается от центра к периферии основания пузыря. В условиях данных опытов вторая стадия начиналась в момент, когда микрослой полностью испарился на участке локального обогрева, служившим одновременно спаем термопары. Поскольку интенсивность теплообмена между стенкой и паром мала, в этой стадии происходит прогрев поверхности.

Третья стадия начинается в момент, когда диаметр сокращающегося основания пузыря становится равным диаметру обогреваемой

мого участка, и происходит контакт замещающей пузырь жидкости с паропарой, фиксирующей температуру поверхности нагрева. На температурной кривой эта стадия выражается либо в изменении темпа прогрева, либо для центров, работающих при высоких перегревах, в повторном снижении температуры.

Четвертая стадия — период контакта поверхности с жидкостью от отрыва пузыря до образования следующего — завершает цикл температурной кривой. В этой стадии происходит восстановление

Рис. 53



Температурное поле
в объеме кипящей воды.

температурных условий зарождения пузыря и длительность ее τ_2 сильно зависит от плотности теплового потока. Изменение температуры в четвертой стадии носит асимптотический характер (особенно четко это видно при небольших тепловых нагрузках) и завершается образованием нового пузыря.

Если какой-либо элемент микрорельефа становится действующим центром парообразования, то температура поверхности в его окрестности не может превзойти определенного значения, при котором происходит образование пузыря, сопровождающееся затем снижением ее температуры. Как видно из полученных кривых, температура поверхности в момент образования пузырей при увеличении плотности теплового потока возрастает незначительно.

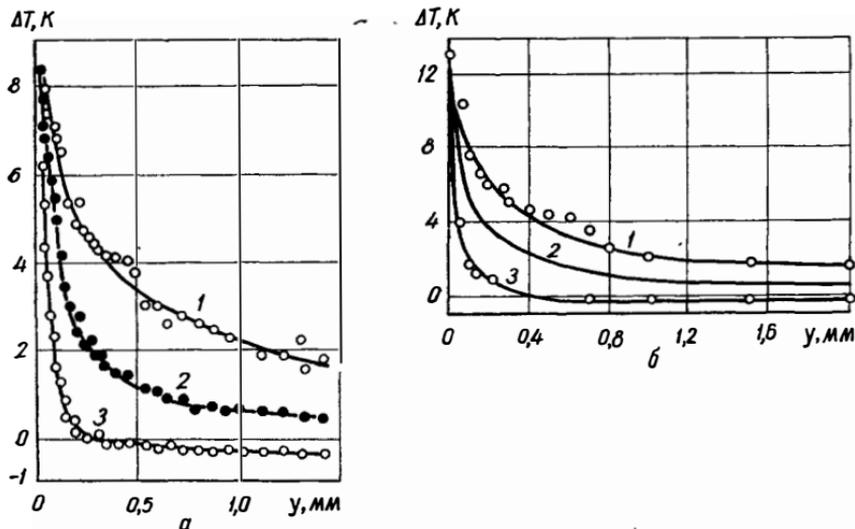
Известный интерес представляет определение глубины z проникновения температурных возмущений поверхности, связанных с деятельностью центров парообразования. От порядка этой величины зависит правомерность сопоставления данных по механизму кипения и теплоотдаче, полученных на массивных и тонкостенных

поверхностях нагрева, а также на поверхностях, теплофизические свойства которых сильно отличаются. Выполненная в [32] расчетная оценка величины s показала, что $s = 0,1 \div 0,2$ мм. Следовательно, применение в экспериментах по кипению в качестве поверхностей нагрева тонкостенных элементов и тонких проволочек может привести к результатам, отличным от полученных на массивных поверхностях.

Рис. 54

Профиль температуры в пристенном слое кипящей воды по данным [163] (а) и [164] (б):

1, 2 и 3 — соответственно максимальные, усредненные и минимальные значения перегрева.



Упомянутые оценочные значения s относятся к условиям устойчивой регулярной работы центров парообразования. Температурные возмущения аperiodического характера, вызванные прекращением или возобновлением работы центров, проникают значительно глубже. Так, в [160] колебания температуры, обусловленные неустойчивой работой центра парообразования, зафиксированы на глубине более 10 мм. В опытах [32] неустойчивая работа центров сопровождалась колебаниями температуры нижнего конца теплоподводящего стержня, т. е. на расстоянии 2 мм от поверхности.

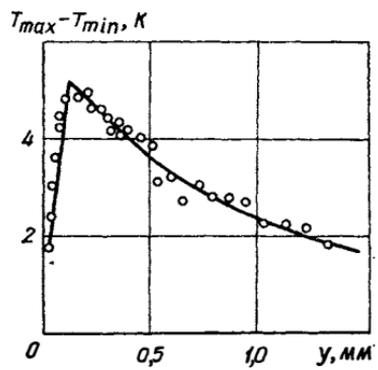
В [157] кроме кривых для одиночных пузырей приведены кривые колебаний локальной температуры стенки при росте взаимодействующих паровых пузырей. Они несколько отличаются от кривых, показанных на рис. 52, но в общем аналогичны им.

Экспериментальные данные об изменении температуры по высоте слоя жидкости, кипящей на горизонтальной поверхности нагрева при постоянной плотности теплового потока, впервые были по-

лучены в 30-х годах М. Якобом и В. Фритцем. На рис. 53 приведена полученная ими кривая распределения температуры при кипении воды под атмосферным давлением. Из рисунка видно, что основное снижение температуры в интервале температур поверхности нагрева T_c и свободной поверхности жидкости T'_n (T'_n больше T_n на 0,2 — 0,4 К) происходит в очень тонком пристенном слое, а вне его температура жидкости изменяется крайне незначительно.

Более тщательное изучение температурного поля жидкости вблизи поверхности нагрева было выполнено Б. Д. Маркусом и Д. Дропкиным [163] с помощью разработанного ими микротермо-

Рис. 55



Размах колебаний температуры жидкости $T_{max} - T_{min}$ в пристенном слое [163].

парного зонда. Запись велась как усредненных во времени, так и мгновенных сигналов в 30 — 45 положениях зонда с интервалами по высоте, увеличивающимися по мере удаления от поверхности нагрева; минимальный интервал составлял 0,01 мм. Опыты проводились при кипении воды под атмосферным давлением.

Типичные профили температур в перегретом пограничном слое показаны на рис. 54. Кривая усредненных значений $T_c - T_n$ (рис. 54) практически совпадает с кривой М. Якоба и В. Фритца (см. рис. 53), но кроме нее на рис. 54 даны линии максимальных и минимальных ΔT . Основной и весьма важный результат работы [163] — установление факта существования значительных колебаний (пульсаций) температуры жидкости в пристенном слое. При общем температурном напоре $T_c - T_n = 9$ К амплитуда колебаний температуры в этом слое $T_{max} - T_{min}$ достигала значений более 5 К. На рис. 55 показано изменение амплитуды температурных колебаний по высоте слоя воды. Следует подчеркнуть утверждение авторов [163], что в их опытах непосредственно под спаем зонда не было активных центров.

Аналогичный результат (значительные колебания температуры в пристенном слое жидкости) был получен с помощью малоинерционных термодпар в работе Н. Г. Стюшина и Л. М. Элинзона [164]

при кипении воды под атмосферным и пониженным давлениями. На рис. 54, б приведены опытные данные [164] для давления 20 кПа: средние значения ΔT (кривая 2), а также нижний и верхний пределы пульсаций (кривые 1 и 3). В последнее время Н. Афган и Л. Йович [165] исследовали температурные поля пристенного слоя при кипении жидкости на основе условного квантования сигнала. Общий вывод из их работы заключается в том, что вблизи парового пузыря происходят колебания температуры в пограничном слое перегретой жидкости, связанные с ростом пузыря.

Таким образом, можно считать установленным, что при пузырьковом кипении жидкости одновременно происходят сильные колебания температуры как теплоотдающей поверхности, так и в пограничном слое кипящей жидкости.

4. Влияние свойств поверхности нагрева на теплообмен при кипении

Влияние поверхностных условий на процесс кипения определяется в общем случае физико-химическими свойствами поверхности нагрева и взаимодействием между твердой стенкой, жидкостью и паром (смачиваемость, адгезия, адсорбция), микрогеометрией поверхности (размеры и форма трещин и пор) и теплофизическими свойствами материала поверхности нагрева (теплопроводность, коэффициент теплоусвоения). Все эти факторы влияют одновременно и в той или иной мере взаимосвязаны. Однако для решения проблемы в комплексной ее постановке данных еще недостаточно. Поэтому приходится рассматривать в первом приближении отдельные части проблемы — изолированно влияние тех или иных факторов или группы смежных факторов.

Наименее ясен вопрос о роли физико-химических факторов. Показатели некоторых из них трудно поддаются количественному учету и сильно зависят от степени чистоты поверхности (отсутствия загрязнений и оксидных пленок), способа обработки и приработки, остаточных механических напряжений и т. п. Несмотря на наличие ряда экспериментальных работ, количественная оценка влияния этой группы факторов на интенсивность теплообмена при кипении пока невозможна. Их суммарное влияние, по-видимому, невелико, так как неучет его не вызывает затруднений при обобщении опытных данных по α при кипении.

Несколько лучше обстоит дело с оценкой влияния микрогеометрии поверхности нагрева. Основной характеристикой структуры поверхности является ее шероховатость — совокупность неровностей, образующих рельеф поверхности. ГОСТ 2.309—73 установлено 14 классов шероховатости или чистоты поверхности. Классы чистоты поверхности определяются по численным значениям среднеарифметического отклонения профиля или по высоте неровностей профиля по десяти точкам при нормированных базовых линиях. При этом на поверхности могут быть впадины и

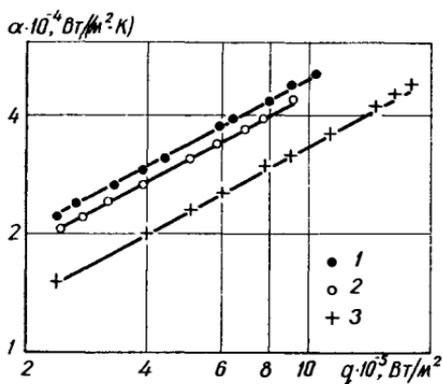
выступы шероховатости любых размеров до ограничиваемого данным классом чистоты.

В соответствии с существующими представлениями устойчивыми центрами парообразования могут быть лишь те элементы микрорельефа поверхности, которые не заполняются жидкостью после отрыва парового пузыря. Наряду со смачиваемостью поверхности основными факторами, определяющими эту способность впадины сохранять готовый паровой зародыш, являются ее форма и

Рис. 56

Влияние чистоты обработки поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении воды с недогревом ($p = 0,4$ МПа; $\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К; материал поверхности нагрева — нержавеющая сталь 1Х18Н9Т):

1 — холоднотянутые трубки; 2 — точеные трубки; 3 — полированные трубки.



Зависимость интенсивности теплоотдачи от шероховатости поверхности нагрева при кипении гелия ($p = 0,1$ МПа) [143]:

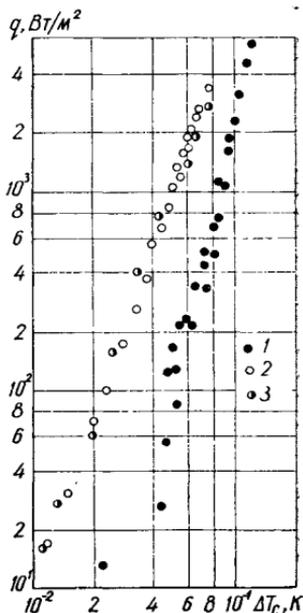
1 — $R_z = 1$ мкм; 2 — $R_z = 5$ мкм; 3 — $R_z = 10$ мкм.

размер. Впадины достаточно большого размера, заполняемые жидкостью, активными центрами быть не могут.

Таким образом, степень чистоты обработки поверхности может влиять на интенсивность теплообмена лишь тогда, когда ее изменение сопровождается появлением новых центров парообразования — расширением спектра активных впадин. Если при изменении чистоты поверхности образуются крупные впадины, заполняемые жидкостью, то это изменение не влияет на интенсивность теплообмена.

Эти соображения подтверждаются конкретными результатами опытов по влиянию шероховатости на интенсивность теплообмена при кипении. Далее приводятся опытные данные, полученные при кипении столь разных жидкостей, как вода и гелий (находящихся на разных полюсах в отношении $p_{\text{кр}}$, сильно отличающихся значениями краевых углов θ и т. д.).

Рис. 57



Опыты по кипению воды [166] с недогревом до 20 К проведены на вертикальных трубках из нержавеющей стали 1X18H9T, а по кипению гелия [143] — на горизонтально расположенном торце медного стержня (рис. 56 и 57). Из рисунков видно, что в тех и других опытах получены совпадающие в принципиальном отношении результаты, из которых следует важный вывод. По мере увеличения шероховатости, начиная с гладкой полированной поверхности, интенсивность теплообмена возрастает и достигает некоторого предельного значения. После этого (при классах чистоты менее 8) дальнейшее закругление поверхности уже не сказывается на интенсивности теплообмена. К тому же при длительной работе в ходе самого процесса кипения происходит своеобразная «дообработка» поверхности нагрева, в результате которой сглаживаются первоначальные различия в состоянии разных поверхностей. Следовательно, для технических поверхностей нагрева влияние шероховатости на интенсивность теплообмена можно не учитывать.

Влияние теплофизических свойств материала теплоотдающей поверхности обусловлено пространственной дискретностью и локальной нестационарностью процессов, сопровождающих кипение на твердой поверхности. Поэтому рассмотрение вопроса о влиянии теплофизических свойств твердой стенки возможно в двух аспектах [167]. Первый из них связан с пространственной дискретностью центров парообразования, второй — с нестационарностью теплообмена между поверхностью нагрева и жидкостью в окрестности центров парообразования.

Центры парообразования являются местами интенсивного стока теплоты с плотностью теплового потока, значительно превосходящей среднюю по поверхности нагрева. Вследствие этого средняя во времени температура в окрестности действующего центра парообразования в поверхностном слое теплоотдающей стенки ниже, чем на остальной свободной поверхности. При этом, естественно, из-за перераспределения теплового потока происходит снижение температуры свободной поверхности по сравнению с температурой, необходимой для реализации среднего по поверхности теплового потока при отсутствии кипения.

Наличие действующих центров парообразования снижает поверхностную температуру не только вблизи центра, но и на свободной поверхности, что находит отражение в повышении средней интенсивности теплообмена. Естественно, что чем выше теплопроводность материала стенки, тем более интенсивно будет происходить перераспределение тепловых потоков между частями свободной поверхности и поверхности, занятой активными центрами парообразования. Из этого можно сделать общий вывод о влиянии теплопроводности материала на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении. Однако он справедлив лишь для поверхностей, обедненных потенциальными центрами парообразования. В случае же «шероховатой» поверхности, имеющей достаточно большое количество потенциальных центров парообразования, тепло-

проводность твердой стенки не может оказать существенного влияния на интенсивность теплообмена.

При низкой теплопроводности стенки перераспределение локальных тепловых потоков между свободной поверхностью и поверхностью, занятой активными центрами, будет затруднено. С увеличением общего теплового потока возрастет температура свободной поверхности. Это приведет к активации потенциальных центров на свободной поверхности и к снижению ее температуры, т. е. к повышению интенсивности теплообмена. Поэтому можно ожидать, что при низкой теплопроводности стенки тепловой поток, реализуемый каждым единичным центром (паропродуктивность центра), меньше, чем у поверхности с высокой теплопроводностью, но число активных центров парообразования больше. Это предположение соответствует данным, полученным при исследовании внутренних характеристик кипения воды и этилового спирта на поверхностях нагрева из различных материалов [113].

При кипении на «гладких» поверхностях (с сильно ограниченным числом потенциальных центров парообразования) увеличение теплового потока не сопровождается возникновением достаточного количества дополнительных центров парообразования, и при низкой теплопроводности стенки средняя по поверхности температура возрастает, т. е. интенсивность теплообмена снижается. Это подтверждается экспериментальными данными, полученными при кипении этанола и бензола на полированных трубках из серебра, никеля и нержавеющей стали [168]. Высокая чистота обработки поверхности привела к уменьшению числа возможных центров парообразования, что обусловило уменьшение интенсивности теплообмена. Однако наибольший интерес в свете ранее приведенных соображений представляет то, что интенсивность теплоотдачи при кипении бензола и этанола на серебряной трубке была значительно выше, чем на трубке из нержавеющей стали [168]. Локальное перераспределение тепловых потоков при высокой теплопроводности серебра по сравнению с нержавеющей сталью компенсировало снижение количества активных центров парообразования из-за высокой чистоты обработки.

При кипении криогенных жидкостей теплопроводность материала поверхности нагрева оказывает влияние на интенсивность теплообмена даже при умеренной степени чистоты поверхности (5—7 класс) [73]. Криогенные жидкости очень хорошо смачивают поверхности нагрева, их краевой угол близок к нулю. Вследствие этого при обычной обработке поверхности не образуется достаточного количества впадин, которые могли бы являться потенциальными центрами парообразования. Поверхность, «шероховатая» для обычных жидкостей, для криогенных оказывается «гладкой». Только специальной обработкой, создающей микропористый поверхностный слой, удастся получить поверхность, достаточно шероховатую для криогенных жидкостей [169].

Таким образом, из рассмотрения вопроса в первом аспекте

следует, что теплопроводность материала стенки может оказать заметное влияние на интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении лишь в случае сильно ограниченного числа потенциальных центров парообразования на поверхности нагрева.

Вопрос о влиянии теплофизических свойств материала поверхности нагрева во втором аспекте — в связи с нестационарностью процесса теплообмена между твердой стенкой и жидкостью — был предметом рассмотрения ряда исследователей. Еще М. Якоб [170] показал, что интенсивность теплообмена при кипении, вообще говоря, зависит от коэффициента теплоусвоения (аккумуляции) $\kappa = \sqrt{\lambda_{\text{ср}}}$ материала теплоотдающей поверхности. Аналогичный вывод содержится в работе К. Коулинга и Х. Мерта [171]. В решении М. Купера и Р. Вьюка [70] для скорости роста парового пузыря фигурирует отношение коэффициентов теплоусвоения твердой стенки и жидкости. То же отношение входит в приведенное Э. К. Калинин [172] уравнение для температуры в месте контакта полубесконечного слоя жидкости и твердой стенки, вытекающее из рассмотрения одномерной задачи нестационарной теплопроводности применительно к этому случаю.

Наиболее полно вопрос о влиянии теплофизических свойств поверхности нагрева освещен в обстоятельной монографии В. А. Григорьева, Ю. М. Павлова и Е. В. Аметистова [143] на основании выполненных ими теоретических и экспериментальных исследований и анализа работ других авторов. В [143] изложен разработанный авторами детальный полуэмпирический метод количественного учета влияния свойств твердой стенки в случае кипения криогенных жидкостей.

Что касается обычных жидкостей, то имеющиеся опытные данные свидетельствуют о том, что при кипении их на технических поверхностях нагрева влияние материала стенки невелико. Так, из опытов [143] следует, что для этилового спирта в координатной системе $\alpha - q$ коэффициенты теплоотдачи в крайних случаях (при кипении на меди и нержавеющей стали) при $q = \text{idem}$ отличаются приблизительно на 20%, т. е. колеблются в пределах $\pm 10\%$ среднего значения. При этом надо иметь в виду, что в случае кипения обычных жидкостей выделить влияние теплофизических свойств поверхности нагрева весьма трудно. Для криогенных же жидкостей при $q = \text{idem}$ максимальное значение α (на медной поверхности) может быть больше минимального значения (на нержавеющей стали) в несколько раз. Это объясняется, в частности, тем, что при охлаждении до криогенных температур, особенно — до гелиевых, сильно и разным образом для различных металлов изменяются (ухудшаются) их теплофизические свойства. Резко падает коэффициент теплоусвоения $\sqrt{\lambda_{\text{ср}}}$ нержавеющей стали и при температуре 4,2 К его абсолютная величина становится весьма малой: 33—42 Вт · с^{1/2} / (м² · К) [143]. В [143] отмечается, что для азота и гелия зависимость α при кипении от $\sqrt{\lambda_{\text{ср}}}$ может

быть представлена на основании опытных данных в виде степенной функции $\alpha \sim (V\lambda_{cp})^{0,5}$.

Общий вывод из рассмотрения вопроса о влиянии на α свойств материала поверхности нагрева заключается в том, что в рамках приближенного (пока единственно возможного) решения задачи определения α при кипении это влияние для обычных жидкостей можно не учитывать, учет его нужен только в случае кипения криогенных жидкостей, особенно — гелия.

5. Уравнение подобия для теплообмена при пузырьковом кипении

Точное решение задачи о теплообмене при кипении пока невозможно из-за отсутствия исчерпывающих сведений о деталях процесса, на основе которых можно было бы корректно сформулировать задачу в виде замкнутой системы уравнений. Трудным оказывается также получение приближенного решения, имеющего ясный физический смысл и удовлетворительно обобщающего опытные данные. Далее излагается анализ этой задачи методом теории подобия.

Цель анализа заключается в обосновании системы обобщенных координат (критериев подобия) и расчетных соотношений, позволяющих, пользуясь этой системой, приближенно решать для разных условий (в отношении рода жидкости, давления, плотности теплового потока) обе главные задачи теории теплообмена при пузырьковом кипении: определения коэффициента теплоотдачи и нахождения критической (первой) плотности теплового потока.

При проведении анализа нужно опираться на бесспорные экспериментально установленные факты и вводить в рассмотрение наиболее существенные для данного процесса уравнения связи. В процессе пузырькового кипения практически вся теплота, отводимая от поверхности нагрева, сначала передается жидкости, а затем реализуется в виде теплоты фазового перехода (испарение при росте пузыря на поверхности нагрева и при движении его в перегретой жидкости, испарение со свободной поверхности жидкости). Доля теплоты, передаваемой от теплоотдающей поверхности непосредственно пару, ничтожна.

Механизм теплообмена между стенкой и жидкостью обусловлен периодически протекающими с определенной амплитудой и частотой элементарными актами. Они вызывают сильные колебания температуры соприкасающихся тонких слоев жидкости и твердого тела (поверхности нагрева). В пристенном слое жидкости происходит основное снижение ее температуры.

Таким образом, процесс интенсивного теплообмена происходит в отдельных местах поверхности нагрева (в окрестности центров парообразования) в условиях существенной нестационарности. Поэтому, отвлекаясь от менее существенных деталей, теплообмен

при кипении прежде всего следует рассматривать как протекающий в специфических условиях нестационарный теплообмен между твердым телом и жидкостью, и это может служить основой модели реального процесса.

При строгой постановке данной задачи ее надо решать как сопряженную. В рамках приближенного анализа свойства поверхности нагрева, как было показано ранее, можно не учитывать. В такой постановке приближенный анализ был проведен в [173]. Вид основных критериев (чисел подобия) определяется из известной системы дифференциальных уравнений, описывающих нестационарный конвективный теплообмен. В нее входят: уравнение неразрывности (V.1); уравнение движения жидкости (V.2); уравнение энергии (V.3); уравнение теплообмена на границе поверхность нагрева — жидкость (V.4):

$$\operatorname{div} \mathbf{w} = 0; \quad (\text{V.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \operatorname{grad}) \mathbf{w} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{w}; \quad (\text{V.2})$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \operatorname{grad}) T = a \nabla^2 T; \quad (\text{V.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\alpha}{\lambda} \Delta T. \quad (\text{V.4})$$

Числа подобия, которые получаются из системы уравнений (V.1) — (V.4), в общей форме известны: $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$; $Pe = \frac{wl}{a}$; $Fo = \frac{a\tau}{l^2}$; $Pg = \frac{\nu}{a}$; $Gg = \frac{gl^3\beta\Delta T}{\nu^2}$; $Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2}$ (вместо Pe и Pg могут фигурировать Re и Re , вместо Pe и Fo — Ho , вместо Gg — Ga или Fg ; эти числа подобия взаимосвязаны простыми соотношениями).

Не все из написанных чисел подобия следует считать определяющими. К определяющим не относится число Eu , так как величина Δp не может быть заранее задана. Влияние сил тяжести, связанных с температурным расширением жидкости, пренебрежимо мало по сравнению с силами инерции и вязкости. Можно считать, что движение жидкости происходит в вязкостно-инерционном режиме, и опустить число Gg . Число Nu является определяемым числом подобия.

Таким образом, остаются три определяющих числа подобия: Пекле Pe , Фурье Fo и Прандтля Pg . Специфика поставленной задачи должна быть отражена в конкретном содержании этих чисел — в тех величинах, из которых они составлены.

Для того чтобы выделить рассматриваемое явление (теплообмен при кипении) из широкого класса явлений нестационарного теплообмена в жидкости, нужно к уравнениям (V.1) — (V.4) добавить условия, отражающие специфику данного вида теплообмена и таким образом конкретизирующие поставленную задачу.

Сложность и особенность процесса пузырькового кипения на протяженной поверхности заключаются в его двойственности — периодичности и нестационарности его в отдельных точках поверхности и стационарности процесса в целом (при постоянной плотности теплового потока). Это находит отражение и в основном на модели нестационарного теплообмена приближенном анализе, целью которого является не нахождение локальных характеристик процесса (температур, скоростей, давлений) в отдельных точках в любой момент времени, а определение его интегральных характеристик, усредненных по поверхности нагрева и во времени.

Особенность теплообмена при кипении в условиях свободного движения состоит также в том, что перемещение частиц жидкости является результатом самого процесса, и скорость движения жидкости w не может быть заранее задана. Поэтому может показаться, что число Re , содержащее величину w , не должно входить в определяющие числа. Однако это не так.

Процесс кипения определяется следующими условиями и соответствующими им заранее заданными величинами: физическими свойствами жидкости и ее пара, зависящими от рода жидкости и давления, и, в общем случае, свойствами поверхности нагрева. Кроме того, необходимо задать температуру стенки T_c (условие первого рода) и тем самым температурный напор $\Delta T = T_c - T_n$ либо плотность теплового потока на стенке q (условие второго рода). Выбор способа задания (ΔT или q) не имеет принципиального значения, но от него зависят форма и комбинация определяющих чисел. Если задано ΔT , то, поскольку $q = q(\Delta T)$, величина q не может входить в определяющие числа и, наоборот, если задано q , то в определяющие числа не может входить ΔT . Это — единственное ограничение, накладываемое выбором способа задания.

Так как оба способа по существу совершенно равнозначны, то прежде всего надо условиться о выборе одного из них. По соображениям практического характера для теплоотдачи при кипении удобнее применять второй способ — задание тепловой нагрузки поверхности нагрева. Им широко пользуются при практических расчетах и при обработке экспериментальных данных.

Поскольку заранее заданы и включены в условия однозначности величина q , а также физические свойства жидкости и пара, в частности ρ и ρ_n , постольку фиксирована величина $q/\rho\rho_n$, имеющая размерность скорости. Скорость движения жидкости w представляет некоторую сложную функцию этой и других величин, и она как функция процесса не может войти в состав определяющего числа. Но величина $q/\rho\rho_n$ при принятом способе задания граничного условия является совершенно определенной, заранее заданной величиной. Поэтому она может и должна входить в число Re . Это — своеобразная скорость. Именно в ее своеобразии и отражаются специфические для данного вида теплообмена условия однозначности.

Следующий вопрос, возникающий при определении конкретно-

го вида чисел подобия, — это вопрос о выборе характеристического линейного размера, который входит в определяемое (Nu) и в определяющие (Pe и Fo) числа подобия. Характеристическим размером не может быть линейный размер поверхности нагрева, потому что интенсивность процесса теплообмена от него не зависит, поскольку рассматривается задача кипения на протяженной поверхности больших размеров, значительно превышающих размер паровых пузырей. Не может быть им и высота слоя жидкости, так как опытами установлено, что и она не влияет на интенсивность теплообмена при кипении. Исключается также критический радиус зародыша $R_{кр}$, он зависит от температурного напора ΔT , а следовательно, и от плотности теплового потока q .

Единственной величиной, которая может быть принята как характеристический линейный масштаб в рассматриваемом процессе, является среднее значение отрывного диаметра парового пузыря d_0 . Это возможно потому, что, как было показано в предыдущей главе, d_0 приближенно можно считать независимым от q . Поэтому критерий Пекле для теплообмена при кипении принимает следующий вид:

$$Pe = \frac{q d_0}{r \rho_{н} a} . \quad (V.5)$$

Во второе определяющее число (Fo) кроме ранее встречавшихся величин входит τ . Вполне естественно при рассмотрении процесса кипения трактовать τ как время полного цикла образования паровых пузырей на поверхности нагрева. Вместо τ может быть введена обратная ему величина — частота образования паровых пузырей f . Ранее было показано, что частоту образования паровых пузырей в первом приближении так же, как d_0 , можно считать не зависящей от q . Это служит основанием для включения f (или τ) в условия однозначности и в число Fo . Таким образом, определяется конкретный вид критерия Фурье для пузырькового кипения

$$Fo = \frac{a \tau}{d_0^2} = \frac{a}{d_0^2 f} . \quad (V.6)$$

Третье определяющее число не содержит каких-либо специфических для данного случая величин. Это критерий Прандтля, фигурирующий во всех уравнениях конвективного теплообмена:

$$Pr = \nu / a . \quad (V.7)$$

Определяемое число Нуссельта для данной задачи приобретает вид

$$Nu = \alpha d_0 / \lambda . \quad (V.8)$$

Поскольку свойства поверхности нагрева в принятом приближении не учитываются, из рассмотрения исключаются величины, характеризующие физико-химическое взаимодействие между поверхностью нагрева и жидкостью, в том числе угол смачивания θ . Насколько можно судить по результатам анализа опытных данных,

влияние величины θ , точное определение которой затруднительно, на коэффициент теплоотдачи при кипении трудно выделить и уловить. Оно, по-видимому, невелико, что позволяет получить широко обобщающее уравнение подобия без учета θ .

Процесс теплообмена при кипении отличается от однофазного конвективного теплообмена наличием двухфазного пристенного слоя, что не нашло отражения в приведенной ранее системе трех критериев. В этом слое проявляется действие поверхностных сил, характеризующихся коэффициентом поверхностного натяжения σ , и подъемной архимедовой силы, обусловленной разностью плотностей жидкости и пара. Наличие поверхностных сил, действующих в пристенном слое, можно отразить с помощью капиллярной постоянной жидкости $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\text{п}})}}$, выраженной в метрах. Попутно следует заметить, что в физических работах капиллярную постоянную обычно выражают в квадратных метрах $\left(\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\text{п}})}\right)$ и реже в метрах $\left(\sqrt{\frac{2\sigma}{g\rho}}\right)$. Отсюда с учетом принятого характеристического масштаба длины можно получить как некоторую (существенную в процессе кипения) характеристику двухфазного пристенного слоя безразмерную величину

$$l_* = \frac{d_0}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\text{п}})}}}. \quad (\text{V.9})$$

Наличие в местах интенсивного стока теплоты подъемных архимедовых сил может быть учтено включением числа Архимеда

$$\text{Ar} = \frac{g d_0^2}{\nu^2} \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho} \quad \text{или симплекса, представляющего безразмерную плотность}$$

$$\rho_* = \rho / \rho_{\text{п}}. \quad (\text{V.10})$$

Отношение плотностей фаз фигурирует также в уравнении радиальной скорости жидкости у границы раздела фаз для сферического пузыря с учетом массопереноса.

Таким образом, с учетом (V.9) и (V.10) процесс теплообмена при пузырьковом кипении приближенно описывается системой следующих безразмерных величин: Nu , Pe , Fo , Pr , l_* , ρ_* . Далее будет показано, что это нестрогое и неполное описание все же позволяет получить в конкретном виде удовлетворительные соотношения для расчетного определения как коэффициента теплоотдачи α , так и критической плотности теплового потока $q_{\text{кр}}$.

В данной главе рассматривается задача определения интенсивности теплообмена при кипении. В этом случае искомой величиной является коэффициент теплоотдачи α , а определяемым числом — число Nu :

$$\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Pe}, \text{Fo}, \text{Pr}, l_*, \rho_*). \quad (\text{V.11})$$

Полагая, как обычно, возможным представлять эту зависимость для определенного интервала изменения значений критериев в виде степенной функции, получаем

$$\text{Nu} = C \text{Re}^{m_1} \text{Fo}^{n_2} \text{Pr}^{m_2} \nu_*^{m_4} \rho_*^{m_5}. \quad (\text{V.12})$$

Уравнение подобия (V.12) можно представить также в таком виде:

$$\text{Nu} = C \text{K}^{m_1} \text{Fo}^{m_2} \text{Pr}^{m_3} \nu_*^{m_4} \rho_*^{m_5}, \quad (\text{V.13})$$

где $m_2 = n_2 - m_1$, а критерий подобия

$$\text{K} = \text{ReFo} = \frac{q}{r \rho_{\Pi} d_{0f}}. \quad (\text{V.14})$$

Комплекс K в аналогичной форме был предложен М. Якобом [170] из других соображений. Он не рассматривал произведение d_{0f} как среднюю скорость роста пузырей w'' и считал d_{0f} величиной постоянной и одинаковой для всех жидкостей.

Показатели степени и постоянная в уравнениях подобия определяются на основании опытных данных. В результате обработки и сопоставления данных по α при кипении для разных жидкостей в широком интервале изменения давления и тепловой нагрузки оказалось, что показатель m_4 близок к единице, а m_5 — к нулю. Это позволило упростить уравнение подобия

$$\frac{\alpha d_0}{\lambda} = C \left(\frac{q}{r \rho_{\Pi} w''} \right)^{m_1} \left(\frac{a}{d_{0f}^2} \right)^{m_2} \left(\frac{\nu}{a} \right)^{m_3} \left(\sqrt{\frac{d_0}{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\Pi})}}} \right)^{m_4} \left(\frac{\rho}{\rho_{\Pi}} \right)^{m_5} \quad (\text{V.15})$$

и привести его к виду

$$\frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\Pi})}} = C \left(\frac{q}{r \rho_{\Pi} w''} \right)^{m_1} \left(\frac{a}{d_{0f}^2} \right)^{m_2} \left(\frac{\nu}{a} \right)^{m_3}, \quad (\text{V.16})$$

или в сокращенной записи

$$\text{Nu} = C \text{K}^{m_1} \text{Fo}^{m_2} \text{Pr}^{m_3} \quad (\text{V.17})$$

(здесь и в дальнейшем $\text{Nu} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\Pi})}}$).

Кроме того, оказалось, что показатели n_2 и m_1 отличаются друг от друга незначительно ($m_2 = n_2 - m_1 \approx 0,1$) и поэтому уравнение подобия может быть выражено в предельно компактной форме

$$\text{Nu} = C \text{K}^m \text{Pr}^n. \quad (\text{V.18})$$

К обоснованию критерия K и уравнения подобия вида (V.18) можно подойти также иным путем [174]. Напишем уравнение подобия в самом общем виде $\text{K}_0 = \text{K}_0 (\text{K}_1, \text{K}_2, \dots)$, где K_0 — определяемое число; K_1, K_2 — критерии подобия. Первое приближение, которое обычно принимается в задачах конвективного теплообмена, заключается в том, что функцию, стоящую в правой части уравнения, считают степенной, т. е. представляют $\text{K}_0 = C \text{K}_1^{m_1} \text{K}_2^{m_2} \dots$.

Далее ограничивают число критериев подобия, оставляя в уравнении только критерии, наиболее существенно влияющие на процесс. При этом, если не говорить об особых случаях (переходные режимы, геометрические факторы для пучков и т. п.), часто вполне удовлетворительное для практики решение удается получить при оставлении в правой части уравнения двух критериев подобия.

Для всех видов конвективного теплообмена определяемое число K_0 — это число Нуссельта Nu , а критерий подобия K_2 — число Прандтля Pr . Что касается критерия K_1 , то он является специфическим, различным для разных видов конвективного теплообмена: для свободной конвекции — это число Грасгофа или Архимеда, для вынужденного движения — число Пекле или Рейнольдса, для пленочной конденсации — число, которое можно представить в виде произведения специфического для этого случая числа Рейнольдса на число Фруда или произведения числа Пекле на число Галилея. Таким образом, для этих видов конвективного теплообмена приближенное уравнение может быть представлено в форме

$$Nu = CK^{m_1}Pr^{m_2}. \quad (V.19)$$

Поскольку теплообмен при кипении является одним из видов конвективного теплообмена, обобщенное приближенное решение для него можно искать в форме (V.19), характерной для уравнений конвективного теплообмена. Критерий Pr в уравнении (V.19) не содержит каких-либо специфических для теплообмена при кипении величин. Это — фундаментальный критерий, характеризующий свойства жидкости и фигурирующий во всех уравнениях конвективного теплообмена. Таким образом, задача сводится к нахождению специфического для теплообмена при кипении критерия K .

Коэффициент теплоотдачи при кипении (при заданных свойствах жидкости и пара) — функция плотности теплового потока. С повышением q растет температурный напор ΔT , активируются новые центры парообразования, увеличивается число действующих на единице площади поверхности нагрева центров парообразования — число мест интенсивного стока теплоты. При этом возрастает интенсивность парообразования, которую можно характеризовать приведенной скоростью пара $W'' = q/r\rho_p$, м/с. Чем больше $q/r\rho_p$, тем выше интенсивность теплообмена при кипении.

Вместе с тем надо принять во внимание, что при пузырьковом кипении пузыри возникают в отдельных точках поверхности нагрева, достигают определенного размера и с некоторой частотой отрываются от поверхности нагрева. Произведение отрывного диаметра пузырей на частоту их отрыва $w'' = d_{of}$, м/с, представляет собой величину, характеризующую среднюю скорость роста паровых пузырей в данной точке и паропроизводительность одного центра парообразования. Ясно, что чем больше скорость роста паровых

пузырей $w'' = d_0 f$ при заданной приведенной скорости пара $W'' = q/r\rho_{\text{п}}$, тем меньше центров парообразования n , $1/\text{м}^2$, действует одновременно на поверхности нагрева.

В то же время интенсивность теплообмена при кипении определяется числом действующих центров парообразования. Таким образом, чем больше w'' при данном W'' , тем слабее интенсивность теплообмена, и наоборот. Доля поверхности нагрева, на которой происходит интенсивный сток теплоты (теплообмен) пропорциональна произведению плотности действующих центров парообразования n на квадрат отрывного диаметра пузыря — d_0^2 . Следовательно, интенсивность теплообмена при кипении определяется произведением nd_0^2 . Чем больше nd_0^2 , тем выше интенсивность теплообмена. Можно показать, что отношение приведенной скорости пара к скорости роста паровых пузырей W''/w'' пропорционально величине nd_0^2 .

Тепловой поток Q , подводимый к насыщенной жидкости и реализуемый в процессе превращения жидкости в пар, можно представить в виде суммы $Q = Q'_{\text{п}} + Q''_{\text{п}}$. Здесь $Q'_{\text{п}}$ — часть теплового потока Q , которая расходуется на испарение жидкости в период роста паровых пузырей на поверхности нагрева до их отрыва, а $Q''_{\text{п}}$ — часть Q , переносимая однофазной конвекцией в объем жидкости и реализуемая в процессе ее испарения в период путевого роста пузыря при движении его в массе перегретой жидкости, а также испарением жидкости с ее свободной поверхности.

Аналогично можно представить и тепловой поток, отнесенный к единице площади, — плотность теплового потока, как $q = q'_{\text{п}} + q''_{\text{п}}$. Если обозначить $q/q'_{\text{п}} = \psi$, то $q = \psi q'_{\text{п}}$.

На одном квадратном метре поверхности нагрева образуется в секунду nf пузырей. Масса полученного пара при этом равна $nfv_0\rho_{\text{п}}$, где v_0 — объем пузыря в момент отрыва. При этом количество переданной теплоты при росте пузырей на стенке составляет

$$q'_{\text{п}} = nf \frac{\pi d_0^3}{6} \rho_{\text{п}} r, \quad (\text{V.20})$$

а плотность теплового потока

$$q = nf \frac{\pi d_0^3}{6} \rho_{\text{п}} r \psi, \quad (\text{V.21})$$

откуда

$$\frac{q}{r\rho_{\text{п}}d_0f} = \frac{W''}{w''} = \frac{\pi}{6} nd_0^2\psi. \quad (\text{V.22})$$

Таким образом, безразмерное число $\frac{q}{r\rho_{\text{п}}d_0f}$ в общем случае отражает условия теплообмена у поверхности (nd_0^2) и в объеме

жидкости (ψ). Это и есть специфический для теплообмена при кипении критерий подобия

$$K = \frac{q}{r\rho_{\text{п}}w''}, \quad (\text{V.23})$$

который входит в уравнение подобия вида $Nu = CK^mPr^n$.

Принципиальное отличие этого уравнения подобия от других уравнений заключается в том, что оно построено на основе внутренних характеристик процесса пузырькового кипения, отражающих специфические особенности данного процесса. Вопрос о правомерности включения внутренних характеристик в уравнение подобия (в частности, включения в критерий K величины w'') выяснен в предыдущей главе.

Усредненные значения внутренних характеристик в аспекте приближенного анализа задачи можно считать практически не зависящими от q . Это в наибольшей мере относится к средней скорости роста паровых пузырей w'' . В то же время w'' подобно физическим свойствам жидкости и пара сильно зависит от давления. Поэтому w'' можно рассматривать как своего рода физическую характеристику двухфазной системы жидкость — пар в условиях пузырькового кипения, что и определяет правомерность включения ее в критерий K . То же в несколько меньшей мере относится к отдельно взятым величинам d_0 и f .

Из анализа опытных данных по α следует, что пользоваться более полным, чем $Nu = CK^mPr^n$, уравнением подобия для теплообмена при кипении $Nu = CK^{m_1}Fo^{m_2}Pr^{m_3}$, содержащим в явном виде критерий Fo , в общем случае нет необходимости. Вследствие малости m_2 в небольшом интервале давлений влияние Fo^{m_2} вообще незначительно, а в большом интервале изменения давления его можно учесть некоторой корректировкой расчетных значений w'' . Для расчетного определения α и при анализе опытных данных удобнее пользоваться компактным уравнением подобия, содержащим в правой части всего два критерия.

В соответствии с (V.18) и опытными данными получена в конкретном виде обобщенная зависимость — расчетное уравнение для определения интенсивности теплообмена (коэффициента теплоотдачи α) при пузырьковом кипении

$$Nu = 75K^{0,7}Pr^{-0,2}, \quad (\text{V.24})$$

или в развернутой форме

$$\frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{\text{п}})}} = 75 \left(\frac{q}{r\rho_{\text{п}}w''} \right)^{0,7} \left(\frac{a}{v} \right)^{0,2}, \quad (\text{V.25})$$

где w'' — средняя скорость роста паровых пузырей. м/с; α — коэффициент теплоотдачи при кипении. Вт/(м² · К); $\rho_{\text{п}}$ — плотность пара, кг/м³ (все физические свойства жидкости и пара — на линии насыщения).

6. Экспериментальные данные о влиянии w'' на интенсивность теплообмена

Экспериментальное определение зависимости α от w'' представляет значительный интерес. Из соображений, изложенных при обосновании уравнения подобия для теплообмена при кипении, и из обобщенной зависимости (V.25) следует, что α при кипении обратно пропорционален w'' в степени 0,7. Выяснить в отдельности влияние w'' на α в опытах по кипению насыщенной жидкости практически невозможно, так как нельзя обеспечить такие условия опытов, при которых изменялась бы только w'' , а физические свойства жидкости и пара оставались неизменными. Эта задача была решена в результате проведения специальных опытов по кипению воды с недогревом [125]. В опытах оставались неизменными поверхностные условия, плотность теплового потока и физические свойства кипящей в пристенном слое жидкости и ее пара. Изменялась только скорость роста паровых пузырей w'' с изменением недогрева основной массы жидкости. Таким образом была обеспечена возможность выполнения прямых опытов по выяснению влияния w'' на α .

При кипении недогретой жидкости производительность центра парообразования определяется частотой образования и максимальным диаметром пузыря, а число действующих центров при заданной q — величиной $w'' = d_{\max} f$, где d_{\max} — среднее значение максимальных диаметров пузырей.

Для установления взаимосвязи между w'' и α опыты проводились параллельно на двух установках. На одной из них, описанной в предыдущей главе, изучались внутренние характеристики кипения, на второй (на поверхности нагрева достаточных размеров) при тех же условиях в отношении давления, недогрева и плотности теплового потока определялись значения α при кипении. Это представляло и самостоятельный интерес, так как по вопросу о влиянии недогрева на интенсивность теплообмена не существовало единого мнения. Немногочисленные работы в этой области содержали противоречивые данные.

Установка для нахождения α при кипении воды с недогревом представляла собой замкнутый циркуляционный контур. Экспериментальный участок выполнен в виде кольцевого зазора, образованного двумя вертикальными трубками. Внешняя трубка диаметром 28 мм и толщиной стенки 4 мм изготовлена из оргстекла. Кипение происходило на наружной поверхности внутренней трубки, изготовленной из такого же материала, как экспериментальный участок установки по определению w'' (из нержавеющей стали). Использовались два типа опытных элементов: а) точеные трубки (внутренняя поверхность обрабатывалась разверткой) наружным диаметром $d = 6$ мм с толщиной стенки $\delta = 0,25$ мм; б) бесшовные трубки $d = 6$ мм и $\delta = 0,30$ мм. Рабочая длина опытного

элемента составляла 50 мм. Рабочая длина, диаметр и толщина стенки элемента тщательно измерялись. Нагрев опытного элемента осуществлялся пропусканием через него постоянного электрического тока.

Порядок проведения опытов был следующий. Установка заливалась дистиллированной водой. Поверхность нагрева опытного элемента подвергалась длительной (более 8 ч) приработке кипячением. После этого поддерживались постоянными давление, ско-

Рис. 58

Влияние недогрева на среднюю скорость роста пузырей и интенсивность теплообмена ($p = 0,1$ МПа, $q = 0,47$ МВт/м²):

1 — $w'' = d_{\max} f$; 2 — α_g ; 3 — α_p .

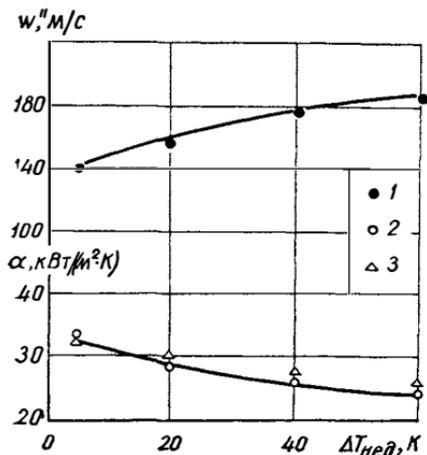
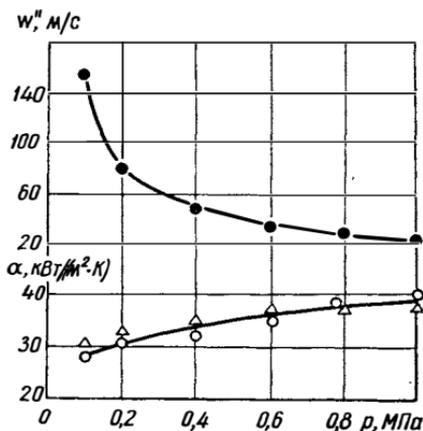


Рис. 59

Изменение w'' и α с увеличением давления ($\Delta T_{\text{нед}} = 20$ К; $q = 0,47$ МВт/м²) (обозначения те же, что и на рис. 58).



рость воды и температура ее на входе. Увеличивалась плотность теплового потока до величины $q_{\text{н.к}}$. Момент начала кипения контролировался по температуре стенки и визуально. В этом режиме установка выдерживалась 30—40 мин и затем приступали к опытам. Нагрузка изменялась от $q_{\text{н.к}}$ до 0,7—0,8 критической. В этом интервале изменения q производились измерения на 19—20 режимах как при увеличении, так и при уменьшении q . После каждого изменения q делалась выдержка во времени, проверялась температура внутренней поверхности опытного элемента и по достижении ее постоянства опыт продолжался.

Пределы изменения параметров были следующими: q составляла от 0,05 до 2,0 МВт/м²; давление p — 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 МПа; $\Delta T_{\text{нед}}$ — 5, 20, 40 и 60 К. Скорость движения воды была такой же, как и в соответствующих опытах по изучению w'' , т. е. от 0,08 до 0,2 м/с. Для поддержания постоянной $\Delta T_{\text{нед}}$ при увеличении q температура воды на входе постепенно умень-

шалась с таким расчетом, чтобы средняя температура воды оставалась примерно постоянной. Как показали расчеты, величина недогрева отклонялась от заданных значений не более чем на 1 К.

Внутри опытного элемента размещались три термопары с интервалом в 15 мм. Рабочая длина и конструкция опытного элемента обеспечивали пренебрежимо малое влияние торцевых оттоков теплоты на температурное поле опытного элемента. Температура наружной поверхности стенки T_c определялась по измеренной температуре внутренней поверхности и вычисленному снижению температуры в стенке трубы. Плотность теплового потока q вычислялась по выделенной электрической мощности на рабочей длине опытного элемента и относилась к его наружной поверхности. Коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении находился из соотношения $\alpha = q/(T_c - T_n)$, где T_n — температура насыщения при данном давлении. Опытные данные по α , полученные на двух типах опытных элементов, хорошо совпали.

Опыты, проведенные на первой установке, показали, что с увеличением недогрева монотонно повышается частота образования пузырей и уменьшается среднее значение их максимального диаметра. Частота повышается несколько быстрее, чем уменьшается диаметр, поэтому w'' с ростом $\Delta T_{нед}$ плавно увеличивается. Основным результатом опытов, выполненных на обеих установках [125], представлен на рис. 58, где показана зависимость w'' и α_p от недогрева при давлении 0,1 МПа. Там же нанесены расчетные значения α_p в соответствии с (V.25). Из рисунка видно, что с увеличением недогрева w'' растет, а α соответственно уменьшается. На рис. 59 показаны зависимость w'' и α_p от давления при постоянном недогреве $\Delta T_{нед} = 20$ К и расчетные значения α_p , полученные по формуле (V.25). В этом случае изменение α обусловлено не только изменением w'' , но также других физических свойств жидкости и пара (особенно ρ_n).

Как видно из приведенных данных, расчетные по (V.25) и опытные значения α удовлетворительно совпадают. Результаты опытов качественно и количественно подтвердили теоретические предположения. Коэффициент теплоотдачи α при кипении оказался обратно пропорциональным скорости роста пузырей w'' в степени приблизительно 0,7. Установлено также, что характер влияния w'' на α не зависит от того, чем вызвано изменение w'' — изменением давления или недогрева. Таким образом, получено дополнительное физическое обоснование уравнения подобия (V.24).

7. Расчетное определение w''

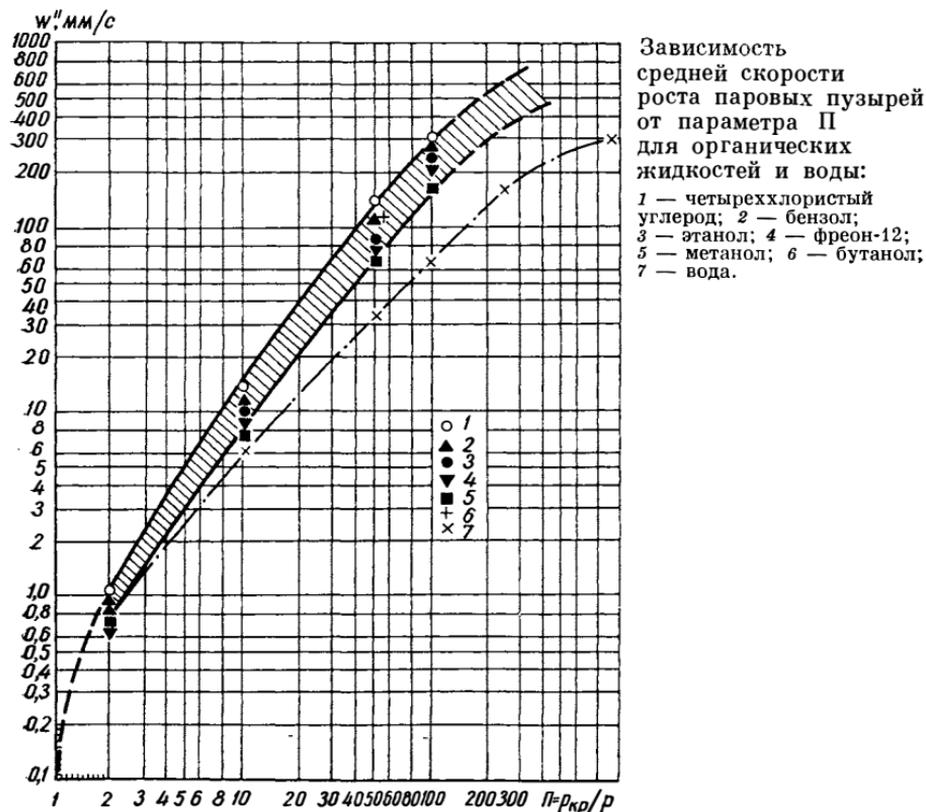
Для возможности практического использования расчетной формулы (V.25) нужно знать значения w'' для различных жидкостей при разных давлениях.

В предыдущей главе приведены данные о w'' для ряда жидкостей при давлении 0,1 МПа, а также — об изменении w'' с повышением

давления для жидкостей с сильно отличающимися значениями критического давления (вода и этиловый спирт). Из этих данных следует, что темп изменения w'' с ростом давления по сравнению с w'' при давлении 0,1 МПа для разных жидкостей различен. Он тем больше, чем меньше $p_{кр}$.

Если известна скорость роста пузырей $w''_{0,1}$ для давления 0,1 МПа, то расчетные значения w'' для других давлений при π до 0,8 можно определить из безразмерного эмпирического соотноше-

Рис. 60



ния [128], полученного с учетом имеющихся опытных данных о w'' и соображений о влиянии числа Fo :

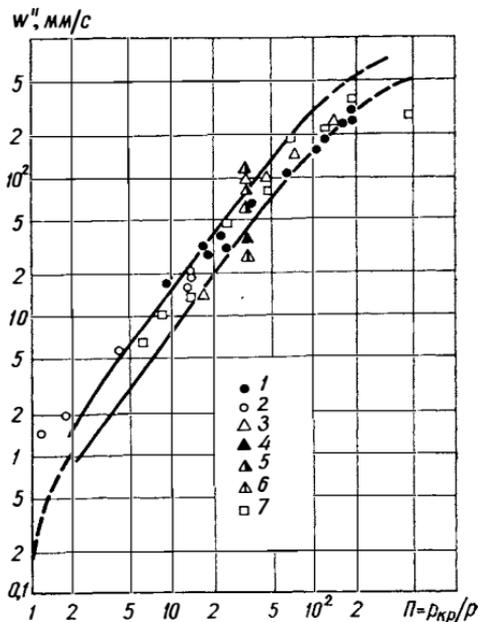
$$\frac{w''}{w''_{0,1}} = \left(\frac{\rho_{0,1}}{\rho_{\pi}} \right)^{2,3+0,5 \lg \pi}, \quad (V.26)$$

где $w''_{0,1}$ и $\rho_{0,1}$ — средняя скорость роста паровых пузырей и плотность пара при реперном давлении, принятом равным 0,1 МПа; w'' и ρ_{π} — то же при данном давлении; π — отношение реперного давления к критическому, $\pi = p/p_{кр}$.

Число жидкостей, для которых имеются опытные значения w'' при давлении 0,1 МПа или при других давлениях, пока ограничено. В тех случаях, когда опытные данные о w'' отсутствуют, можно получить удовлетворительные результаты, пользуясь методом определения w'' , основанным на следующих соображениях [144]. Имеется одна общая точка, в которой w'' для всех жидкостей одинакова и вследствие равенства плотностей фаз равна нулю. Это критическая точка. Далее, по мере уменьшения давления и удале-

Рис. 61

Зависимость средней скорости роста паровых пузырей от параметра Π для неорганических (криогенных) жидкостей — водорода (1, 2), азота (3—6) и кислорода (7):
 1 — [139]; 2 — [141]; 3 — [107]; 4 — [142];
 5 — [143]; 6 — [179]; 7 — [107].



ния от критического давления величина w'' растет, значения ее для разных жидкостей все более расслаиваются и все заметнее сказывается влияние на w'' индивидуальных физических свойств жидкости и ее пара. Естественно, что значения w'' нужно сопоставлять не при абсолютных давлениях, а при приведенных значениях, равных $\Pi = p/p_{кр}$, или при величинах $\Pi = p_{кр}/p$, обратных Π .

На основании опытных данных о w'' и соотношения (V.26) определены значения w'' для воды и органических жидкостей при Π , равных 2, 10, 50 и 100. Они показаны в логарифмической системе координат на рис. 60.

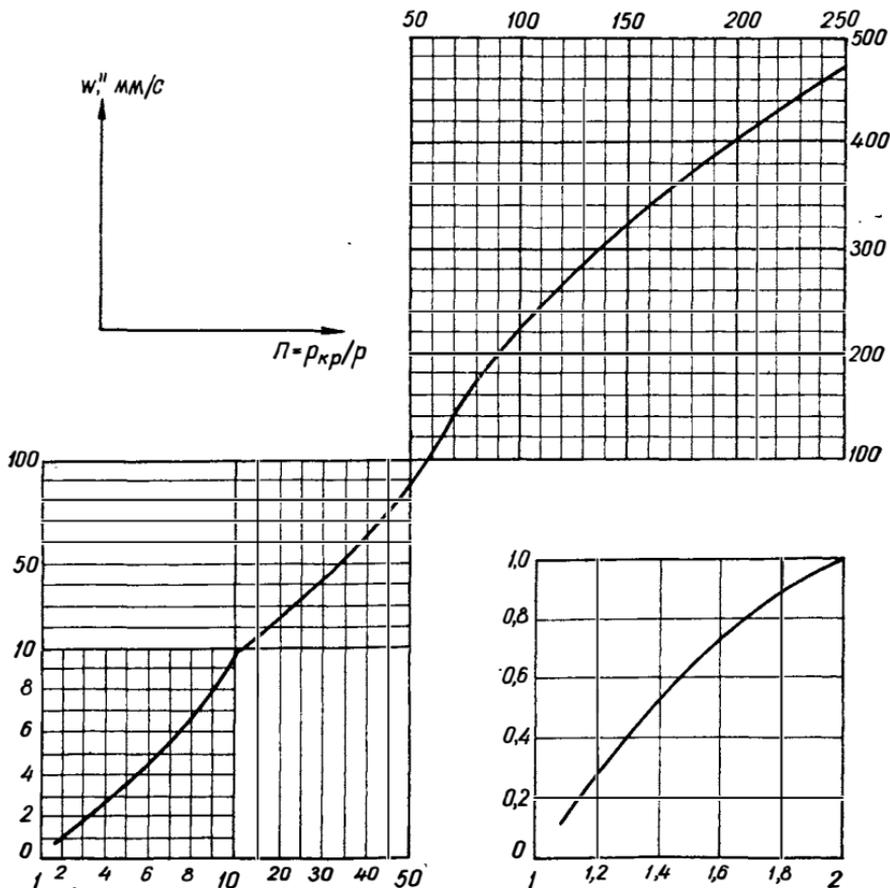
Из рисунка видно, что вода — аномальная жидкость с высоким значением $p_{кр}$, отличается сильно заниженными значениями w'' в функции Π . Значения w'' для остальных жидкостей располагаются в более тесных пределах. Все же в месте наибольшего разброса крайние значения w'' отклоняются от среднего на 30—35%. Однако легко убедиться в том, что даже в этом наиболее небла-

гоприятном случае, если принять для w'' среднеарифметическое значение, наибольшая возможная ошибка в нахождении α будет лежать в пределах 20—23% истинного значения α , что близко к пределам точности экспериментального определения α , и такого же порядка, как разброс опытных данных по α , получаемых для одной и той же жидкости разными авторами.

В той же координатной системе, но в ином масштабе на рис. 61 показаны опытные значения w'' для криогенных жидкостей (кисло-

Рис. 62

Усреднённая зависимость средней скорости роста паровых пузырей w'' от параметра Π .



рода, азота и водорода) при различных давлениях, по данным разных авторов. Из рисунка видно, что они располагаются около той же средней линии и с разбросом в тех же пределах, что и данные по органическим жидкостям. Закономерность изменения w'' в функции Π или π оказывается одинаковой для органических и

неорганических (криогенных) жидкостей. Это приводит к представлению о существовании некоторой приближенной универсальной зависимости средней скорости роста паровых пузырей от приведенного давления.

Следовательно, можно в качестве первого удовлетворительного приближения пользоваться для расчетного определения w'' в случае отсутствия опытных данных усреднённой зависимостью w'' в функции Π . Эта зависимость показана на рис. 62 для широкого интервала значений Π от 1,1 до 250.

Ясно, что w'' в функции Π не может стремиться к бесконечности. Темп увеличения w'' с понижением давления (при $\Pi > 100$) замедляется. С углублением вакуума всё в большей мере нарушается регулярный режим пузырькового кипения. Конкретные данные о w'' в условиях вакуума приведены в работе [113].

В достаточно широком интервале Π (от 2,5 до 100) для вычисления w'' , М/с, можно пользоваться эмпирической формулой

$$w'' = 0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \Pi^{1,4}, \quad (\text{V.27})$$

или

$$w'' = 0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \pi^{-1,4}. \quad (\text{V.28})$$

Это соотношение основано на следующих экспериментально установленных фактах: а) главным фактором, определяющим w'' , является приведенное давление жидкости (удалённость от критической точки); б) с повышением давления жидкости (уменьшением Π) w'' непрерывно уменьшается; в) помимо общего влияния физических свойств жидкости и пара, изменение которых проявляется интегрально через приведенное давление, заметно сказываются на w'' также индивидуальные особенности жидкостей, но их влияние всё же менее существенно, чем влияние, учитываемое приведенным давлением.

Формулу (V.28) можно рассматривать, как частный и приближённый вид соотношения $w''/(ag)^{1/3} = \Phi(p/p_{\text{кр}})$ между безразмерной скоростью роста паровых пузырей \bar{w}'' и приведенным давлением π в том интервале значений π , где эту зависимость можно аппроксимировать степенной функцией.

Таким образом, ясно, что изложенный метод охватывает как органические, так и неорганические (криогенные) жидкости, т. е. практически (за исключением металлических) все жидкости, широко применяемые в технике.

8. Обобщение опытных данных об α при кипении

Экспериментально установленная основная закономерность теплообмена при кипении (связь между коэффициентом теплоотдачи α и плотностью теплового потока q) одинакова в широком диапазоне изменения q от начала развитого кипения до

предкризисных режимов. В то же время визуальная картина процесса кипения претерпевает существенные изменения — от режима изолированных пузырей до режима крупных паровых объединений.

Исходя из известных моделей теплопереноса при развитом пузырьковом кипении (поршневой эффект, турбулизация пристенного слоя паровыми пузырями и т. п.), нельзя достаточно убедительно объяснить консервативность этой закономерности теплообмена при столь существенных изменениях внешней картины процесса. Объяснение этого факта может быть получено на основе анализа внутренних микро- и макрохарактеристик процесса кипения [175].

Паровые пузыри зарождаются во впадинах микрошероховатости поверхности нагрева. На реальной шероховатой поверхности имеется широкий спектр впадин различной геометрии, которые, вообще говоря, могут быть центрами парообразования. Однако при заданных перегревах активными впадинами могут быть лишь те, чья геометрия отвечает наиболее благоприятным условиям зарождения пузырей. В гл. II показано, что при заданных условиях существует некий интервал геометрических размеров впадин, которые могут быть активными центрами. При наличии нескольких впадин с необходимой геометрической формой, расположенных в непосредственной близости друг от друга, более вероятна активация впадины, для которой время ожидания минимальное.

Впадина заданных геометрических размеров становится активной при достижении вполне определенного перегрева поверхностного слоя теплоотдающей стенки. Дальнейшие рассуждения будут относиться к температуре этого тонкого (порядка десятых долей миллиметра) слоя стенки.

Начальные перегревы для различных центров могут изменяться в довольно широких пределах. Теплота от поверхности нагрева в окрестности действующего центра наиболее интенсивно отводится в начальный период роста парового пузыря до достижения им макроскопических размеров. Этот период характеризуется резким снижением температуры поверхностного слоя теплоотдающей стенки. После достижения пузырем макроскопических размеров еще до его отрыва температура поверхностного слоя начинает возрастать. К моменту отрыва τ_1 она не достигает первоначального уровня, соответствующего моменту зарождения пузыря. В зависимости от локальной плотности теплового потока скорость прогресса поверхности после отрыва пузыря различна и увеличивается при более высоких значениях q . Соответственно с повышением q сокращается время ожидания τ_2 , в течение которого достигается первоначальная температура, необходимая для зарождения пузыря.

Средняя во времени температура поверхности в окрестности действующего центра при увеличении q остаётся практически постоянной, причём она определяется характерным для данной впадины перегревом её активации. Таким образом, действующий центр выступает в роли своеобразного локального стабилизатора средней во времени температуры поверхностного слоя.

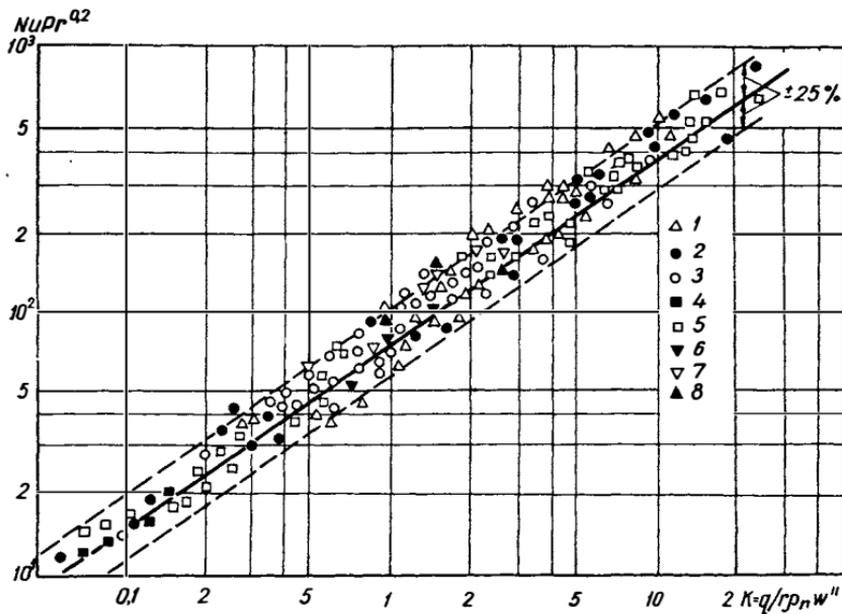
С повышением q температура поверхности на некотором удалении от действующего центра может достичь такого значения, при котором активируется ещё одна или несколько впадин с благоприятной геометрией. Тогда на поверхности появятся несколько точечных стабилизаторов температуры, и каждый из них поддерживает в своей окрестности характерную для него температуру.

При работе достаточно большого количества центров на поверхности образуется совокупность локальных термостабилизирован-

Рис. 63

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении спиртов — этанола (1—5), метанола (6, 7) и бутанола (8):

1 — $p = 0,3 \pm 0,98$ МПа [177]; 2 — $p = 0,1 \pm 2,3$ МПа [178]; 3 — $p = 0,1$ МПа (по данным Бонилла и Перри, см. [180]); 4 — $p = 0,1$ МПа [181]; 5 — $p = 0,1 \pm 3,0$ МПа [182]; 6 — $p = 0,1$ МПа [123]; 7 — $p = 0,1$ МПа [130]; 8 — $p = 0,1$ МПа [123] (сплошная линия — расчётное значение по (V.24)).



ных участков, вообще говоря, с различными, но независимыми от плотности теплового потока температурами. В результате на некоторой глубине в стенке установится средняя температура, соответствующая заданной плотности теплового потока. При увеличении q число центров возрастает. Вновь активирующиеся центры имеют соответственно более высокую характерную температуру. Поэтому с увеличением q средняя температура стенки возрастает.

Слияние паровых пузырей в паровые объединения происходит после достижения ими макроскопических размеров. Поскольку теплота наиболее интенсивно отводится от поверхности нагрева главным образом на начальной стадии роста пузырей, когда они весьма малы, изменение внешней картины кипения не отражается

на интегральном соотношении $\alpha = \alpha(q)$, характеризующем процессе пузырькового кипения.

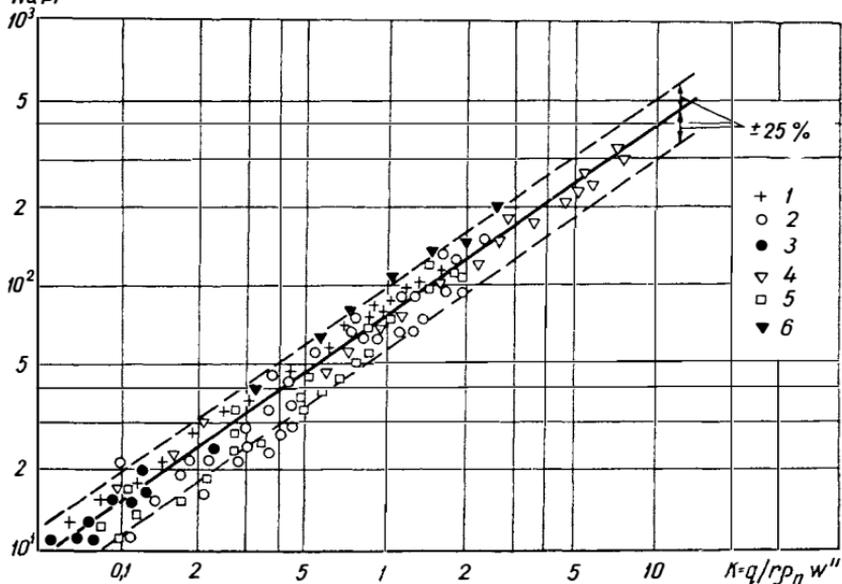
Внутренние макрохарактеристики процесса кипения (отрывной диаметр парового пузыря d_0 , частота его отрыва f и средняя скорость роста $w'' = d_0 f$) являются своеобразным отображением микропроцессов, происходящих на начальной стадии развития парового пузыря. Впадины, действующие при меньшем перегреве, генерируют пузыри меньшего диаметра, но с большей началь-

Рис. 64

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении фреонов — фреона-11 (1), фреона-12 (2—4) и фреона-22 (5, 6):

1 — $p = 0,1$ МПа [183]; 2 — $p = 0,151 \pm 1,5$ МПа [136]; 3 — $p = 0,2 \pm 0,35$ МПа [184]; 4 — $p = 0,6 \pm 2,3$ МПа [185]; 5 — $p = 0,124 \pm 2,44$ МПа [136]; 6 — $p = 0,83 \pm 2,0$ МПа [185] (сплошная линия — расчётные значения по (V.24)).

$Nu \rho r^{0,2}$



ной частотой, чем впадины с более высоким перегревом. Макрохарактеристики процесса кипения, отображая в определенной степени микропроцессы, связанные с образованием паровых пузырей, отражают микрохарактеристики поверхности и свойства жидкости и пара.

При кипении на реальных шероховатых поверхностях с широким спектром впадин, имеющих необходимую геометрическую форму, существует большое число потенциальных центров, и в процессе реализуется только часть из них. В этом случае внутренние макрохарактеристики однозначно определяют интенсивность процесса для данной жидкости независимо от внешней картины пузырькового кипения. Поэтому использование внутренних характеристик процесса, полученных при умеренных плотностях теп-

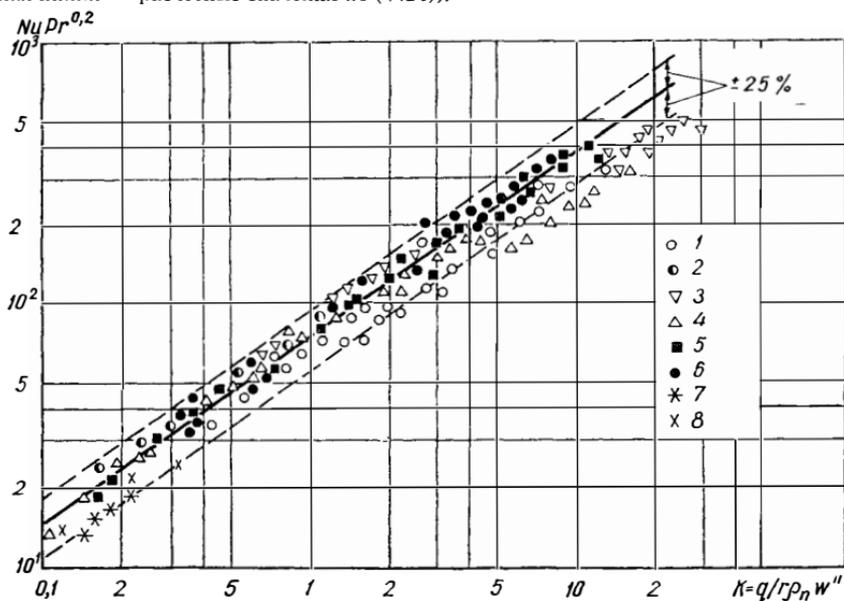
лового потока, для обобщения опытных данных по интенсивности теплообмена при кипении в широком интервале q представляется вполне обоснованным.

Консервативность закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей подтверждается результатами обобщения опытных данных по интенсивности теплообмена при кипении [119, 123, 125, 130, 136, 168, 176—191]. На рис. 63—66 в системе обобщенных координат $NuPr^{0,2} - K$ в соответствии с уравнением (V.24)

Рис. 65

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении тяжёлых углеводородов — бензола (1—5) и пропана (6) — и четыреххлористого углерода (7, 8):

1 — $p = 0,1 \pm 3,6$ МПа [168]; 2 — $p = 0,1$ МПа [183]; 3 — $p = 0,79 \pm 4,55$ МПа [186];
4 — $p = 0,1 \pm 2,07$ МПа [187]; 5 — $p = 0,1$ МПа [123]; 6 — $p = 0,64 \pm 1,72$ МПа [188];
7 — $p = 0,1$ МПа (по данным Инсингера и Блисса, см. [180]); 8 — $p = 0,1$ МПа [119]
(сплошная линия — расчётные значения по (V.24)).



показано обобщение опытных данных об α при кипении различных органических жидкостей (спиртов, фреонов и углеводородов). При обработке данных об α значения w'' для всех жидкостей определялись по кривой рис. 62. В интервале Pr от 2,5 до 100 их можно находить также из соотношений (V.27). Как видно из рис. 63—66, опытные данные по кипению органических жидкостей обобщаются уравнением $Nu = 75K^{0,7} Pr^{-0,2}$ в широком интервале давлений и плотностей теплового потока вполне удовлетворительно — разброс опытных точек около линии $NuPr^{0,2} = 75K^{0,7}$ находится в пределах $\pm 25\%$, т. е. в области, характерной для обычного расхождения опытных данных по α для одной и той же жидкости у разных авторов.

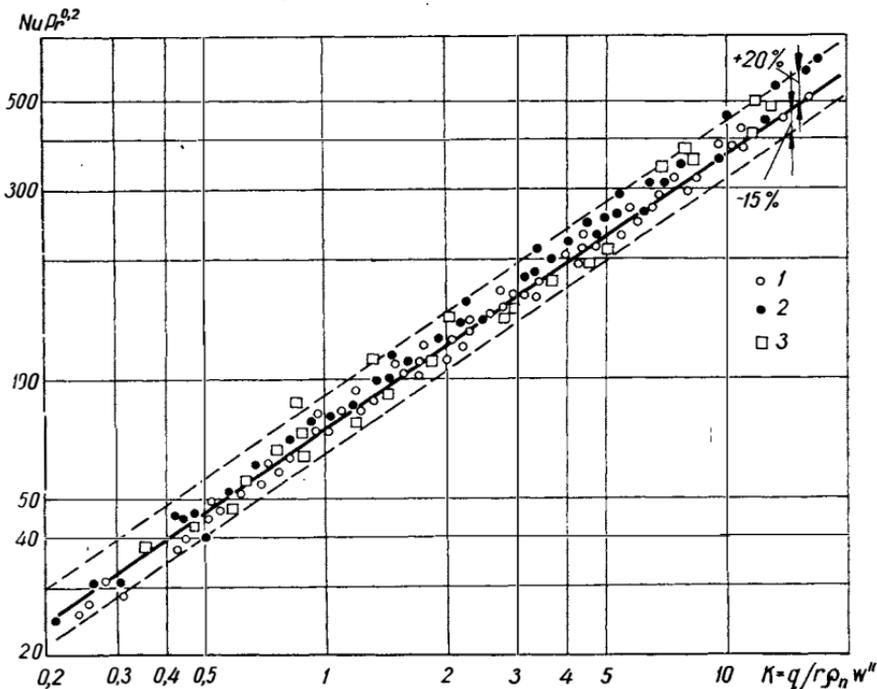
На рис. 67 в той же координатной системе показано обобщение опытных данных об α при кипении насыщенной воды в интервале давлений от 0,009 до 19,6 МПа и плотностей тепловых потоков от 0,02 до 3,5 МВт/м², а также данных об α при кипении воды с недогревом при давлениях от 0,1 до 1,0 МПа и недогревах от 5 до 60 К.

При обработке данных по α для насыщенной воды значения w'' определялись из соотношения (V.26) по известному из опытов зна-

Рис. 66

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении лёгких углеводородов — метана (1), этана (2) и этилена (3):

1 — $p = 0,1 \pm 2,3$ МПа [189]; 2 — $p = 0,127 \pm 2,94$ МПа [190]; 3 — $p = 0,127 \pm 2,45$ МПа [190] (сплошная линия — расчётные значения по (V.24)).



чению $w_{0,1}''$ (как уже отмечалось, вода отличается заметно пониженными по сравнению с другими жидкостями значениями w'' при $\pi = idem$). Показатель степени m_2 при критерии Fo в уравнении общего вида (V.17) при больших и средних значениях π в большом интервале изменения π с удалением от критической точки увеличивается так медленно, что можно пользоваться его средним значением. Но при очень малых π ($< 0,005$) в связи с возрастающей нестационарностью процесса абсолютная величина m_2 и темп его повышения становятся заметными. Использование соотношения (V.26) позволяет и в этой области ограничиться компактным уравнением (V.24). При обработке данных об α при кипении воды с не-

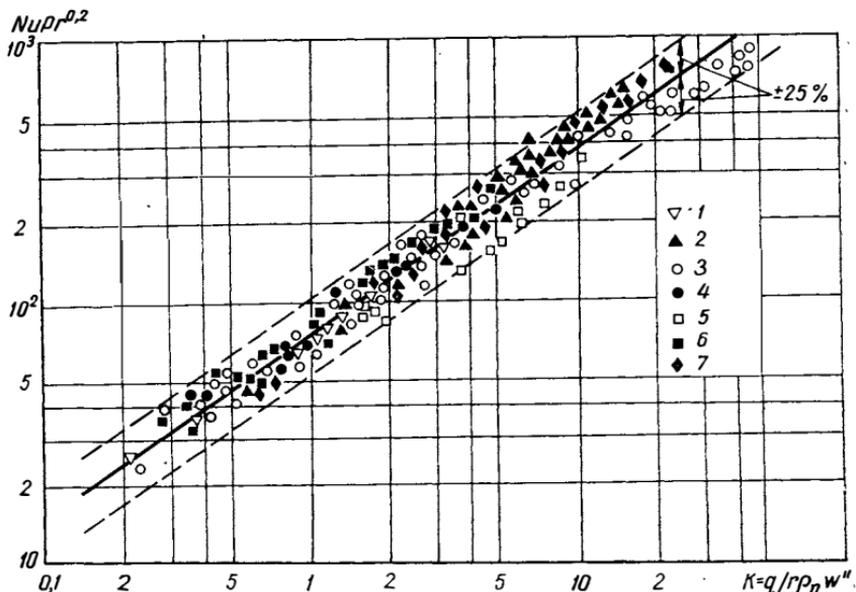
догревом использовались приведенные ранее опытные значения средних за цикл скоростей роста паровых пузырей w'' , полученные в [125] при изучении механизма процесса кипения.

Обобщение данных по кипению криогенных жидкостей каким-либо одним уравнением было до последнего времени вообще невозможным из-за огромного разброса опытных точек, полученных разными авторами. Такой разброс объясняется многими причинами: влиянием свойств поверхностей теплообмена, их размерами и

Рис. 67

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении воды:

1 — $p = 0,1$ МПа [191]; 2 — $p = 0,1 \pm 19,6$ МПа [176, 177]; 3 — $p = 0,1 \pm 16,9$ МПа (по данным Адломса, см. [180]); 4 — $p = 0,009 \pm 0,1$ МПа (по данным Браунлича, см. [180]); 5 — $p = 0,1 \pm 7,0$ МПа [186]; 6 — $p = 0,1 \pm 1,0$ МПа (недогрев 20 ± 60 К) [125]; 7 — $p = 0,1 \pm 1,97$ МПа [178] (сплошная линия — расчетные значения по (V.24)).



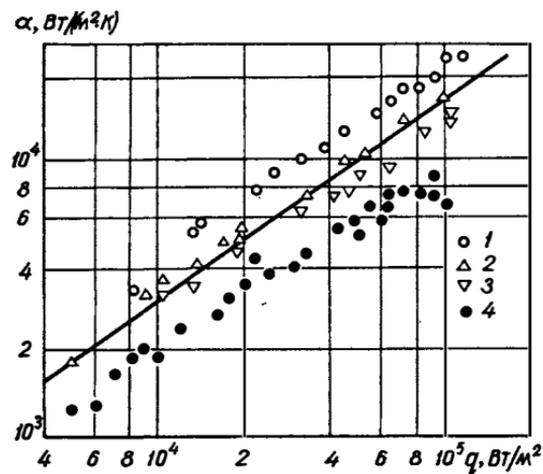
чистой обработки, разной методикой проведения опытов и точностью измерения малых температурных напоров и др.

Хотя и в настоящее время не все еще в этой специфической области ясно, все же благодаря развитию в последнее время обширных и углубленных исследований процесса кипения криогенных жидкостей (здесь прежде всего необходимо отметить работы, выполненные в МЭИ и ФТИНТ), ряд вопросов выяснен и возможности обобщения опытных данных значительно расширились.

Выполнить анализ многочисленных опубликованных ранее материалов и произвести отбор из них наиболее надежных данных весьма затруднительно, практически невозможно. Поэтому необходимо обратиться к данным последнего времени, которые представляются наиболее надежными и достоверными. К ним следует

отнести результаты работ по кипению криогенных жидкостей, выполненных В. А. Григорьевым с сотрудниками [143]. Одной из главных целей их работ было детальное изучение влияния на интенсивность теплообмена теплофизических свойств поверхности нагрева, что обусловило тщательность проведения экспериментальных исследований. В [143] показано, что данные об α для криогенных жидкостей нельзя удовлетворительно обобщить без учета теплофизических свойств поверхности нагрева, и предложен спе-

Рис. 68



Интенсивность теплоотдачи при кипении азота на поверхностях из различных материалов [143] ($p = 0,1$ МПа):

1 — медь; 2 — латунь; 3 — бронза; 4 — нержавеющая сталь (сплошная линия — расчетные значения по (V.24)).

циальный метод определения интенсивности теплообмена при кипении криогенных жидкостей. Однако применимость этого метода ограничена очень узким интервалом давлений.

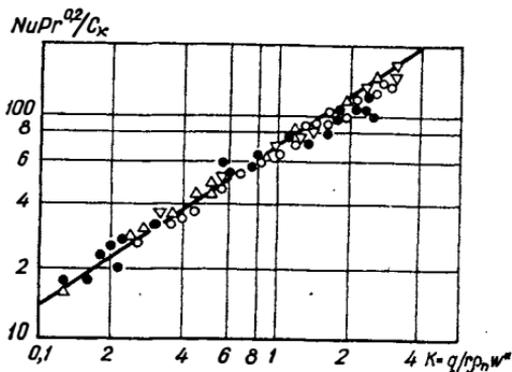
Определение α при кипении криогенных жидкостей в достаточно широком интервале давлений может быть произведено на основе уравнения подобия (V.24). В связи с этим далее изложен менее детальный, чем в [143], но более простой для практического использования способ учета свойств поверхности нагрева, основанный на экспериментальных данных авторов [143] и приведенном ими в [143] приближенном соотношении $\alpha \propto (\sqrt{\lambda_{\text{ср}}})^{0,5}$. Включение в уравнение подобия коэффициентов теплоусвоения находится в полном соответствии с принципиальной концепцией, принятой при обосновании уравнения (V.24) для теплообмена при кипении жидкостей. Если бы удалось получить точное решение сопряженной задачи о теплообмене при пузырьковом кипении, то соотношения между этими коэффициентами фигурировали бы в решении в строгой и точной форме. Из-за отсутствия такого решения приходится учитывать их в расчетном уравнении в эмпирической форме. При этом сохраняется общность основного уравнения подобия.

На рис. 68 показаны полученные авторами [143] опытные данные

по кипению азота на поверхностях нагрева 6—7 класса чистоты. Материалы поверхности нагрева можно разделить на три группы по значению коэффициентов теплоусвоения $\kappa = \sqrt{\lambda c_p}$: первая группа — повышенные значения $\kappa = \kappa_1$ (медь), вторая — средние $\kappa = \kappa_2$ (латунь, никель, бронза) и третья — пониженные $\kappa = \kappa_3$ (нержавеющая сталь). Как видно из рис. 68, расчетные значения α по уравнению $Nu = 75K^{0,7} Pr^{-0,2}$ наилучшим образом совпадают с опытными данными по кипению азота на металлах вто-

Рис. 69

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении азота ($p = 0,1$ МПа) (обозначения те же, что и на рис. 68). Сплошная линия — расчетные значения по (V.29).



рой группы, особенно бронзы. Для учета влияния теплофизических свойств материала поверхности нагрева уравнение (V.24) можно записать в более общем виде

$$Nu = 75C_{\kappa}K^{0,7}Pr^{-0,2}. \quad (V.29)$$

Поправочный эмпирический коэффициент $C_{\kappa} = \left(\frac{\kappa}{\kappa_p}\right)^n$, где κ — коэффициент теплоусвоения данного металла; κ_p — коэффициент теплоусвоения «реперной» поверхности нагрева (в данном случае — бронзы); n — показатель степени, для криогенных жидкостей равный приблизительно 0,5. Для воды и органических жидкостей величина n настолько мала, что значение C_{κ} близко к единице.

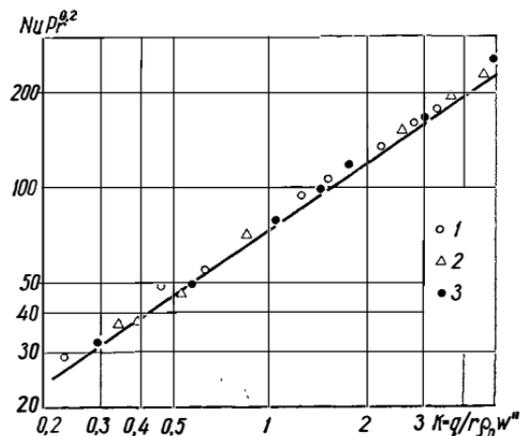
В таком представлении, в соответствии с уравнением (V.29) и $C_{\kappa} = \left(\frac{\kappa}{\kappa_p}\right)^{0,5}$, опытные данные по азоту [143] показаны на

рис. 69 в координатной системе $NuPr^{0,2} \left(\frac{\kappa_p}{\kappa}\right)^{0,5} - K$. Значения κ для разных металлов взяты из таблицы 1—4 [143], κ_p — коэффициент теплоусвоения бронзы. Из рис. 69 видно, что уравнение (V.29) удовлетворительно обобщает данные [143] об α при кипении азота на разных поверхностях нагрева.

В то же время из рис. 70 и 71 видно, что уравнение (V.24) правильно отражает влияние давления на α при кипении азота и кислорода.

На рис. 71 представлены данные Ю. А. Кириченко с сотрудниками [193] по кипению кислорода в интервале давлений от 0,098 до 0,98 МПа, там же нанесены опытные точки М. Е. Иванова и Н. К. Елухина [194], полученные при 0,098 МПа. В [193] опыты проводились на горизонтальной полированной трубке $\delta = 0,3$ мм из нержавеющей стали, в [194] — на гладких и зачищенных наждачной бумагой мельхиоровой и медной трубках $\delta = 0,25$ мм.

Рис. 70



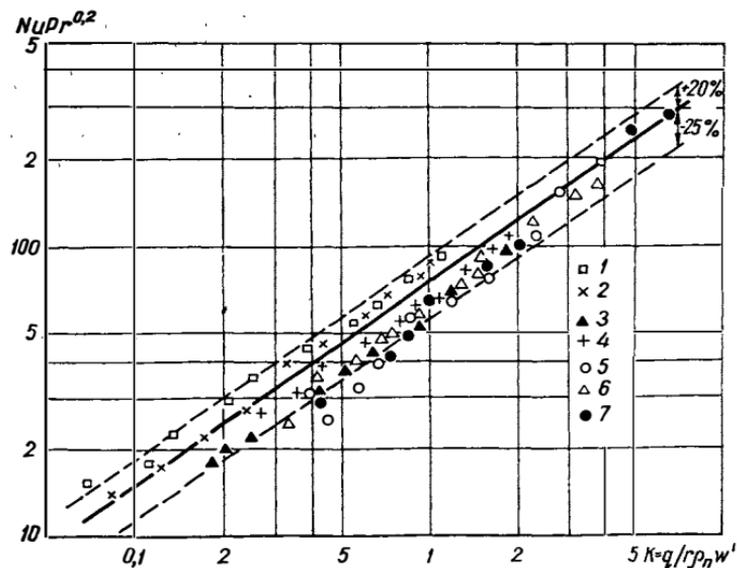
Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении азота [190, 192] при давлениях от 0,1 до 1,0 МПа:

1 — $p = 0,1$ МПа; 2 — $p = 0,5$ МПа; 3 — $p = 1,0$ МПа (сплошная линия — расчетные значения по (V.24)).

Рис. 71

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении кислорода:

1 — $p = 0,098$ МПа [194]; 2 — $p = 0,098$ МПа; 3 — $p = 0,196$ МПа; 4 — $p = 0,294$ МПа; 5 — $p = 0,49$ МПа; 6 — $p = 0,784$ МПа; 7 — $p = 0,98$ МПа [193] (сплошная линия — расчетные значения по (V.24)).



Из сравнения данных [193] и [194] трудно установить влияние материала поверхности нагрева.

Выполненное в последнее время В. В. Цыбульским [195] обстоятельное экспериментальное исследование кипения азота и кислорода в широком интервале давлений убедительно показало применимость для них уравнения (V.24). Еще лучшее согласие расчета с опытом дает уравнение (V.29) (κ_p — коэффициент теп-

Рис. 72

Обобщение опытных данных [143] по теплоотдаче при кипении гелия ($p = 0,1$ МПа):

1 — медь; 2 — бронза; 3 — никель; 4 — латунь; 5 — нержавеющая сталь (сплошная линия — расчетные значения по (V.29)).

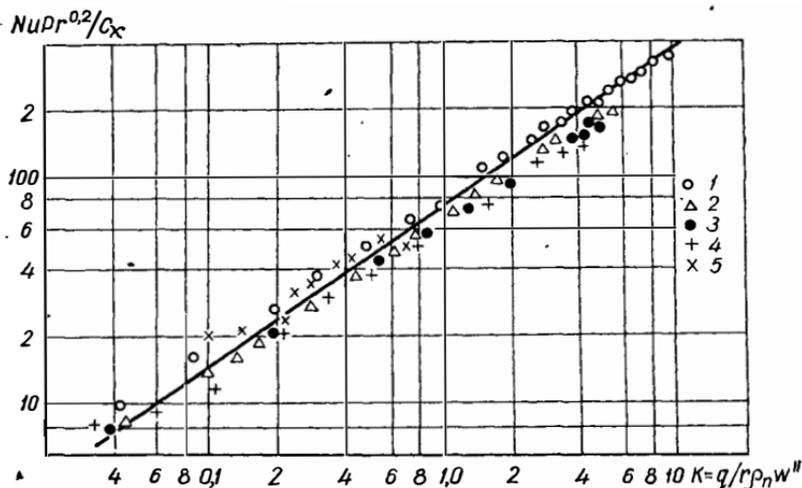
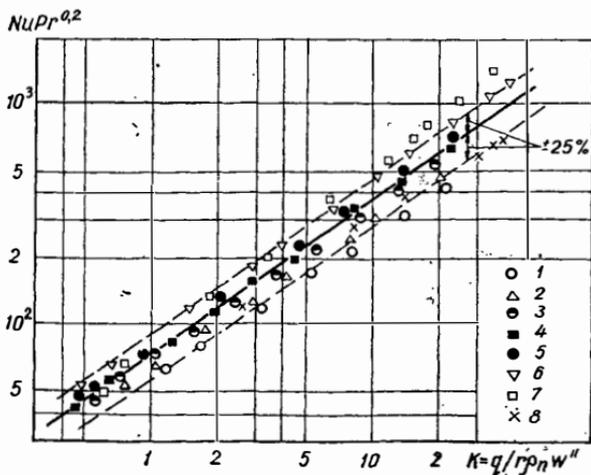


Рис. 73

Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении двуокиси углерода:

1 — $p = 3,48$ МПа; 2 — $p = 3,91$ МПа; 3 — $p = 4,47$ МПа; 4 — $p = 5,06$ МПа; 5 — $p = 5,83$ МПа; 6 — $p = 6,43$ МПа; 7 — $p = 6,73$ МПа [196]; 8 — $p = 6,47$ МПа [197] (сплошная линия — расчетные значения по (V.24)).



лоусвоения бронзы), которым можно пользоваться для технических поверхностей нагрева. То же относится к определению α при кипении водорода.

На рис. 72 представлены данные [143] по кипению гелия на разных поверхностях нагрева в обобщенной системе координат, соответствующей уравнению (V.29). Гелий отличается весьма низким $p_{кр}$ и (в противоположность воде) характеризуется более высокими значениями w'' при $\pi = idem$ по сравнению с другими жидкостями. Это приближенно может быть учтено оценкой w'' по верхней кривой, ограничивающей значения w'' на рис. 61, и принятием в качестве реперного κ_p коэффициента теплоусвоения меди (значения w'' для гелия, которые вытекают из приведенных в [142] данных, представляются слишком завышенными, они относятся, по-видимому, не к первичным паровым пузырям, а к их скоплениям).

В заключение на рис. 73 показано обобщение уравнением (V.24) экспериментальных данных по кипению двуокиси углерода [196, 197]. Это простейшее соединение углерода занимает несколько обособленное место среди жидкостей. Приводимые данные представляют интерес также потому, что они относятся к области околокритических давлений.

Обобщение данных об α показало возможность широкого практического применения уравнений подобия (V.24) и (V.29) для выполнения с удовлетворительной точностью расчетов по определению коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении в условиях свободного движения органических и неорганических (криогенных) жидкостей.

ОСОБЫЕ СЛУЧАИ КИПЕНИЯ

1. Неизотермические поверхности нагрева

Увеличение предельных плотностей теплового потока, отводимого от теплоотдающей поверхности без чрезмерного повышения ее температуры, может быть достигнуто в ряде случаев путем применения развитых оребренных поверхностей.

Оребренные поверхности уже длительное время широко используются для интенсификации теплообмена в однофазных средах. Однако вследствие высокого значения коэффициентов теплоотдачи при кипении этот способ интенсификации не находил применения в кипящих теплообменниках. И лишь когда возникла необходимость отводить тепловые потоки высокой плотности, а возникновение кризиса теплоотдачи при переходе к пленочному кипению препятствовало их дальнейшему повышению, оребренные поверхности начали использовать и в кипящих теплообменных устройствах.

Впервые такой способ теплоотвода был применен Ш. Бертере [198] для испарительного охлаждения мощных генераторных радиоламп (коммерческое название «вапотрон»). Поэтому во французской и в некоторой части отечественной литературы явления, связанные с кипением на оребренных поверхностях, получили название «вапотронный эффект».

Особенность условий теплообмена при кипении на оребренной стенке — неизотермичность теплоотдающей поверхности. Вследст-

вие конечной теплопроводности ребра на его поверхности устанавливается температурное поле, характеризующееся понижением температуры от основания ребра к его вершине. При высокой плотности теплового потока, превышающей $q_{кр}$ для гладкой неоребренной стенки, у основания ребра и на прилегающей к нему поверхности гладкой стенки возникает пленочное кипение. По мере удаления от основания ребра и снижения температуры наблюдается сначала кипение в переходной области, а затем — пузырьковое кипение. При достаточной высоте ребра на его вершине может происходить однофазный теплообмен.

При таком смешанном кипении отводимый тепловой поток, отнесенный к поверхности гладкой неоребренной стенки, в несколько раз (2—4) превосходит значение $q_{кр}$ для гладкой стенки. Особенно эффективно оребрение поверхности при охлаждении ее потоком недогретой воды. Так, например, при вынужденном течении недогретой воды (недогрев на выходе 10 К) с умеренной скоростью и при низком давлении ($p = 0,2—0,3$ МПа) может быть достигнута плотность теплового потока порядка 10 МВт/м², что при кипении на изотермической поверхности потребовало бы значительно более высоких параметров теплоносителя.

Эффективная работа оребренной поверхности в режиме кипения возможна лишь в том случае, когда термическое сопротивление ребра ниже термического сопротивления теплоотдачи к жидкости от занятого основанием ребра участка гладкой стенки. В противном случае ребро становится термической изоляцией и ухудшает теплоотдачу [199]. Поэтому неизотермические оребренные поверхности следует изготавливать из материала с высокой теплопроводностью, а их применение целесообразно для испарительного охлаждения устройств, работающих при высоких значениях q , когда на оребренной стенке может возникнуть пленочное кипение с низкой интенсивностью теплоотдачи [200].

Тепловой расчет неизотермического оребрения представляет значительные трудности. Это объясняется тем, что в отличие от расчета оребрения при однофазном теплообмене нельзя принимать постоянной величину коэффициента теплоотдачи по высоте ребра. (Как известно, при пузырьковом кипении $\alpha \sim \Delta T^{2,33}$).

Поскольку методов, позволяющих надежно рассчитывать интенсивность теплообмена при смешанном кипении на неизотермической поверхности, нет, ряд авторов [200—202] в качестве первого приближения использовали для определения коэффициентов теплоотдачи по высоте ребра кривые кипения, полученные для изотермических условий. Однако, как показал Ш. Бертере [204], этот метод дает хорошие результаты при сравнительно низких тепловых потоках до (0,8—0,95) $q_{кр}$. При более высоких тепловых потоках (порядка (1,25—2) $q_{кр}$) оребренная стенка рассеивает мощность на 15—30% выше расчетной. Причиной этого является взаимодействие различных форм кипения, способствующее интенсификации теплообмена на неизотермической поверхности.

Исследования кипения на одиночном горизонтальном медном ребре с применением скоростной киносъемки [200] показали устойчивое сосуществование на поверхности неизотермического ребра различных режимов кипения от пленочного до пузырькового, плавно переходящих от одного к другому. Над участками переходного и пленочного кипения наблюдаются интенсивные восходящие токи, увлекающие жидкость из зоны пузырькового кипения, создавая направленное течение к основанию ребра.

Рис. 74

Локальная плотность теплового потока при кипении воды на изотермическом (1) и неизотермическом (2) ребрах.

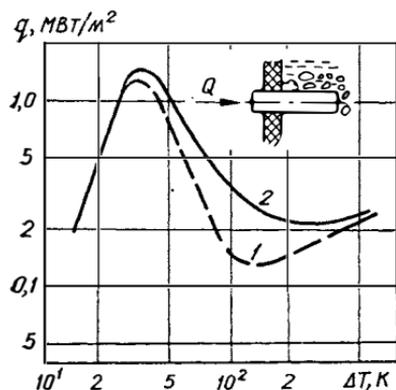
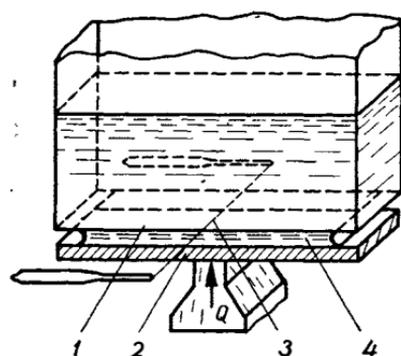


Рис. 75

Схема установки для исследования кипения на неизотермической поверхности [205]:

- 1 — фольга; 2 — пластина; 3 — микротермопара; 4 — галлий.



Кривые кипения для локальных значений теплового потока $q_{л}$ и температурного напора $\Delta T_{л}$ на неизотермической поверхности имеют устойчивую нисходящую ветвь (рис. 74), а достигнутые предельные плотности теплового потока могут несколько превосходить $q_{кр}$ для изотермической поверхности. На участках пленочного кипения $q_{л}$ слабо зависит от $\Delta T_{л}$, а в области пузырькового кипения кривые для изотермической и неизотермической поверхностей практически совпадают [204].

В работах, выполненных в ИВТ АН СССР Б. С. Петуховым с сотрудниками [205], была разработана и с успехом применена оригинальная методика исследования локальных температур и тепловых потоков через неизотермическую поверхность нагрева. Она заключается в том, что между тонкой горизонтальной пластиной (пермаллой $\delta = 0,1$ мм или нержавеющей сталь $\delta = 0,2$ мм), служащей теплоотдающей поверхностью, и нержавеющей пластиной, к центру которой подводится теплота, находится жидкий галлий (рис. 75). Измеряя поле температур в слое галлия, можно рассчитать локальную плотность теплового потока и температуру поверхности.

Полученные на этой поверхности кривые кипения [206] (рис. 76) несколько отличаются от приведенной на рис. 74, хотя общая тенденция — более плавное изменение $q_{пл} = f(\Delta T_{пл})$, чем на изотермических поверхностях, сохраняется. Для горизонтального плоского оребрения [207] кривая кипения близка к кривой, показанной на рис. 74, но предельная плотность теплового потока ниже $q_{кр}$, что, по-видимому, связано с затрудненными условиями циркуляции жидкости в узких горизонтальных щелях межреберного пространства.

Рис. 76

Локальная плотность теплового потока при кипении воды на изотермической (1) и неизотермической (2) пластинах [206].

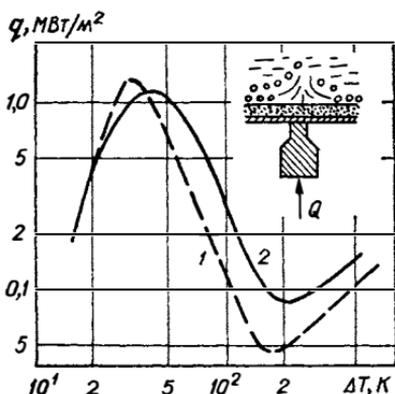


Рис. 77

Типы одиночных медных ребер равного объема (950 мм³) и реализуемые ими мощности при кипении фреона-113 в большом объеме [200].

ΔT_0	Q	$\Delta T_0, K$	
	Цилиндр (30×6,4 мм)	41	81
	„Капля“	76	92
	Двойной конус	75	111
	Сфера (φ 12 мм)	65	75
	Один диск	152	117
	Два диска	182	122
	Три диска	214	128

Оптимальная форма неизотермического ребра исследовалась в [200, 203]. В результате приближенного математического анализа найдено, что оптимальное одиночное ребро должно иметь форму репы или капли (рис. 77). Как показали испытания, такое ребро передает на 84% больше тепла, чем цилиндрическое равного объема. Недостатком такой формы является ее нетехнологичность. Наилучшим приближением к репчатой форме оказалось ребро, состоящее из двух конусов, соединенных по основаниям. Это ребро реализовало почти такой же тепловой поток, какой был предсказан для репчатого ребра. Еще более эффективным оказалось ребро в виде цилиндрического диска на ножке. Допустимая нагрузка увеличивается почти вдвое по сравнению с цилиндрическим ребром того же объема; при использовании трех дисков она возрастает в пять раз (см. рис. 77).

Методика теплового расчета неизотермического оребрения приведена в [208]. По этой методике ребро по высоте разбивается на четыре участка в соответствии с реализуемыми на них видами

теплообмена в режимах однофазной конвекции, пузырькового, переходного и пленочного кипения. Интенсивность теплоотдачи на каждом из участков аппроксимируется степенной зависимостью α от ΔT для соответствующих участков кривой кипения. Затем осуществляется интегрирование по участкам ребра и в завершении расчета определяется суммарная плотность аксиального теплового потока в основании ребра. Предложенная методика предполагает использование для расчетов ЭВМ.

Рис. 78

Цилиндрическое ребро с покрытием [208]:

1 — медь; 2 — нержавеющая сталь.

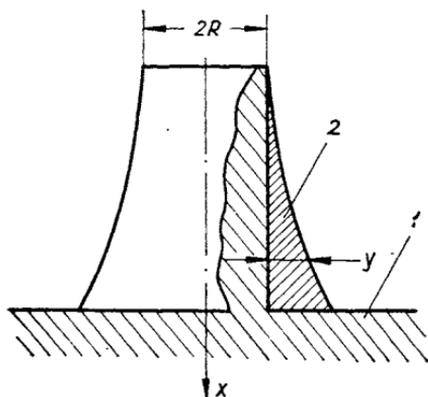
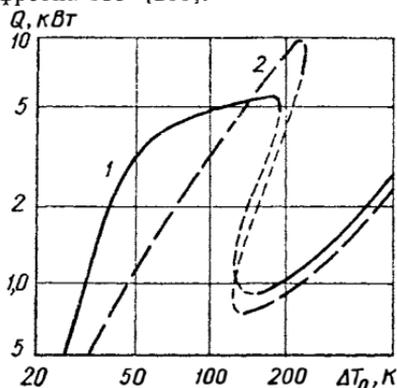


Рис. 79

Мощность, рассеиваемая медным цилиндрическим стержнем с поперечными ребрами без покрытия (1) и с покрытием из висмута (2) при кипении фреона-113 [200].



Повышение эффективности оребрения может быть достигнуто путем специального покрытия высокотеплопроводного ребра переменным по толщине слоем из менее теплопроводного материала [208] (например, медь покрывается нержавеющей сталью или висмутом). Идея заключается в том, чтобы получить практически изотермическую поверхность теплообмена, работающую при высоких значениях α в режиме пузырькового кипения.

Для цилиндрического ребра толщина покрытия y в зависимости от радиуса цилиндра R и расстояния от вершины ребра x (рис. 78) определяется по формуле

$$\frac{y}{R} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{x}{R} \cdot \left(\frac{x}{R} + 1 \right), \quad (\text{VI.1})$$

где λ_1 и λ_2 — коэффициенты теплопроводности соответственно материала ребра и покрытия.

В работах [200, 202] приведены результаты исследования цилиндрического ребра с поперечными дисками, покрытыми слоем висмута. По сравнению с чистой поверхностью ребро с покрытием реализует вдвое больший тепловой поток (рис. 79).

Оребрение поверхности при кипении оказалось перспективным и в другом отношении. Неизотермичность поверхности способствует более раннему переходу от пленочного кипения к пузырьковому при более высоких $q_{кр.2}$, чем для гладкой поверхности, так как пузырьковое кипение, возникающее на вершине ребра, интенсивно охлаждает его и быстро распространяется к основанию.

Это особенно важно для криогенной техники, так как в этих устройствах, по крайней мере в режиме заполнения, наблюдается пленочное кипение. Переход к пузырьковому кипению способствует более быстрому выходу на рабочие параметры.

Оребрение поверхности было использовано при конструировании криохирургических приборов [209]. Это позволило существенно повысить замораживающую способность инструмента и тем самым сократить время криовоздействия.

2. Тонкие пленки кипящей жидкости

Механизм теплообмена в тонких пленках жидкости до настоящего времени мало изучен. Между тем отсутствие четких представлений о нем не позволяет правильно оценивать результаты отдельных исследований, которые часто противоречат друг другу.

В тонких пленках жидкости возможны следующие механизмы передачи теплоты: испарение со свободной поверхности пленки; подавленное кипение; развитое пузырьковое кипение; пленочное кипение. В зависимости от того или другого механизма образования пара, очевидно, будут совершенно по-разному решаться вопросы об определении абсолютных значений коэффициентов теплоотдачи.

Наибольший интерес представляет режим пузырькового кипения в тонкой пленке, как наиболее распространенный в теплообменных аппаратах. М. Якобом и В. Линке [119] было установлено, что по мере уменьшения высоты слоя жидкости над теплоотдающей поверхностью с некоторого момента происходит незначительное снижение (примерно на 3—4 %), а затем повышение значения коэффициента теплоотдачи (рис. 80).

Наши исследования, проведенные на дистиллированной воде, уточнили характер изменения интенсивности теплоотдачи с изменением уровня жидкости над горизонтальной теплоотдающей поверхностью.

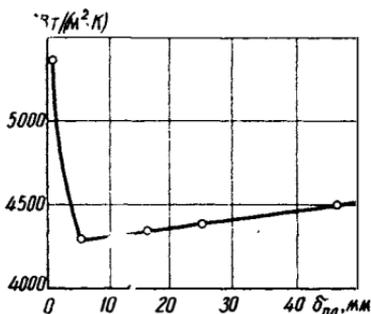
При атмосферном давлении возрастание коэффициентов теплоотдачи со снижением уровня наблюдается при плотностях теплового потока менее 100 кВт/м^2 . При больших нагрузках рост α не наблюдается вплоть до толщин разрыва пленки термокапиллярными силами (рис. 81, а). На рис. 81, б приведен в относительных координатах $\alpha/\alpha_{6,0}$ наиболее общий вид зависимости α от q , полу

ченный при плотности теплового потока 26 кВт/м^2 . При больших тепловых нагрузках из-за разрыва кипящей пленки при снижении уровня удается получить только часть такой кривой.

До настоящего времени не существует единого мнения о причинах повышения коэффициентов теплоотдачи при утончении пленки жидкости. Авторы [210] считают, что при кипении в тонких пленках главную роль в интенсификации теплообмена играет турбулизация пленки паровыми пузырьками, эффект действия которых

Рис. 80

Зависимость α от $\delta_{пл}$ по данным Якоба [119].



в этом случае больше, чем в большом объеме (что весьма проблематично). В пленках криогенных жидкостей большая интенсивность теплоотдачи объясняется меньшим термическим сопротивлением пленки по сравнению с термическим сопротивлением теплового пограничного слоя [143].

В [211, 212] рост интенсивности теплоотдачи связывается с повышением частоты отрыва пузырьков (диаметр пузырьков примерно равен толщине пленки), хотя совершенно очевидно, что с понижением температуры теплоотдающей поверхности не может происходить увеличение частоты.

Вообще говоря, вопрос об отрывном диаметре и частоте генерации пузырей в тонких пленках чрезвычайно запутан. В [213—215] показано, что отрывной диаметр пузырей увеличивается с утончением пленки.

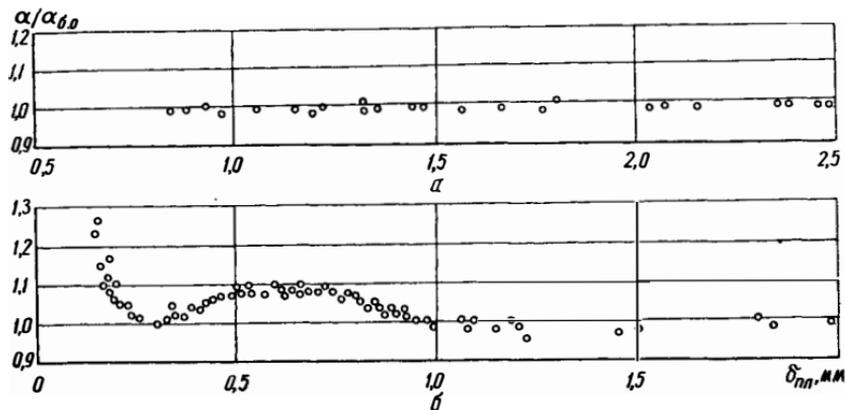
Опыты показали [216], что по мере уменьшения толщины слоя жидкости число действующих центров парообразования в довольно широком интервале изменения толщин остается постоянным и лишь при малых толщинах слоя (менее 20—30 мм) начинает увеличиваться (рис. 82). Перегрев поверхности также увеличивается, что качественно согласуется с данными [119]. Это можно объяснить следующим образом. По мере уменьшения высоты слоя жидкости в некоторый момент начинает заметно уменьшаться доля пара, получаемая за счет испарения перегретой жидкости во всплывающий пузырек, и соответственно уменьшается коэффициент роста паровых пузырей в объеме жидкости [174]. Вследствие этого с

уменьшением высоты слоя повышается средняя температура жидкости и температура поверхности.

При постоянном теплопотоке к поверхности нагрева, и следовательно, при неизменном общем количестве образующегося пара, согласно соображениям, изложенным в [174], должно увеличиваться произведение $d_0^3 n f$. По нашим наблюдениям отрывной диаметр паровых пузырей d_0 с уменьшением толщины слоя остается практически постоянным. Следовательно, должны увеличиваться плот-

Рис. 81

Изменение интенсивности теплоотдачи в случае утончения пленки воды при $q = 610 \text{ кВт/м}^2$ (а) и $q = 26 \text{ кВт/м}^2$ (б) ($p = 0,1 \text{ МПа}$).



ность действующих центров парообразования n и частота отрыва паровых пузырей f .

При небольшой заселенности поверхности нагрева действующими центрами преобладает увеличение n , которое может происходить лишь в результате повышения температуры теплоотдающей поверхности до значения ее, соответствующего температуре активации новых центров. Действительно, наблюдения показали (см. рис. 82), что при снижении уровня жидкости увеличение плотности действующих центров сопровождается повышением температуры теплоотдающей поверхности.

На поверхности, искусственно насыщенной большим числом действующих центров, значительная часть из них будет работать с пониженной производительностью и соответственно с пониженной частотой. В этих условиях снижение уровня приводит в основном к увеличению частоты отрыва пузырей на ранее работавших «вялых центрах».

На рис. 83 приведена зависимость числа действующих центров парообразования от высоты слоя жидкости для трех различно обработанных поверхностей. Полученные данные качественно хорошо согласуются с изложенными выше соображениями.

При высоте слоя менее 1—2 мм начинает уменьшаться температура теплоотдающей поверхности, что связано с увеличением той

Доли теплоты, которая передается теплопроводностью и конвекцией в промежутках между центрами парообразования. Это, в частности, подтверждается тем, что наклон кривой зависимости $\alpha = f(\delta_{пл})$ при $\delta = 0,6 \div 1$ мм практически совпадает с наклоном кривой $\lambda/\delta_{пл} = f(\delta_{пл})$. Таким образом, по нашим представлениям, повышение интенсивности теплоотдачи с уменьшением высоты слоя жидкости над теплоотдающей поверхностью связано с увеличением доли теплоты, передаваемой теплопроводностью и конвекцией

Рис. 82

Зависимость числа действующих центров парообразования (1) и величины перегрева теплоотдающей поверхности (2) от толщины слоя воды при $q = 28$ кВт/м².

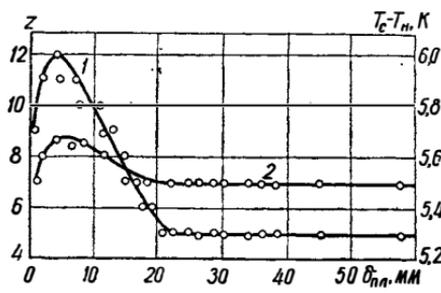
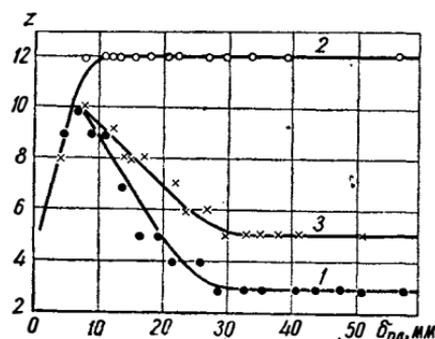


Рис. 83

Зависимость числа действующих центров парообразования от толщины слоя воды при $q = 10$ кВт/м²:

1 — обдренная центрами поверхность (полированная); 2 — насыщенная центрами поверхность; 3 — технически шероховатая поверхность (4—5 класс чистоты по ГОСТ 2789 — 73).



в промежутках между центрами парообразования. Следствие падения температуры — уменьшение числа действующих центров парообразования. При этом испарение со свободной поверхности пленки компенсирует суммарное уменьшение паропроизводительности центров. При толщинах пленки воды менее 0,1 — 0,2 мм (в зависимости от плотности теплового потока, давления и материала поверхности нагрева) кипение в ней полностью подавлено.

Вопрос о механизме подавления кипения в тонких пленках жидкости — один из наименее изученных в физике кипения жидкости. Как показали многочисленные опыты [217], деактивацию центров парообразования при снижении уровня нельзя объяснить только снижением температуры поверхности, связанным с повышением интенсивности теплообмена в тонких пленках, так как перегревы теплоотдающей поверхности в момент подавления кипения в пленке могут быть равны, а часто и превышать перегревы, соответствующие стабильному пузырьковому кипению в большом объеме на тех же поверхностях нагрева. Для стекающих пленок жидкости экспериментально [218, 219] было определено, что для

каждого значения существует область режимных параметров, при которых кипение в пленке жидкости отсутствует, хотя в большом объеме оно и существует.

Предположение о том, что кипение жидкости прекратится тогда, когда толщина пленки станет меньше критического размера зародыша [220], не выдерживает критики, так как большинство экспериментальных данных относится к пленкам воды, толщина которых как минимум на порядок больше критического размера зародыша парового пузыря, образующегося на впадине микрошероховатости поверхности.

Модели подавления кипения в движущихся пленках связывают толщину гидродинамического ламинарного подслоя (или буферного для жидких металлов), вычисленную по универсальному профилю скорости Кармана — Никурадзе, с профилем температуры в нем по Сю [23], либо размеры зоны возмущения, вносимой растущим пузырьком пара, со скоростью его перемещения под действием потока жидкости [221]. Однако случай неподвижных пленок такими моделями не охватывается, что свидетельствует о сильном упрощении процесса в этих модельных представлениях.

Визуальные наблюдения [222] показали, что при толщинах пленки воды около 1 мм наряду с обычными центрами парообразования, возникающими на впадинах микрошероховатости теплоотдающей поверхности, начинают появляться специфические центры, обладающие рядом особенностей. Если при пленках значительной толщины все паровые пузыри зарождаются и растут в фиксированных на поверхности нагрева местах, то при некоторой толщине пленки, зависящей от теплового потока и свойств жидкости и поверхности нагрева [222] (при толщинах от 1,0 до 0,6 мм), появляются перемещающиеся по теплоотдающей поверхности пузыри, и новые пузыри этого типа возникают в местах разрушения предыдущих. Частота генерации их колеблется и она значительно меньше, чем частота отрыва обычных пузырей. Эти паровые пузыри сильно выдаются над поверхностью пленки в виде полусфер диаметром несколько (до 6) миллиметров. При их разрушении в пленке образуется кратер с сухим пятном на поверхности нагрева. Эти специфические пузыри, как показали опыты, оказываются самыми устойчивыми к подавлению и, по-видимому, всегда прекращают свою работу последними.

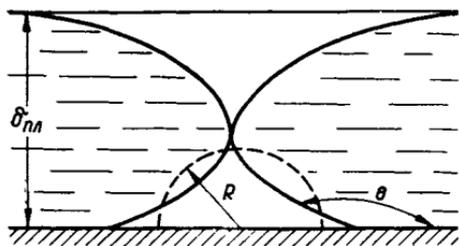
По мере снижения температуры поверхности остается все меньше центров, действующих на впадинах микрошероховатости, и при толщинах примерно 0,6 мм они полностью исчезают. Достигнутая при этом температура поверхности ниже обычно наблюдаемой при кипении в большом объеме. Существование в этих условиях действующих центров не может быть объяснено на основе современных представлений [23].

Последовательность смачивания сухого пятна, образующегося после разрушения парового пузыря, представляется в следующем

виде (рис. 84). Угол контакта жидкости с теплоотдающей поверхностью не может быть равен статическому (в изотермических условиях) углу смачивания из-за испарения очень тонкого слоя жидкости вблизи границы сухого пятна. В связи с этим угол контакта, по видимому, больше 90° (для движущихся неизолированных пленок он составляет примерно 150° и слабо зависит от статического угла смачивания [223]). При смыкании пленки в центре сухого пятна происходит закипание некоторого объема пара (см. рис. 84), кото-

Рис. 84

Схема захвата парового объема пленкой жидкости.



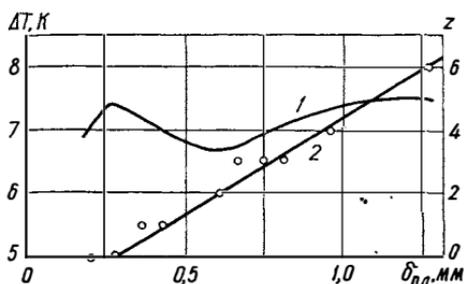
рый и является зародышем нового пузыря. Такой зародыш уже не обязательно должен быть связан с какой-либо конкретной микро-впадиной на поверхности. Размер этого зародыша при заданных физических свойствах жидкости и плотности теплового потока прямо определяется толщиной пленки, так как от ее величины зависит скорость натекания жидкости и, следовательно, объем парового зародыша. Аналогичный вывод о том, что в тонких пленках зарождение пузырей уже не связано с шероховатостью поверхности, сделан в [214].

Такая модель образования паровых зародышей в тонкой пленке жидкости объясняет их странное поведение, описанное выше. Так как образование зародышей уже не связано с впадинами, то вполне возможно образование зародышей с размерами, большими, чем самые большие впадины, имеющиеся на поверхности, т. е. зародыши будут жизнеспособны при таких температурных условиях, когда возникновение жизнеспособных зародышей во впадинах уже невозможно.

Поскольку размеры специфических зародышей определяются только толщиной пленки, прекращение их деятельности должно быть, вообще говоря, одновременным, но из-за неоднородности тепловых условий и смачиваемости на реальной теплоотдающей поверхности они исчезают последовательно (рис. 85). Наблюдаемое повышение температуры поверхности при толщинах слоя менее

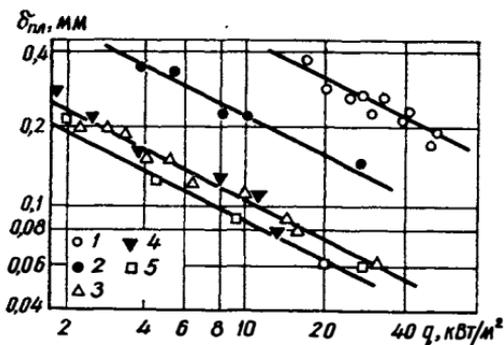
Рис. 85

Зависимость среднего перегрева теплоотдающей поверхности (1) и числа действующих центров парообразования (2) от толщины пленки воды ($q = 25 \text{ кВт/м}^2$, $p = 0,1 \text{ МПа}$).



0,6 мм (рис. 85) обуславливается большим начальным размером сухого пятна в основании пузыря и отсутствием условий для образования микрослоя. Эти центры парообразования способствуют повышению локальной температуры стенки на относительно большой площади. В момент прекращения кипения температура поверхности в ряде случаев (при низких давлениях) практически не отличается от той, что наблюдалась при кипении в большом объеме. При повышенных давлениях (более 0,2 МПа) рост темпера-

Рис. 86



Зависимость толщины пленки жидкости, при которой кипение полностью прекращается, от плотности теплового потока:

- 1 — вода — медь; 2 — вода — висмут;
- 3 — бутанол — медь;
- 4 — бутанол — висмут;
- 5 — н-пентан — медь (0,1 МПа).

туры не происходит, что связано с уменьшением площади основания пузыря с увеличением давления.

Надо отметить, что, хотя средняя температура теплоотдающей поверхности (см. рис. 85) и возрастает за счет пузырей-изоляторов, локальная температура в промежутках между центрами снижается, так как с утончением слоя жидкости уменьшается его термическое сопротивление. Этим и объясняется то, что не происходит активации новых центров на впадинах, несмотря на повышение средней температуры поверхности (при толщинах менее 0,6 мм).

Таким образом, при уменьшении уровня жидкости ниже некоторой величины происходит, во-первых, деформация теплового пристенного слоя и, во-вторых, он становится соизмеримым с толщиной кипящей пленки жидкости. Это и обуславливает особенности протекания процесса кипения в тонких пленках.

Из общепринятых представлений о взаимосвязи между критическим радиусом зародыша $R_{кр}$ и перегревом в предположении линейного профиля температуры в тонком пристенном слое жидкости и вытекающей из опытов пропорциональности между размером зародыша и толщиной пристенного слоя к моменту подавления кипения ($\delta_T = C_1 R_{кр}$) легко получить простое соотношение для предельного условия существования кипения в тонкой пленке:

$$\delta_T = \left(\frac{2C_1^2}{C_1 - C_2} \cdot \frac{\sigma \Delta T_H}{r_{п} q} \right)^{0,5}, \quad (VI.2)$$

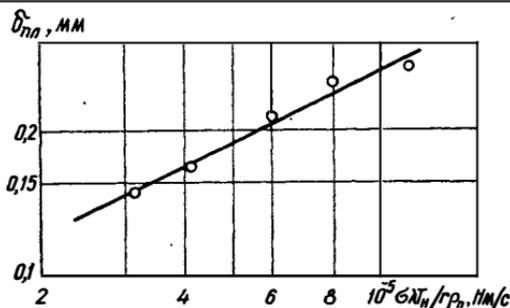
где C_2 определяет относительную толщину пристенного слоя, на

которой перегрев жидкости превышает равновесный для зародыша критического размера.

Подавление кипения произойдет в том случае, когда толщина пленки жидкости станет меньше δ_r . Зависимость толщины пленки жидкости, при которой кипение полностью подавлено, от плотности теплового потока и от давления дана соответственно на рис. 86 и 87. Опытные данные качественно удовлетворительно описываются приведенным ранее соотношением.

Рис. 87

Зависимость толщины пленки воды, при которой кипение полностью прекращается, от давления при $q = 25 \text{ кВт/м}^2$ на медной поверхности.



Полученные в опытах значения $\left(\frac{2C_1^2}{C_1 - C_2}\right)^{0,5}$ изменяются в пределах от 6,6 до 13,7 в зависимости от особенностей физико-химического взаимодействия различных жидкостей и материалов поверхности нагрева. Это свидетельствует о том, что кипение прекращается не на впадинах шероховатости, так как даже для впадин с наиболее оптимальной геометрией значение этого параметра, согласно [23], не может превышать 3,6.

По мере утончения пленки жидкости в некоторый момент происходит ее разрыв с образованием сухого пятна на поверхности нагрева. Предполагаемые причины образования сухих пятен следующие: кипение в пленке; волновое течение пленки, вызывающее перемежающееся ее высыхание в волновых впадинах; локальное утончение пленки, связанное с естественной конвекцией. Разрушение кипящих пленок обычно связывается с сухими участками на дне пузырьков, которые при определенных условиях становятся очагами сухих пятен.

Многочисленные модели [224—226] смачивания сухих пятен основаны на балансе сил на границе сухого пятна. Сопоставление результатов экспериментов с этими моделями показывает их полную непригодность для описания процесса разрыва неизотермических пленок, поскольку предсказываемые ими значения толщин разрыва отличаются от экспериментальных в ряде случаев на порядок.

Исследование разрыва тонких кипящих пленок дистиллированной воды в диапазоне давлений 0,1—1,0 МПа и плотностей теплового потока 100—800 кВт/м² проведено в работе [227]. Поверхности

нагрева изготавливались из меди, серебра, нержавеющей стали, олова, свинца, фторопласта-4. Момент появления сухого пятна фиксировался визуально. В зависимости от материала теплоотдающей поверхности разрыв кипящей пленки происходит при разных толщинах (рис. 88), причем абсолютное различие в критических толщинах разрыва увеличивается с повышением плотности теплового потока. Как видно из рис. 88, кипящая пленка воды наиболее устойчива к разрыву на поверхности из сплава ПСр-45 (45%

Рис. 88

Зависимость толщины разрыва кипящей пленки воды от плотности теплового потока ($p = 0,1$ МПа):

1 — медь; 2 — олово; 3 — нержавеющая сталь; 4 — ПСр-45; 5 — никель; 6 — фторопласт.

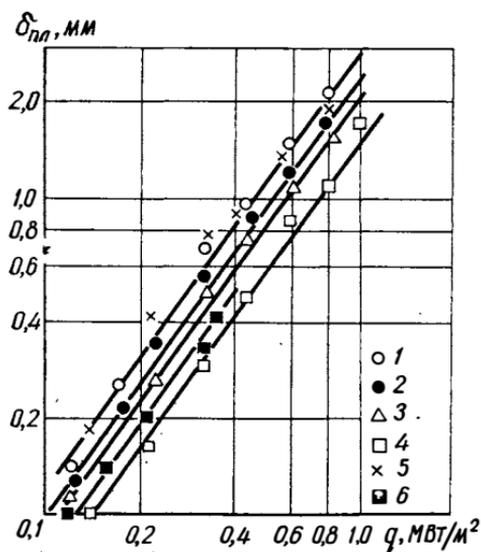
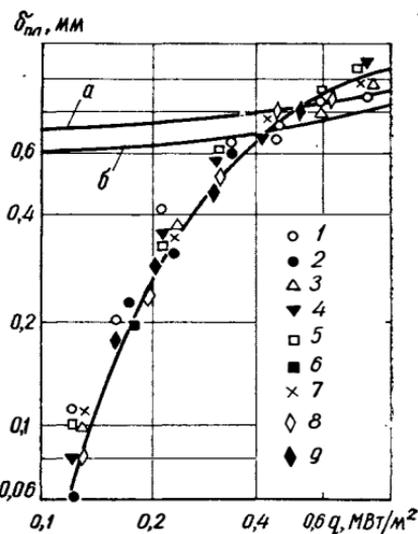


Рис. 89

Зависимость толщины разрыва кипящей пленки воды от плотности теплового потока:

1 — медь, $p = 0,4$ МПа; 2 — медь, $p = 1,0$ МПа; 3 — олово, $p = 0,6$ МПа; 4 — ПСр-45, $p = 0,6$ МПа; 5 — ПСр-45, $p = 1,0$ МПа; 6 — олово, $p = 0,4$ МПа; 7 — серебро, $p = 0,4$ МПа; 8 — нержав. сталь, $p = 0,4$ МПа; 9 — никель, $p = 0,4$ МПа; a — расчет по [225] для $\theta = 40^\circ$; b — $\theta = 0^\circ$.



серебра, 55% меди) и фторопласта, а наименее — на медной и никелевой. Различие в толщинах разрыва при этом достигает 100%.

С ростом давления различие в критических толщинах разрыва кипящей пленки для разных материалов теплоотдающей поверхности уменьшается, и уже при давлении более 0,4 МПа они практически не зависят не только от материала поверхности, но и от давления (в исследованном диапазоне давлений) (рис. 89).

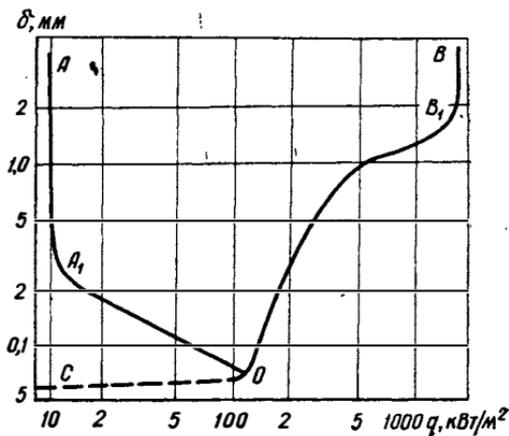
Появление сухого пятна в пленке обычно приводит к повышению температуры теплоотдающей поверхности. Однако при малых тепловых нагрузках (менее 50 кВт/м²) вначале происходит сниже-

ние средней температуры поверхности, что связано с интенсивным испарением жидкости на границе сухого пятна.

Результаты исследования влияния состояния теплоотдающей поверхности на величину критической толщины разрыва заключаются в следующем. При атмосферном давлении на полированной поверхности (алмазной пастой с размерами зерен 2 мкм) пленка жидкости более стабильна, чем на обычной, хотя различие невелико (около 20%) и уже при давлении 0,2 МПа оно исчезает. При

Рис. 90

Границы области существования пузырькового кипения насыщенной воды ($p = 0,4$ МПа).



длительной приработке полированной поверхности это различие отсутствует и при атмосферном давлении. Заглубление обработки поверхности не приводит к заметному изменению критической толщины разрыва. Наличие пленки окиси значительно снижает критические толщины разрыва, однако с ростом давления эти различия также исчезают. Сравнение полученных экспериментальных данных с моделью Дж. Мак Ферсона [225] показало (см. рис. 89), что она ни количественно, ни качественно не согласуется с опытами.

Влияние материала поверхности нагрева сказывается на стабильности пленки, по-видимому, из-за различия в количестве действующих центров парообразования и их размеров. Чем больше на поверхности нагрева действующих центров, тем меньше их размер, а мелкие пятна легче смачиваются жидкостью. Это и объясняет различие в критических толщинах разрыва для разных материалов теплоотдающей поверхности. Кроме этого, чем больше на поверхности действует центров, тем больше на поверхности пленки волн жидкости, вызывающих локальные утолщения пленки, что также улучшает смачиваемость сухих пятен.

На фторопластовой поверхности плотность действующих центров парообразования значительно больше, чем на любой из исследованных металлических поверхностей (из-за обилия несмоченных

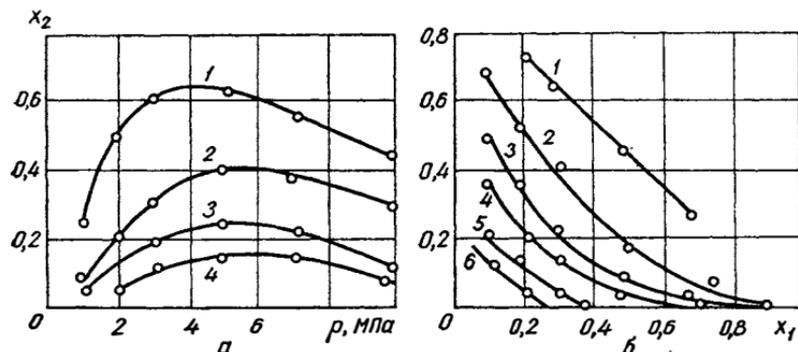
впадин). Следовательно, пленка жидкости на ней при прочих равных условиях должна быть самой стабильной. Так же богата центрами парообразования поверхность из сплава ПСр-45. Небольшое различие в толщинах разрыва пленки на фторопласте и ПСр-45, по-видимому, объясняется различием в смачиваемости этих материалов.

На основе приведенных выше экспериментальных результатов на рис. 90 дана диаграмма, определяющая область существования

Рис. 91

Зависимость относительного расхода жидкости в пленке от давления (а) и массового расходного паросодержания при $p = 5$ МПа (б) [230]:

1 — $\rho w = 500$ кг/(м² · с); 2 — $\rho w = 1000$ кг/(м² · с); 3 — $\rho w = 1500$ кг/(м² · с);
4 — $\rho w = 2000$ кг/(м² · с); 5 — $\rho w = 3000$ кг/(м² · с); 6 — $\rho w = 4000$ кг/(м² · с).



пузырькового кипения насыщенной жидкости (участок CO построен экстраполяцией экспериментальных данных до толщины разрыва изотермической плёнки $\delta_{из}$, рассчитанной согласно [228]). Линия AA_1 соответствует переходу от конвективного теплообмена к кипению, линия BB_1 — кризису пузырькового кипения. Границей подавления кипения является линия A_1O . Линия B_1C определяет границу разрыва кипящей плёнки.

В настоящее время наступление кризисных явлений в парогенерирующих каналах при больших паросодержаниях рассматривается в связи с поведением пленки жидкости на стенках канала. Таким образом, знание характеристик текущей пленки в двухфазном дисперсно-кольцевом потоке важно для понимания физики протекающих там процессов. Поведение и характеристики плёнки жидкости можно изучать на воздуховодяных моделях (с обогревом и без него) и на пароводяных обогреваемых моделях. Первый способ более легок. Однако полученные на его основе соотношения неприемлемы для реальных парогенерирующих каналов.

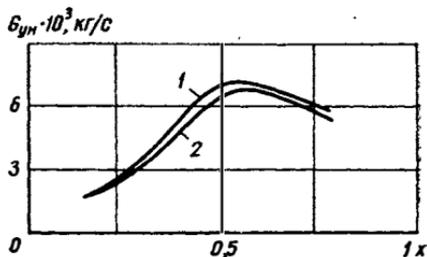
Д. Хьюитт и др. измеряли расход жидкости в пароводяном потоке путем отсасывания пленки жидкости через пористую стенку в конце обогреваемого канала [229]. Особенность эксперимента за-

ключалась в том, что дисперсно-кольцевой поток формировался искусственно — жидкость подавалась через пористую вставку в начале канала, а пар — в кольцевой зазор. Это давало возможность изменять соотношение между количеством пара и жидкости в потоке.

Установлено, что расход жидкости в пленке, плавно экстраполированный до нуля, попадает в точку возникновения кризиса теплоотдачи. Наблюдалось влияние (небольшое) толщины стенки

Рис. 92

Зависимость уноса жидкости от местного паросодержания [229] ($p = 0,28$ МПа; $\rho w = 283$ кг/(м² · с)): 1 и 2 — участки длиной соответственно 2,44 и 1,83 м.



на расход в пленке. А. Бергльс (см. [229]) определял толщину пленки в конце канала методом контактной иглы. В точке кризиса она стремится к нулю.

Таким образом, получены экспериментальные данные, доказывающие, что причина кризиса при больших паросодержаниях — плавное приближение расхода жидкости к нулю.

Распределение жидкости в парогенерирующем канале изучалось в [230, 231]. Для этого производился отсос ее через пористую вставку или щель (дисперсно-кольцевой поток формировался естественным образом). На рис. 91, а приведена зависимость x_2 — отношения количества жидкости в пленке к общему количеству смеси — от давления, а на рис. 91, б — от массового расходного паросодержания x_1 . Установлено, что сумма $x_1 + x_2$ близка по абсолютным значениям к $x_{гр}^0$, вычисленным согласно [232]. На поверхности пленки обнаружены волны жидкости, которые затрудняют точное определение x_2 при отсосе жидкости через щель. Эмпирическая зависимость для определения интенсивности осаждения капель на пленку при течении воздушно-водяной смеси в вертикальных каналах получена в [232].

На рис. 92 приведены результаты, характеризующие зависимость расхода уносимой жидкости от местного паросодержания [229]. Видно, что в первой части канала (при небольших x) преобладает процесс уноса капель, а во второй — выпадение капель на пленку. Изменение длины обогреваемого канала ведет к сдвигу кривой расхода уноса. Наблюдения [229] позволили ясно увидеть, что выделение пузырей из пленки вызывает унос жидкости. Кроме того, капли срываются паровым потоком с гребней волн.

3. Ослабленные и усиленные гравитационные поля

До недавнего времени при всем многообразии условий, в которых используется кипение, оставался неизменным один из существенных параметров, характеризующих эти условия, — ускорение силы тяжести. Использование кипения в устройствах космической техники и во вращающихся системах привело к тому, что этот параметр также оказался в числе переменных. Отсюда возникла практическая необходимость исследования влияния ускорения силы тяжести на протекание процесса кипения. Кроме того, ускорение силы тяжести входит во многие теоретические соотношения, описывающие процесс кипения, и экспериментальное изучение влияния этого параметра позволяет дополнительно проверить физические представления о процессе, использованные при выводе таких соотношений.

Интенсивность поля силы тяжести принято характеризовать относительной величиной ускорения свободного падения $g/g_n = \eta$, называемой перегрузкой, где $g_n = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение силы тяжести на поверхности Земли (применительно к ослабленным полям, т. е. при $\eta < 1$, термин «перегрузка» является условным; кроме того, силу тяжести здесь следует понимать как массовую силу, обусловленную не только тяготением, но и ускорением системы).

Диапазон перегрузок, представляющих практический интерес, весьма широк. Область значений $\eta < 1$ соответствует главным образом нуждам космической техники, хотя и здесь возможны случаи $\eta > 1$, например, при разгоне и торможении летательных аппаратов. Область $\eta \gg 1$ (до значений порядка 1000) связана с перспективами испарительного охлаждения вращающихся узлов различных машин.

Способы реализации в эксперименте ускорений силы тяжести, отличных от g_n , различны для этих областей. Условие $\eta > 1$ относительно просто может быть получено во вращающихся устройствах типа центрифуг. Для ослабления силы тяжести ($\eta < 1$) используются установки свободного падения — наземные и в условиях полета по кеплеровской траектории. Продолжительность эксперимента при этом ограничена секундами. Длительные периоды невесомости ($\eta \approx 0$) могут быть получены на борту искусственного спутника Земли во время орбитального полета. Используются также различные способы имитации слабого поля силы тяжести, при которых силы тяготения компенсируются силами неинерционной природы (за счет магнитных, электродинамических эффектов, разложения силы тяжести при кипении в плоских наклонных контейнерах).

Возможность влияния ускорения силы тяжести на кипение жидкостей следует из самой природы этого процесса, в котором существуют две фазы с резко различающейся плотностью. Можно

ожидать, что перегрузка оказывает влияние на поведение, характеристики паровых пузырей и, как следствие, — на интенсивность теплообмена.

Рост паровых пузырей. Прежде всего следует отметить, что известные соотношения для роста паровых пузырей (как в объеме, так и на твердой поверхности) не включают величину ускорения силы тяжести, так как все они получены в пренебрежении ее эффектами. Это оправдано, поскольку рассматривается та стадия роста, когда движение пузыря под действием силы тяжести не является процессом, определяющим интенсивность подвода тепла к поверхности пузыря и его рост.

При достаточно длительном наблюдении пузыря влияние его поступательного движения все же становится заметным и является, например, одной из причин отклонения опытных данных по росту в объеме при $\eta = 1$ от зависимости вида $R \sim \sqrt{t}$, достаточно хорошо совпадающей с опытом при $\eta = 0$ [233].

Обычно принимаемое при выводе выражений для роста пузыря на стенке априорное предположение о том, что в процессе роста сохраняется геометрическое подобие его формы (сфера, сегмент), формально устанавливает перемещение центра масс пузыря, пропорциональное изменению его радиуса. Однако это перемещение не связывается с действием силы тяжести, оно задается чисто геометрически. Более того, такое предположение находится в противоречии как с экспериментом, так и с уравнением для перемещения центра масс пузыря, используемым при определении отрывного размера пузыря [68, 234]. Так, если рост пузыря происходит примерно пропорционально \sqrt{t} и не зависит от g , то перемещение его центра масс, по крайней мере перед отрывом, — пропорционально gt^2 [68, 234].

Влияние ускорения силы тяжести g на рост пузырей может происходить двояким образом. Во-первых, вследствие изменения соотношения между долями теплоты, подводимой к пузырю от основания и сферической части; это соотношение связано с формой пузыря, которая при определенных условиях зависит от g . Во-вторых, перемещение пузыря под действием силы тяжести обуславливает конвективную составляющую теплового потока от жидкости к поверхности пузыря; обычно ею пренебрегают, считая, что она мала по сравнению с кондуктивной составляющей. Роль этих эффектов зависит от размеров пузыря. Обычно при росте пузырей на стенке они проявляются лишь в заключительной стадии перед отрывом, вызывая расхождение экспериментальных данных по росту пузырей с расчетными соотношениями, не учитывающими эти эффекты.

Из сказанного выше ясно, что заметного влияния ускорения силы тяжести на рост пузырей можно ожидать лишь в поздней стадии роста, предшествующей отрыву. Этот вывод подтверждается немногими экспериментальными данными, полученными как в установке свободного падения при кипении воды с перегрузками $\eta =$

$= 0,014 \div 1$ [234], так и при имитации ослабленной гравитации — с помощью магнитного поля при кипении кислорода ($\eta = 0,02 \div 1$) [105, 235] или с помощью наклонных плоских контейнеров при барботаже азота в воду ($\eta = 0,017 \div 1$) [236], причем в двух последних случаях влияние g практически отсутствует.

Отсутствие влияния g на ранних стадиях роста пузырей показано также в экспериментах при $1 < \eta < 100$ (в поле центробежных сил) [237].

В [234] отмечена следующая особенность роста пузырей в условиях ослабленной гравитации. Образование пузырей носит циклический характер. Прежде чем оторвавшийся пузырь успевает отойти от поверхности нагрева, с ним сливаются несколько последующих пузырей, отрывающихся преждевременно, поскольку всплытие пузырей происходит с меньшей скоростью, чем рост на поверхности нагрева.

Отрывной диаметр пузырей. Существенное различие плотности жидкости и пара приводит к тому, что в поле силы тяжести на пузырь действует результирующая сила гидростатического давления. При кипении на плоской горизонтальной обращенной вверх (против ускорения силы тяжести) поверхности она является отрывающей и ее значение пропорционально величине этого ускорения. Таким образом, ускорение силы тяжести самым непосредственным образом определяет условия отрыва паровых пузырей, причем его увеличение должно приводить к снижению времени контакта пузыря с поверхностью нагрева и его отрывного размера.

Влияние ускорения силы тяжести на отрывной диаметр пузырей можно характеризовать зависимостью $d_0/d_{0n} = f(\eta)$, где d_{0n} — отрывной диаметр в условиях нормальной силы тяжести ($\eta = 1$). Конкретный вид этой зависимости определяется условиями роста пузырей. При квазистатическом росте на гладкой поверхности согласно (IV.2)

$$d_0/d_{0n} = \eta^{-1/2}. \quad (\text{VI.3})$$

При квазистатическом росте на кромке впадины согласно (IV.3), (IV.17) или при быстром росте (динамический режим) согласно (IV.7), (IV.14)

$$d_0/d_{0n} = \eta^{-1/3}. \quad (\text{VI.4})$$

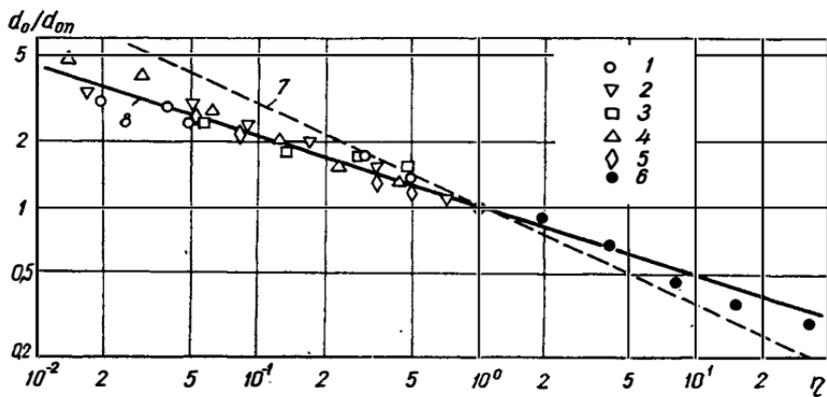
Экспериментальная проверка зависимости $d_0(\eta)$ (в условиях $\eta < 1$ — на установках свободного падения [234, 238] и при имитации ослабления гравитации [105, 235, 236], $\eta = 1 \div 30$ — в центрифуге [239]) показала, что соотношение (IV.4) ближе к действительности (рис. 93, а). Следует отметить, что в этом сравнении использованы данные, относящиеся как к динамическому, так и статическому режиму роста пузырей.

В работе [234] отмечено также, что при кипении высоковязкой жидкости (60 %-ный водный раствор сахара) влияние η на d_0 практически отсутствует. Уменьшение d_0 с ростом η в интервале $\eta = 1 \div 100$ экспериментально показано и в [240], хотя степень влияния η здесь оказалась заметно ниже, чем на рис. 93, а. В [237]

уменьшение отрывного размера с ростом η зафиксировано лишь в интервале $\eta = 1 \div 3$; при дальнейшем увеличении η значение d_0 оставалось практически неизменным.

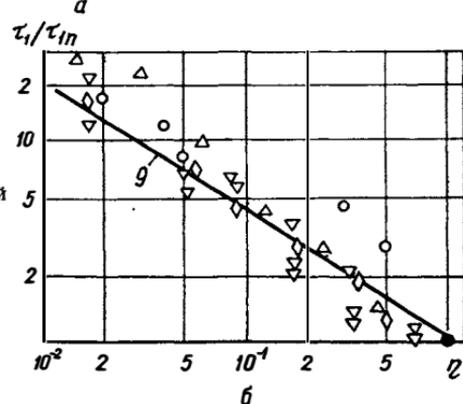
Следует отметить, что при значительных перегрузках в жидкости возникает заметный градиент гидростатического давления вдоль вектора ускорения и, следовательно, градиент локальной температуры насыщения $T_n(p)$. При практически однородном температурном поле объема жидкости (с температурой $T_{ж}$), характерном

Рис. 93



Зависимость отрывного диаметра пузырей (a) и времени контакта пузыря с поверхностью нагрева (b) от перегрузки:

- 1 — кислород в магнитном поле [105];
- 2 — эфир в наклонной щели [105];
- 3 — вода в установке свободного падения [238]; 4 — то же [234];
- 5 — барботаж азота в воду в наклонной щели [236]; 6 — вода в центрифуге [239];
- 7 — расчет по (VI.3); 8 — по (VI.3); 9 — по (VI.5).



для развитого кипения, это приводит к наличию существенного изменения разности $T_{ж} - T_n$ по высоте объема. При удалении от свободной поверхности раздела (вдоль вектора имитируемого ускорения силы тяжести) эта разность уменьшается, и если вблизи свободной поверхности жидкость близка к состоянию насыщения, то у поверхности нагрева за пределами тонкого пристенного слоя она будет недогрета. При достаточно больших значениях η расстояния, на которых проявляются эффекты неоднородности поля гидростатического давления и локальной температуры насыщения, вполне соизмеримы с

размерами пузырей. Тем самым создаются специфические условия роста пузырей, что, конечно, отражается на отрывных размерах.

Указанные особенности не учитываются соотношениями, из которых вытекают (VI.3) и (VI.4), и, по-видимому, при $\eta \gg 1$ не следует ожидать сохранения зависимости $d_0(\eta)$, характерной для области $\eta < 1$. Кроме того, из-за описанных особенностей кипения при $\eta \gg 1$ в случае сопоставления данных разных авторов необходимо учитывать различие экспериментальных установок и методик. Требуется также осторожности и экстраполяция соотношения (VI.4) в область $\eta \approx 0$; из такой экстраполяции следует вывод о невозможности отрыва паровых пузырей в условиях, близких к полной невесомости.

Как было показано, характер изменения размера пузыря во времени влияет не только на значение, но и на знак инерционной реакции жидкости. При определенных условиях она из силы, прижимающей пузырь к поверхности нагрева, превращается в отрывающую. Важную роль в этом выполняет наличие градиента температуры объема жидкости вблизи поверхности нагрева. По-видимому, замедление роста пузыря за пределами пристенного слоя, связанное с внедрением в более холодные слои жидкости, и приведет к появлению отрывающей его силы даже в отсутствие поля силы тяжести.

Частота образования пузырей. Увеличение отрывных размеров паровых пузырей со снижением перегрузки при сохранении зависимости $R(\tau)$ означает одновременное увеличение и времени контакта пузыря с поверхностью нагрева τ_1 . При законе роста пузыря $R \sim \sqrt{\tau}$ из соотношения (VI.4) следует

$$\tau_1/\tau_{1n} = \eta^{-1/2}. \quad (\text{VI.5})$$

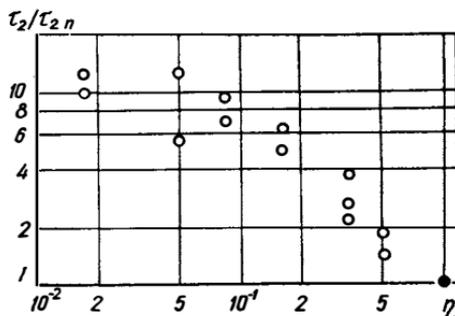
Этот вывод не противоречит опытным данным, хотя их разброс довольно широк (см. рис. 93, б). Возможность прямого влияния перегрузки на вторую составляющую периода образования пузырей — время выжидания τ_2 — не столь очевидна. По-видимому, это влияние осуществляется через масштабы теплового возмущения растущим пузырем пристенного слоя жидкости и поверхности нагрева в окрестностях центра парообразования. Поскольку возмущения возрастают с увеличением отрывного размера пузыря и времени его пребывания на поверхности нагрева, т. е. с уменьшением η , соответственно должно возрастать и время τ_2 . Опытные данные по кипению эфира при имитации перегрузок с помощью плоских наклонных контейнеров [105] подтверждают эти рассуждения (рис. 94). В то же время при кипении кислорода в таком же интервале перегрузок, имитируемых с помощью магнитного поля, период выжидания независимо от значения η оставался равным нулю [236]. В интервале $\eta = 1 \div 100$ в [237] отмечено уменьшение τ_2 (а также τ_1) с возрастанием η пропорционально $\eta^{-1/2}$. Следует напомнить также о цикличности образования пузырей, обнаружен-

ной при кипении воды в установке свободного падения [234], когда вслед за крупным отрывающимся пузырем выросло несколько более мелких пузырей с нулевым временем выжидания, сливающихся с этим первым пузырем. Отмечалась повышенная частота образования мелких пузырей в таком цикле.

Очевидно, на основе этих немногих экспериментальных данных все же можно сделать вывод о повышении частоты образования пузырей при усилении гравитации главным образом из-за уменьше-

Рис. 94

Зависимость времени ожидания от перегрузки при кипении эфира в наклонной щели [105].



ния их отрывных размеров. В [105] сделан вывод о зависимости частоты от перегрузки в виде

$$f/f_n = \eta^k, \quad (\text{VI.6})$$

где k близок к $2/3$. По данным, приведенным в [237], $k \approx 1/2$. По-видимому, эти результаты нельзя признать исчерпывающими из-за ограниченности объема опытных данных, на которых они основываются.

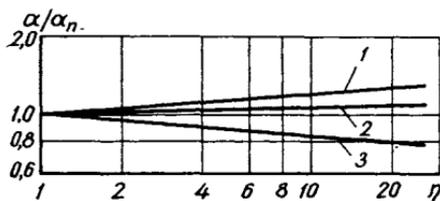
Интенсивность теплообмена при пузырьковом кипении. Уже первые экспериментальные исследования теплоотдачи в отличающихся от нормальных условиях тяготения показали практическое отсутствие влияние η на интенсивность теплоотдачи при развитии пузырькового кипения (см. в [234]). Снижение η от 1 до значений порядка 0,01 вызывало лишь незначительное изменение перегрева поверхности (снижение при горизонтальном положении нагревателя и повышение при вертикальном) в пределах естественного разброса опытных данных. Эти результаты получены при разных способах имитации ослабленных гравитационных полей для различных жидкостей (вода, этиловый спирт, водород, кислород, азот, углеводороды).

Более поздние исследования кипения при имитации ослабления поля силы тяжести с помощью магнитного поля (кислород) и наклонных контейнеров (эфир, этиловый спирт, вода) [235, 241, 242] подтвердили вывод о слабой чувствительности интенсивности теплообмена к воздействию гравитации.

К тому же выводу приводят и результаты исследования кипения воды и фреона в поле центробежных сил ($\eta = 1 \div 5000$) [243 —

247]. В тех же работах с возрастанием η обнаружено увеличение интенсивности теплоотдачи в режиме неразвитого пузырькового кипения и связанное с этим затягивание перехода к развитому кипению в область более высоких плотностей теплового потока. Это происходит из-за усиления свободного движения жидкости с увеличением η . При повышении плотности теплового потока, когда основным процессом, определяющим интенсивность теплоотдачи, становится собственно парообразование (т. е. в режиме развитого

Рис. 95



Влияние перегрузки на относительный коэффициент теплоотдачи при кипении насыщенной воды [247]:

1 — $q = 60$ кВт/м²; 2 — $q = 250$ кВт/м²;
3 — $q = 450$ кВт/м².

пузырькового кипения), эффект η практически исчезает или даже, по некоторым данным, например [247], становится обратным (рис. 95). По-видимому, влиянием перегрузки на интервал тепловых нагрузок, при которых происходит переход к развитому кипению, и на интенсивность теплоотдачи в режиме неразвитого кипения можно объяснить некоторую противоречивость данных о зависимости α (η) в области $\eta > 1$.

Таким образом, несмотря на заметное влияние ускорения силы тяжести на внешнюю картину процесса, проявляющееся в одновременном изменении отрывного размера и частоты образования пузырей, каких-либо существенных изменений механизма теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении не происходит. В этом еще раз проявляется присущая пузырьковому кипению консервативность основных процессов, определяющих интенсивность теплоотдачи, — практическая независимость их от внешних воздействий.

4. Низкие приведенные давления

Давление — один из наиболее важных параметров, оказывающих заметное влияние на протекание процесса пузырькового кипения, его внутренние характеристики, интенсивность теплообмена при кипении.

В широком интервале изменения давления (вплоть до предкритического состояния) его влияние носит лишь количественный характер, и все закономерности и внешние признаки кипения сохраняются. Однако в области низких приведенных давлений процесс кипения претерпевает существенные качественные изменения.

Специальные экспериментальные исследования кипения в области вакуума [33, 72, 87, 88, 120, 134, 248 — 255] выявили на-

личие режима неустойчивого (неустойчивого) кипения — затянутого переходного режима от свободной конвекции к развитому пузырьковому кипению. Для воды этот режим наблюдается при $p = 0,001$ (давлении 20 кПа и ниже) [72, 87, 134]. Режим неустойчивого кипения отличается отсутствием регулярно действующих центров парообразования и крайне низкой частотой появления паровых пузырей. Образование пузырей носит взрывообразный характер и сопровождается значительными колебаниями температуры поверхности нагрева между уровнями, соответствующими развитому пузырьковому кипению и однофазному конвективному теплообмену [249]. При этом средний перегрев теплоотдающей поверхности очень слабо зависит от плотности теплового потока, так что показатель степени в соотношении вида $\alpha \sim q^n$ для режима неустойчивого кипения становится близким к единице [72, 251, 252]. В случае жидкостного обогрева опытного элемента последняя особенность выражена значительно слабее [33, 253].

При достаточно высокой плотности теплового потока происходит переход к развитому пузырьковому кипению с присущими ему закономерностями и внешними проявлениями. При снижении давления интервал плотностей теплового потока, соответствующий развитому пузырьковому кипению, сужается как за счет более позднего перехода к развитому кипению, так и вследствие более раннего наступления кризиса [72, 252]. Тем не менее полного вырождения режима развитого пузырькового кипения не происходит вплоть до давления 1 кПа [33, 253]. Возможность такого вырождения связана с характерными для области вакуума высокими перегревами поверхности и большими размерами пузырей. При этом на поверхностях малых размеров само возникновение кипения может привести к кризису, как это наблюдалось, например, в [88, 248], где при увеличении тепловой нагрузки однофазная конвекция сменялась сразу пленочным кипением.

Следует отметить, что при кипении жидких металлов режим неустойчивого кипения наблюдается в значительно более широком интервале давлений (см., например, [255]).

Увеличение перегрева поверхности, при котором начинается кипение в области низких давлений, и появление режима неустойчивого кипения имеют общую природу и связаны в первую очередь с увеличением работы образования парового зародыша критического размера и его радиуса при снижении давления [72, 249, 255—257].

Деятельность центра парообразования как устойчиво локализованной точки поверхности нагрева, в которой регулярно возникают паровые пузыри, объясняется запирающим в определенном микроуглублении небольшого парового объема, остающегося после отрыва парового пузыря и выполняющего роль готового парового зародыша. Размеры такого зародыша обуславливаются главным образом размером микроуглубления и смачиваемостью поверхности нагрева, а кривизна его поверхности раздела в свою очередь

определяет согласно соотношению $R_{к} = \frac{2\sigma}{p_{н} - p_{ж}} = \frac{2\sigma T_{н}}{r\rho_{п}\Delta T_{с}}$

перегрев, при котором начнется рост следующего пузыря. Если такие готовые зародыши не образуются или если их размеры таковы, что соответствующий им перегрев превышает значение, при котором происходит спонтанное зародышеобразование, кипение будет обеспечиваться этим последним явлением и иметь нестабильный, нерегулярный характер.

Как показывают расчеты, в области вакуума происходит значительное возрастание величины $\sigma T_{н}/r\rho_{п}$, и даже при наблюдаемом увеличении перегрева, соответствующего возникновению кипения (по данным [72], он примерно пропорционален $p^{-0.3}$), это приводит к росту критического радиуса зародыша. Ниже определенного давления критический радиус начинает превышать радиус готовых зародышей, остающихся после отрыва пузырей от поверхности нагрева, они утрачивают роль стабилизаторов деятельности центров парообразования, и кипение приобретает неустойчивость. Теплообмен также становится неустойчивым. Резкое снижение температуры поверхности, соответствующее появлению паровых пузырей, нерегулярно сменяется ее возрастанием при их отсутствии.

Поскольку у жидких металлов величина $\sigma T_{н}/r\rho_{п}$ при равных давлениях значительно выше, чем у неметаллических жидкостей, режим неустойчивого кипения у них более выражен и характерен для более широкого интервала давлений. Большое значение при этом имеет также высокая смачиваемость жидких металлов, снижающая размер готовых зародышей или вовсе препятствующая их появлению. По соображениям, высказанным в [12], определенное значение в прекращении регулярного характера действия центров парообразования при снижении давления может иметь более глубокая дегазация жидкости и улучшение заполнения микроуглублений жидкостью, также приводящее к уменьшению размеров готовых зародышей.

Стабилизация кипения и переход к устойчивому развитому пузырьковому режиму при увеличении плотности теплового потока свидетельствует о том, что спонтанное зародышеобразование утрачивает роль доминирующего явления, обуславливающего протекание кипения. Возможно, некоторое повышение перегрева поверхности, сопровождающее увеличение плотности теплового потока и приводящее к снижению критического радиуса зародышей, способствует восстановлению механизма устойчивости действия центров парообразования, характерной для повышенных давлений. Это восстановление может происходить и вследствие увеличения размеров готовых зародышей, остающихся на поверхности нагрева после отрыва пузырей.

Кипение при пониженных давлениях присуще, кроме возможности режима неустойчивого кипения, и некоторые другие особенности, уже рассмотренные выше. Это — снижение плотности действующих центров парообразования, увеличение скорости рос-

та пузырей, сопровождающееся усилением роли инерционных эффектов для их роста и отрыва, изменение формы пузырей (их сплющивание с образованием в основании жидкого микрослоя), увеличение отрывного размера пузырей, снижение частоты их образования, снижение интенсивности теплообмена. Кроме того, в [72, 255] экспериментально обнаружено, что зависимость критической плотности теплового потока от давления в области вакуума значительно слабее, чем при повышенных давлениях и чем это следует из гидродинамической модели кризиса кипения. Так, по данным [72], величина $q_{кр}$ пропорциональна $p^{1/6}$, по данным [255], показатель степени несколько ниже и равен 0,12, тогда как гидродинамическая модель кризиса приводит к зависимости $q_{кр} \sim p^{0,5}$ (в области вакуума).

Испарительные аппараты и устройства во многих отраслях техники работают при таком сочетании режимно-технологических параметров и свойств теплоносителей, что теплообмен происходит в переходной области между однофазной конвекцией и развитым пузырьковым кипением (это наиболее характерно для низких давлений). Интенсивность теплоотдачи в этих условиях относительно невелика и задача ее интенсификации актуальна. При низких приведенных давлениях возникает также необходимость стабилизации самого процесса кипения, поскольку, как уже говорилось, кипение в переходной области в этих условиях становится неустойчивым, что в конечном счете приводит к нестабильности и низкой интенсивности теплоотдачи.

Основной общий принцип решения задачи стабилизации и интенсификации теплоотдачи при кипении в переходной области — увеличение плотности устойчиво действующих центров парообразования. Это достигается созданием на поверхности нагрева таких условий, при которых обеспечиваются, во-первых, первичная активация центров в случае низких ее перегревов и, во-вторых, — неполное «затопление» элементов микрорельефа после эвакуации паровой фазы с поверхности нагрева, т. е. реализуются предпосылки образования последующих пузырей из готовых зародышей.

Можно выделить следующие наиболее эффективные практические способы осуществления указанных условий: увеличение шероховатости поверхности нагрева (в том числе ее оребрение), нанесение на поверхность нагрева капиллярно-пористых покрытий (как закрепляемых на поверхности нагрева или выполняемых с ней заодно, так и свободных — в виде дисперсных засыпок) и создание ухудшенной смачиваемости поверхности с помощью гидрофобных покрытий.

Факт повышения интенсивности теплоотдачи при кипении и уменьшения перегрева поверхности, необходимого для его возникновения, со снижением чистоты обработки поверхности в общем достаточно хорошо согласуется с современными представлениями о механизме кипения и был отмечен многими исследователями. Так, например, в [258] на основе результатов экспериментального

исследования кипения фреонов сделан вывод о зависимости коэффициента теплоотдачи α от средней высоты неровностей R_z в виде $\alpha \sim R_z^{0,2}$ (в области $\pi = 0,002 \div 0,5$ и $R_z = 0,3 \div 80$ мкм). По данным [259], влияние микрогеометрии поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении можно выразить как $\alpha \sim \rho_0^{0,4}$, где ρ_0 — должным образом определяемый средний эффективный радиус микровпадин.

Представляется, однако, что ни одно из подобных упрощенных соотношений не может количественно достаточно полно отразить влияние шероховатости на интенсивность теплоотдачи хотя бы потому, что при совпадении отдельных параметров, характеризующих шероховатость различных поверхностей (или класса чистоты обработки), фактический микрорельеф их может быть совершенно различным из-за разнообразия способов обработки и механических свойств материала. Подтверждением этого может служить тот факт, что снижение чистоты обработки поверхности нагрева в некоторых случаях приводит и к возрастанию перегрева, соответствующего возникновению кипения, и, следовательно, ухудшению теплоотдачи в переходной области [260]. По-видимому, здесь большое значение имеет также наличие или отсутствие всякого рода загрязнений, затрудняющих заполнение микроуглублений жидкостью и обеспечивающих первичную активацию центров парообразования.

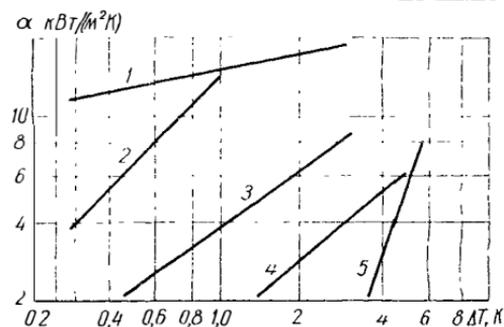
Поскольку и геометрия микрорельефа поверхности нагрева, и его физико-химическое состояние являются трудноконтролируемыми факторами, воздействие на теплоотдачу в переходной области изменением естественной шероховатости вряд ли может найти широкое практическое применение. По тем же причинам, а также из-за нетехнологичности малоперспективно и нанесение специальных микроуглублений — потенциальных центров парообразования, хотя эта мера может заметно интенсифицировать теплоотдачу [259, 261].

Более эффективное средство улучшения теплоотдачи в области неразвитого кипения — оребрение поверхности нагрева мелкими ребрами с размерами порядка отрывного диаметра пузырей [262—265]. Облегчению возникновения кипения на мелкоребристых поверхностях способствуют, по-видимому, высокие перегревы жидкости в основании ребер, а острый профиль в дне межреберной канавки обеспечивает наличие готовых зародышей и устойчивость действия центров парообразования. Интенсификация теплоотдачи достигается также вследствие специфических условий роста паровых пузырей в стесненном межреберном пространстве. Наконец, определенное значение имеет сам факт оребрения как развита теплоотдающей поверхности.

Интенсивность теплоотдачи при кипении на ребристых трубах, по данным [258, 265], зависит от соотношения шага s , высоты ребра h и отрывного размера пузырей d_0 . При $d_0 \approx s$ коэффициент теплоотдачи повышается с увеличением отношения h/s .

Близким к оребрению по механизму действия является способ интенсификации теплообмена при кипении, заключающийся в нанесении на поверхность нагрева капиллярно-пористых покрытий. Покрытия могут быть металлическими и неметаллическими и выполняться самыми различными способами: нанесением сеток и волокнистых структур, электрохимической эрозией поверхности нагрева, электролитическим осаждением, нанесением слоя дисперсных частиц.

Рис. 96



Теплоотдача при кипении фреона-12 ($T_{II} = 293$ К) на трубах с покрытиями [270]:
 1 — электролитическое осаждение,
 2 — нанесение; 3 — слезание;
 4 — оребрение; 5 — гладкая труба.

Исследования теплообмена при кипении на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием [258, 266—271], к которым относятся исследования теплообмена при кипении в испарительной зоне тепловых труб (см., например, в [272]), позволяют сделать вывод о том, что интенсификация теплообмена в этом случае достигается комплексным воздействием на процесс кипения ряда факторов.

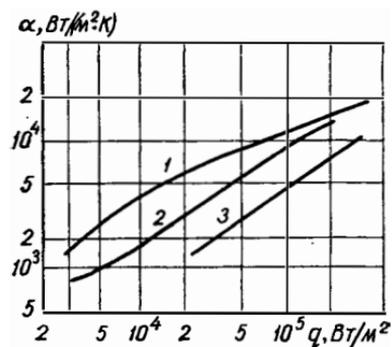
Разветвленная сеть открытых капиллярных каналов обеспечивает устойчивое образование паровых зародышей и значительное увеличение плотности центров парообразования при сравнительно невысоких тепловых нагрузках поверхности нагрева. Большое значение имеют специфические условия роста паровой фазы внутри капиллярной структуры, при которых поверхность интенсивного испарения жидкости (и охлаждения поверхности) существенно увеличена по сравнению с ростом пузыря на гладкой стенке за счет развития микропенки на стенках капилляров. Этот фактор наиболее важен при высокой теплопроводности материала капиллярной структуры и хорошем тепловом контакте ее с поверхностью нагрева. Определенное значение имеет усиленная подпитка границы поверхности нагрева и пористой структуры жидкостью из объема под действием капиллярных сил.

Степень интенсификации теплообмена при кипении на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием зависит от типа покрытия, его материала, дисперсности, толщины и пористости, а также от давления в системе и тепловой нагрузки поверхности нагрева. Сравнительная эффективность интенсификации теплообмена в области неразвитого кипения фреона-12 с помощью различных покрытий (и оребрения) показана на рис. 96 [270].

В условиях, когда капиллярно-пористое покрытие представляет собой слой несвязанных дисперсных частиц, удерживаемых у поверхности нагрева силой тяжести, парообразование может сопровождаться «тепловым псевдооживлением» слоя, т. е. взвешиванием и движением этих частиц вблизи поверхности нагрева [273, 274]. При увеличении высоты слоя сверх определенного значения и достаточно малых размерах дисперсных частиц вблизи поверхности нагрева образуется парожидкостная прослойка. При

Рис. 97

Теплоотдача при кипении воды в дисперсном слое (стеклянные шарики диаметром 2,23 мм) высотой $20 \div 100$ мм (1), 16 мм (2) и на чистой поверхности (3) [247].



этом пар от поверхности отводится по периодически образующимся или устойчивым каналам в дисперсном слое. Увеличение высоты слоя до значения, соответствующего возникновению каналообразования, сопровождается возрастанием интенсивности теплообмена (рис. 97).

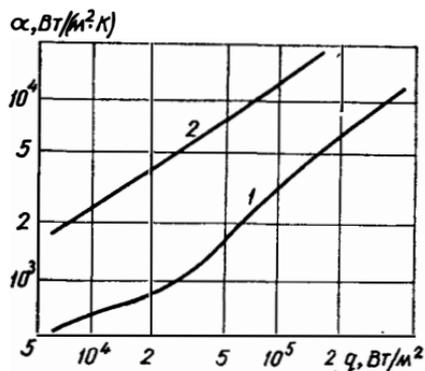
По данным [273], при использовании свободного дисперсного слоя отсутствует отложение накипи на поверхности нагрева даже при высоких соленосодержаниях воды. По-видимому, при механическом взаимодействии дисперсных частиц между собой и с поверхностью нагрева происходит ее самоочистление.

При неустойчивом кипении в области вакуума наиболее эффективным и технологичным средством интенсификации и стабилизации теплообмена является, по данным [73, 275], использование перфорированных гидрофобных покрытий (сеток). В работе [73] исследовались фторопластовые сетки толщиной 0,1—0,3 мм с отверстиями диаметром 0,6—2,5 мм (относительная площадь перфорации — 0,25—0,35). Кипение воды в вакууме (вплоть до 1,6 кПа) при наложении на поверхность нагрева таких сеток возникало при ее перегревах, в несколько раз меньших, чем на чистой металлической

Рис. 98

Интенсификация теплоотдачи при кипении в вакууме ($p = 3,6$ кПа) с помощью перфорированных фторопластовых сеток [73]:

1 — чистая металлическая поверхность; 2 — наложение сетки с отверстиями 1,5 мм.



поверхности, процесс кипения полностью стабилизировался, так что внешне он почти не отличался от кипения при атмосферном давлении, а интенсивность теплоотдачи была даже выше (рис. 98).

Можно отметить, что в настоящее время отсутствуют надежные рекомендации по расчету теплоотдачи при кипении в столь специфической области давлений — ниже $0,001\text{л}$ (как для чистых поверхностей, так и с применением различных покрытий и способов ее обработки с целью интенсификации теплоотдачи). Поэтому при необходимости таких расчетов следует пользоваться непосредственными опытными данными для конкретных условий или полученными на их основе расчетными соотношениями.

5. Жидкие металлы

Первоначально интерес к жидким металлам (натрий, калий, литий), как к теплоносителям, был вызван разработкой и созданием реакторов на быстрых нейтронах, отличающихся высокой плотностью энерговыделения в активной зоне. Отличные тепло- и ядерно-физические характеристики жидких металлов позволяют осуществлять интенсивный отвод теплоты из этих реакторов и обеспечивать высокий КПД АЭС. Температура кипения жидких металлов при атмосферном давлении весьма высока, поэтому в корпусе реактора поддерживается сравнительно низкое давление.

Позднее было предложено использовать жидкие металлы в высокотемпературных тепловых трубах и в качестве рабочего тела ядерных паротурбинных энергетических установок, где процесс кипения в жидкометаллических парогенераторах — неотъемлемая часть цикла. В связи с этим изучение механизма процесса и интенсивности теплообмена при кипении жидких металлов представляет существенный практический интерес. Жидкие металлы отличаются высокой теплопроводностью и низкими числами P_r , что накладывает своеобразный отпечаток на протекание процессов однофазного теплообмена и теплообмена при кипении.

Вследствие значительного отличия теплофизических свойств жидких металлов от свойств обычных жидкостей большой научный интерес представляет изучение и сопоставление характеристик процесса кипения той и другой группы жидкостей с целью более глубокого понимания общих закономерностей этого вида теплообмена.

В 50-х и 60-х годах был опубликован ряд работ [281—286, 288—292], посвященных исследованию теплоотдачи при кипении натрия, калия и натрий-калиевых сплавов в условиях свободного движения, а также при кипении калия при вынужденном движении в трубах [293, 294]. Разнообразие условий проведения опытов, сложность выполнения точных измерений при высоких температурах и неизвестные ранее особенности процесса кипения жидких металлов не позволили в этот период в полной мере выявить закономерности процесса и получить единые достоверные зависимости для описания

теплообмена при кипении. Так, например, интенсивность теплоотдачи при кипении натрия при одной и той же плотности теплового потока $q = 3 \cdot 10^5$ Вт/м² характеризуется следующими значениями α : $9,2 \cdot 10^4$ Вт/(м² · К) [286]; $4,2 \cdot 10^4$ Вт/(м² · К) [284]; $3 \cdot 10^4$ Вт/(м² · К) [291].

При этом, по данным [284], зависимость коэффициента теплоотдачи при развитом кипении натрия от плотности теплового потока выражена в виде $\alpha \sim q^{0,575}$, а в [291] — в виде $\alpha \sim q^{1/3}$.

Однако дальнейшее накопление экспериментальных данных, выявление и анализ ряда особенностей процесса позволили составить более четкое представление о характере и интенсивности теплообмена при кипении жидких металлов, что нашло отражение в монографии В. И. Субботина с соавторами [255].

Температурный интервал практической реализации процессов кипения жидких металлов соответствует низким приведенным давлениям, при которых, как уже отмечалось ранее, характер кипения любой жидкости отличается существенными особенностями. Этот факт был обнаружен при сопоставлении результатов исследования теплообмена при кипении натрия и калия с экспериментальными данными по кипению обычных, неметаллических жидкостей, полученными, как правило, при атмосферном или более высоких давлениях. Оказалось, что при низких давлениях (температура насыщения 800—1000 К) и сравнительно высоких плотностях теплового потока кипение жидких металлов не наблюдается. Так, например, в опытах с натрием [276] при давлении $p = 15$ кПа и $q = 0,8 \cdot 10^6$ Вт/м² на поверхности из нержавеющей стали кипения не было при перегревах, равных 100 К; для калия [277] при том же давлении и $q = 1 \cdot 10^6$ Вт/м² на гладкой поверхности из никеля перегрев без кипения составил около 150 К. Теплообмен в этих режимах определяется в основном отводом теплоты конвекцией и, по данным [276, 277], его интенсивность может быть определена по эмпирическим зависимостям: $\alpha = 100 q^{1/3}$ — для натрия; $\alpha = 70 q^{1/3}$ — для калия, где α и q в Вт/(м² · К) и Вт/м² соответственно.

Условия активации центров парообразования в жидких металлах при низких давлениях рассмотрены в [87, 278—280]. При снижении давления размеры потенциальных центров — зародышей пара значительно возрастают, увеличиваются перегревы жидкости и уменьшается число центров. Как и при кипении обычных жидкостей, снижаются стабильность генерации пара во времени и регулярность процесса, резко падает частота отрыва паровых пузырей.

Щелочным металлам присуща высокая химическая активность. Их взаимодействие с поверхностями нагрева приводит к восстановлению окисных пленок и улучшению смачиваемости [279]. Это способствует увеличению перегрева, необходимого для инициирования вскипания, и тем самым затрудняет условия зарождения паровой фазы.

Совокупность этих особенностей начального периода процесса кипения жидких металлов при малых давлениях определяет относительно низкую интенсивность теплообмена при неустойчивых режимах кипения [279, 281, 282], которые следуют, как правило, за режимом свободной конвекции. Согласно [278], можно определить минимальный уровень теплообмена для предельно затрудненных условий парообразования. Предполагается, что на поверхности имеются лишь отдельные жизнеспособные центры, размеры которых соответствуют началу активации при относительно небольших перегревах. Периодически в этих центрах возникают паровые пузыри, однако суммарная интенсивность теплообмена невелика ввиду ограниченного числа действующих центров парообразования. Соотношения для расчета уровня теплоотдачи при неустойчивом кипении получены в [278]:

$$q_n = \alpha \bar{\Delta T}; \quad (\text{VI.7})$$

$$\alpha = 0,53 \left(\frac{\lambda c \rho}{l} u_a \right)^{1/2}; \quad (\text{VI.8})$$

$$u_a = (g\beta\bar{\Delta T}l)^{1/2} + \left(\frac{\pi z}{24} \right)^{1/2} (2\bar{\Delta p}/3\rho)^{1/2}, \quad (\text{VI.9})$$

где $\bar{\Delta T} = (1 - \xi) \Delta T$; $\Delta T = T_c - T_n$; $\bar{\Delta p} = \xi \Delta p$; $\Delta p = p(T_c) - p(T_n)$; l — характерный линейный размер поверхности нагрева; z — число центров парообразования; $\xi = 0,1$ принято согласно экспериментальным данным. В [278, 282] приведено сопоставление опытных данных разных авторов по интенсивности теплообмена при неустойчивом кипении с расчетом по уравнениям (VI.7) — (VI.9) для кипения на грани вырождения, т. е. при $z = 1$.

По мере увеличения плотности теплового потока наблюдается переход к развитому кипению при достижении определенной пороговой величины q_n , характерной для данного давления. Обработка результатов опытов [282] привела к установлению эмпирической зависимости начала перехода от неустойчивого к устойчивому развитому кипению калия на поверхностях с умеренной шероховатостью:

$$q_n = 6,85 \cdot 10^6 p_n^{-0,4}, \quad \text{Вт/м}^2, \quad (\text{VI.10})$$

где p_n выражено в мм рт. ст. Эта зависимость описывает также начало перехода к устойчивому кипению натрия [276].

Характерным признаком процесса неустойчивого кипения является наличие значительных низкочастотных пульсаций температуры теплоотдающей стенки. С помощью зависимости (VI.10) может быть рассчитана средняя величина низкочастотных пульсаций неустойчивого кипения по разности температурных напоров в режимах устойчивого и неустойчивого кипения при $q = q_n$.

Наиболее полные данные по интенсивности теплообмена при развитом кипении натрия, калия и цезия получены Д. Н. Сорокиным [287], который на основе обобщения своих и имеющихся в

литературе данных [276, 280—286] предложил следующую обобщенную зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = C \left(\frac{\lambda^2}{\sigma T_n} \right)^{1/3} q^{2/3} \left(\frac{p}{p_{кр}} \right)^m, \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (\text{VI.11})$$

где $C = 1, 2$ и $m = 0,42$ при $p/p_{кр} < 1 \cdot 10^{-3}$; $C = 0,15$ и $m = 0,12$ при $p/p_{кр} \simeq (1 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-2})$.

Структура соотношения (VI.11) показывает, что зависимость интенсивности теплоотдачи от плотности теплового потока при развитом кипении щелочных металлов такая же, как и для обычных жидкостей, а обработку опытных данных целесообразно проводить в зависимости от приведенного давления. Анализ соотношения (VI.11) указывает на более сильное влияние давления на коэффициент теплоотдачи при значениях $\pi = p/p_{кр} < 1 \cdot 10^{-3}$ (α зависит от p в степени $\sim 0,4$), в то время как при более высоких значениях π величина α зависит от p в степени $\sim 0,1$.

В [280] рассмотрены собственные экспериментальные данные и данные [277, 283, 284], полученные на поверхностях из нержавеющей стали, никеля, хрома, меди, армо и молибдена, и сделан вывод, что материал поверхности нагрева и чистота ее обработки не оказывают заметного влияния на коэффициент теплоотдачи при развитом кипении щелочных металлов. Согласно [283], существенное увеличение коэффициента теплоотдачи наблюдается лишь при нанесении на поверхность нагрева специфической шероховатости в виде впадин резервуарного типа. В [277] изучалось влияние поверхностных условий на интенсивность теплоотдачи при кипении калия. В ней было обнаружено, что нанесение на теплоотдающую поверхность искусственной шероховатости в виде конических впадин (глубиной от 0,5 до 1 мм, угол конуса $\varphi = 45^\circ$) способствует лишь вскипанию и стабилизации начавшегося процесса кипения.

Впервые внимание на различие условий проведения экспериментов по исследованию теплоотдачи под давлением собственных паров металла над зеркалом испарения и при наличии подушки из инертного газа в рабочем объеме было обращено в [280, 282]. Было показано, что во втором случае процесс кипения натрия и калия стабилизируется, а интенсивность теплообмена повышается. В соответствии с этим в [282] выполнено обобщение двух групп опытных данных на основе зависимости из [278]:

$$q = C_q \frac{\lambda_{ср}}{\sigma T_n} \Delta T^3. \quad (\text{VI.12})$$

Обнаружено, что при коэффициенте $C_q = 1 \cdot 10^{-3}$ соотношение (VI.12) правильно описывает теплоотдачу калия и натрия в присутствии инертного газа, а при $C_q = 0,2 \cdot 10^{-3}$ — теплоотдачу при кипении под давлением собственных паров.

Экспериментальные данные об интенсивности теплообмена при

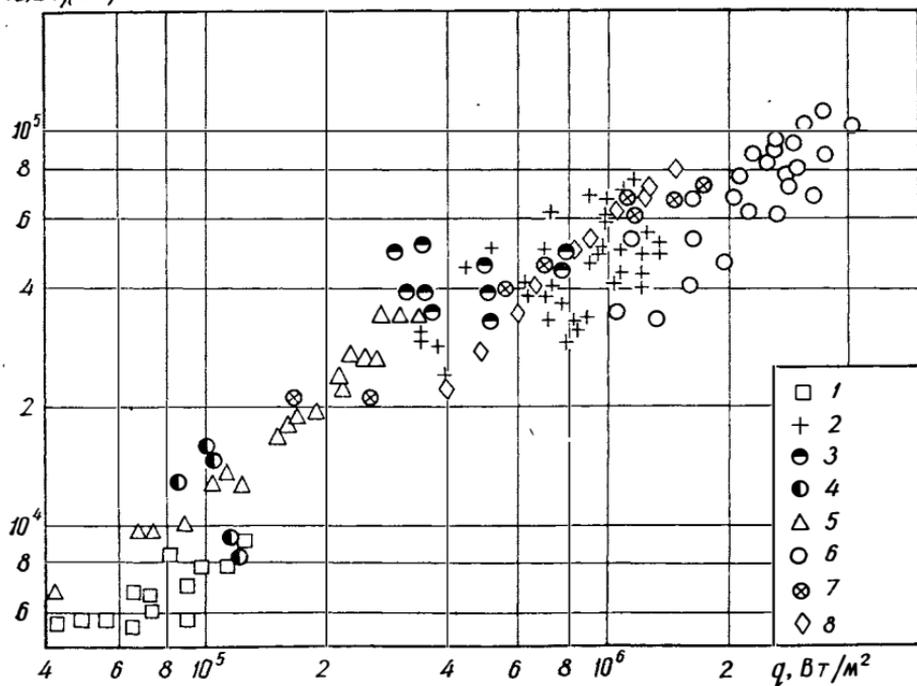
развитом кипении калия, натрия и цезия в присутствии инертного газа для разных давлений приведены на рис. 99. На этом рисунке не показаны результаты первых работ по кипению щелочных металлов, так как в них были получены завышенные значения коэффициентов теплоотдачи. Для сравнения на рис. 100 в той же системе координат $\alpha - q$ показаны опытные значения коэффициентов теплоотдачи при кипении калия и натрия под давлением собственных паров.

Рис. 99

Теплоотдача при развитом кипении калия (1 — 5), натрия (6, 7) и цезия (8) в присутствии инертного газа:

1 — большой объем, $p = 0,1$ МПа [290]; 2 — вертикальная трубка $D = 4$ мм, $p = 0,11 \div 0,13$ МПа [293]; 3, 4 — вертикальные трубки $D = 8,25$ мм и $D = 22$ мм соответственно, $p = 0,1$ МПа (см. [293]); 5 — большой объем, $p = 0,1 \div 0,2$ МПа (см. [293]); 6 — большой объем, $p = 0,007 \div 0,02$ МПа [276]; 7 — большой объем, $p = 0,1 \div 0,16$ МПа [255]; 8 — большой объем, $p = 0,165$ МПа (255).

$\alpha, \text{Вт}/(\text{м}^2\text{К})$

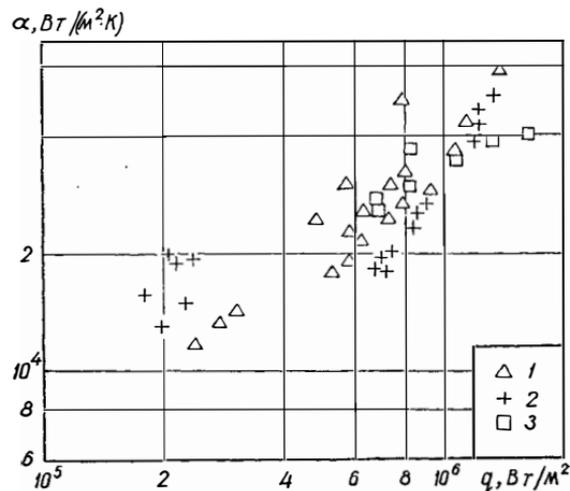


Из рис. 99 и 100 видно, что при одинаковых плотностях теплового потока коэффициенты теплоотдачи при кипении под давлением собственных паров на 35—40% ниже, чем в присутствии инертного газа. Различным образом проявляется и влияние давления на α . При наличии инертного газа давление в области вакуума заметно влияет на α , а в случае кипения под давлением собственных паров в [280] такое влияние не обнаружено. Эти и другие особенности ки-

пения щелочных металлов затрудняют обобщение опытных данных об α единой формулой.

Для более глубокого понимания физики кипения жидких металлов большой интерес представляет изучение внутренних характеристик процесса их кипения. Однако вследствие очевидных трудностей, возникающих при визуальном исследовании механизма кипения жидких металлов, число работ по этому вопросу очень мало [255, 288, 289]. В [255] дана качественная характеристика про-

Рис. 100



Теплоотдача при развитом кипении калия (1, 2) и натрия (3) под давлением собственных паров:

1 — большой объем, $p = 0,04 \div 0,13$ МПа [282];
 2 — вертикальная трубка $D = 23,6$ мм, $p = 0,1$ МПа [294];
 3 — большой объем, $p = 0,1 \div 0,16$ МПа [255].

цесса кипения натрия, калия и цезия, а также приведены опытные данные из [288, 289] о частотах отрыва и диаметрах паровых пузырей при кипении калия. В зависимости от давления наблюдаемые отрывные диаметры пузырей изменялись от 43 до 22 мм, а частота их отрыва составляла от 2 до 7 1/с. Оценка скорости роста паровых пузырей w'' по результатам этих наблюдений дает значение w'' при 0,1 МПа порядка 0,11 м/с.

Сведений о внутренних характеристиках кипения жидких металлов пока мало. Можно полагать, что дальнейшее накопление данных о d_0 и f позволит распространить уравнение (V.11) на металлические жидкости в форме

$$\text{Nu} = \text{Nu}(\text{K}, \text{Fo}, \text{Pr}). \quad (\text{VI.13})$$

В частном случае для кипения калия при давлении 0,1 МПа (VI.13) принимает вид $\text{Nu} = 75 (\text{KPr})^{0,7}$. Значения α , вычисленные по этой формуле, располагаются между опытными точками, полученными при кипении калия в присутствии инертного газа и под давлением собственного пара.

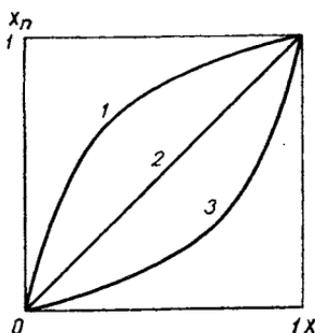
Парообразование в гомогенной смеси отличается рядом особенностей по сравнению с парообразованием однокомпонентных жидкостей. Гомогенными смесями являются смеси жидкостей с неограниченной взаимной растворимостью. Идеальными смесями являются такие гомогенные смеси, которые точно подчиняются законам Рауля при всех концентрациях.

с. 101

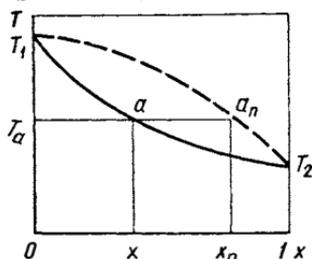
Рис. 102

Связь между жидкой и паровой фазами и кипения бинарных смесей (идеальная смесь):

- $p_2^0/p_1^0 > 1$;
- $p_2^0/p_1^0 = 1$;
- $p_2^0/p_1^0 < 1$.



Процесс парообразования бинарных смесей в $T - x$ -диаграмме ($p = \text{const}$).



Для идеальной бинарной смеси, находящейся при сравнительно низком давлении, так что при этом летучести можно заменить соответствующими давлениями, закон Рауля записывается в следующей форме:

$$p_1 = (1 - x) p_1^0; \quad p_2 = x p_2^0, \quad (\text{VI.14})$$

где p_1 и p_2 — парциальные давления паров первого и второго компонентов над жидкой смесью; p_1^0 и p_2^0 — давления насыщенных паров чистых компонентов при данной температуре смеси; x — концентрация второго компонента в жидкости.

Парциальные давления паров компонентов в их смеси, рассматриваемой как смесь идеальных газов, могут быть определены по закону Дальтона:

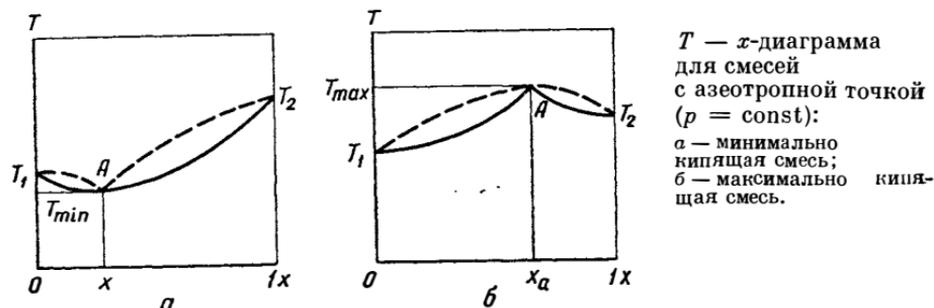
$$p_1 = (1 - x_n) p; \quad p_2 = x_n p. \quad (\text{VI.15})$$

Учитывая, что $p = p_1 + p_2$ — полное давление паров над жидкой смесью, из (VI.14) и (VI.15) можно получить состав паровой фазы при заданном составе смеси:

$$x_n = \frac{x \frac{p_2^0}{p_1^0}}{1 + x \left(\frac{p_2^0}{p_1^0} - 1 \right)}. \quad (\text{VI.16})$$

Из выражения (VI.16) вытекает важный вывод: составы идеальной жидкой смеси и ее пара над смесью при данной температуре в общем случае не одинаковы. Только в весьма редком случае стереоизомеров, когда $p_2^0 = p_1^0$, составы жидкой и паровой фаз совпадают (рис. 101). Как показывает опыт, этот вывод справедлив и для всех реальных гомогенных жидких смесей, кроме случая парообразования в смесях с азеотропной точкой при азеотропическом составе, когда смесь нераздельно кипящая.

Рис. 103



Температура насыщения бинарной смеси зависит от ее состава. Диаграмма, выражающая связь между температурой насыщения и составами жидкой смеси и ее пара, так называемая $T - x$ -диаграмма, приведена на рис. 102. В точке а при температуре смеси T_a состав кипящей смеси x существенно отличается от равновесного состава паровой фазы x_n .

Для большинства реальных гомогенных бинарных смесей характерно непрерывное увеличение при данном давлении температуры кипящей жидкости и сухого пара при увеличении в жидкой фазе концентрации более высококипящего компонента. Однако для смесей, имеющих азеотропную точку, эта зависимость неоднозначна (рис. 103).

Из вышеизложенного следует, что для смеси, находящейся в равновесии, количество независимых переменных, определяющих состояние системы, называемое числом степеней свободы, больше, чем для однокомпонентной жидкости. Оно определяется по правилу фаз Гиббса

$$\psi = n - r + 2, \quad (\text{VI.17})$$

где ψ — число степеней свободы; n — количество компонентов в смеси; r — число фаз.

Для чистых жидкостей ($n = 1$), находящихся в равновесии с паром ($r = 2$), число степеней свободы $\psi = 1 - 2 + 2 = 1$, т. е. равновесие системы определяется, например, либо давлением p , либо температурой T . Для кипящей бинарной смеси ($n = 2$, $r = 2$) число степеней свободы $\psi = 2$, т. е. равновесие, определяется сочетанием двух параметров, например, давления p и темпера-

туры, либо давления и концентрации, либо температуры и концентрации.

Уравнения фазового обмена для бинарной смеси могут быть получены из общих условий термодинамического равновесия двух сосуществующих фаз. В конечном виде эти уравнения (уравнения Ван-дер-Ваальса) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{q_{\text{II}}}{T} dT - \Delta v_{\text{II}} dp + (x_{\text{II}} - x) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} dx &= 0; \\ \frac{q}{T} dT - \Delta v dp + (x - x_{\text{II}}) \frac{\partial^2 \Phi_{\text{II}}}{\partial x_{\text{II}}^2} dx_{\text{II}} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{VI.18})$$

где q_{II} и q — дифференциальная теплота фазовых переходов,

$$\begin{aligned} q_{\text{II}} &= i_{\text{II}} - i - (x_{\text{II}} - x) \frac{\partial i}{\partial x}; \\ q &= i - i_{\text{II}} - (x - x_{\text{II}}) \frac{\partial i_{\text{II}}}{\partial x_{\text{II}}}; \end{aligned}$$

Δv_{II} и Δv — изменение объема при образовании новой фазы из весьма большого количества равновесной старой фазы, отнесенное к единице массы образуемой фазы:

$$\begin{aligned} \Delta v_{\text{II}} &= v_{\text{II}} - v - (x_{\text{II}} - x) \frac{\partial v}{\partial x}; \\ \Delta v &= v - v_{\text{II}} - (x - x_{\text{II}}) \frac{\partial v_{\text{II}}}{\partial x_{\text{II}}}. \end{aligned}$$

Легко видеть, что уравнения (VI.18) при равенстве составов жидкой и паровой фаз ($x_{\text{II}} - x = 0$) переходят в уравнение Клапейрона — Клаузиуса для однокомпонентной жидкости

$$\frac{r}{T} dT - (v_{\text{II}} - v) dp = 0.$$

Вероятность образования новой фазы в однокомпонентной жидкости определяется выражением (II.21). Для бинарной смеси выражение для вероятности зародышеобразования с учетом уравнений фазового обмена (VI.18) принимает вид [295]

$$J_{\text{см}} \sim \exp \left\{ - \frac{16\pi\sigma^3 v^2}{3 \left[\frac{r}{T} + (x_{\text{II}} - x) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{dx}{dT} \right] kT\Delta T^2} \right\}. \quad (\text{VI.19})$$

При $x_{\text{II}} > x$ согласно закону Коновалова второй член в квадратных скобках в (VI.19) отрицательный. Таким образом, наличие разности концентраций в паровой и жидкой фазах бинарной смеси ($\Delta x = x_{\text{II}} - x$) приводит к уменьшению вероятности зародышеобразования по сравнению с унарной жидкостью.

Критический размер парового зародыша, определяемый соотношением (II.8), для случая парообразования в бинарной смеси

определяется следующим образом [296]:

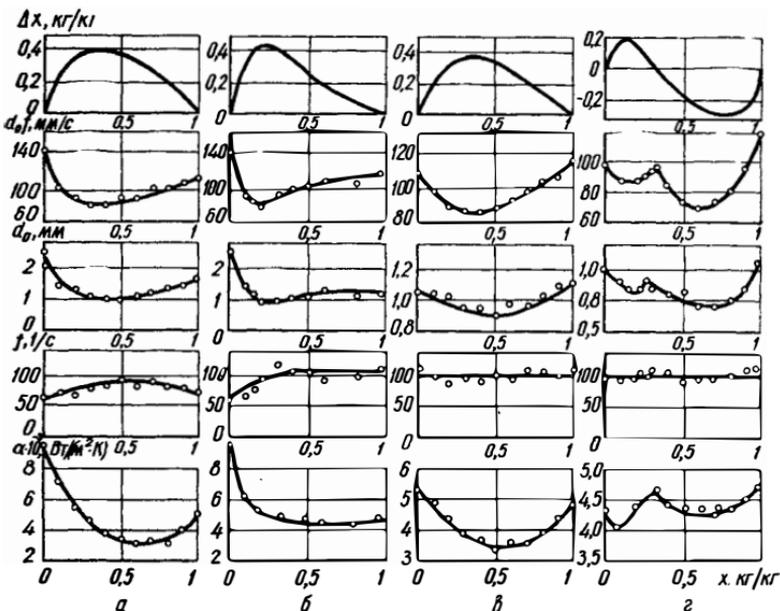
$$R_{кр} = \frac{2\sigma}{\left(\frac{i_{п} - i}{v_{п} - v} + \frac{x_{п} - x}{v_{п} - v} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{dx}{dT} \right) \Delta T} \quad (VI.20)$$

Аналогично уравнению (VI.19) при $\Delta x = x_{п} - x > 0$ критический размер парового зародыша в бинарной смеси больше, чем в однокомпонентной жидкости.

Рис. 104

Зависимость внутренних характеристик процесса и интенсивности теплообмена при кипении бинарных смесей от концентрации низкокипящего компонента ($q = 10^5$ Вт/м²):

а — вода — метанол; б — вода — этанол; в — бутанол — этанол; г — бензол — этанол.



Массообмен между жидкой и паровой фазами, связанный с избыточным испарением легкокипящего компонента, и вызванное им снижение концентрации легкокипящего компонента на границе раздела фаз жидкость — паровой пузырь, определенным образом отразились на внутренних характеристиках процесса кипения бинарных смесей.

Исследования внутренних характеристик процесса кипения ряда бинарных смесей [113, 121, 122, 297] показали, что при кипении реальных смесей наблюдаются по крайней мере три вида зависимости средней за цикл скорости роста паровых пузырей от концентрации смеси. Для смесей без азеотропной точки происходит уменьшение отрывных размеров паровых пузырей d_0 и средней скорости роста паровых пузырей d_0f . Минимальные значения d_0 и d_0f дости-

гаются в области максимальных избыточных концентраций легко кипящего компонента в паре (рис. 104). В случае кипения смеси с азеотропной точкой характер зависимости d_0 и d_{0f} от состава значительно сложнее. Наблюдаются два минимума значений d_0 и d_{0f} в соответствии с двумя экстремумами на кривой $\Delta x = f(x)$ и промежуточный максимум в азеотропной точке (рис. 104, з).

Уменьшение отрывного диаметра и связанное с ним снижение d_{0f} в водоспиртовых смесях частично объясняется уменьшением поверхностного натяжения смесей по сравнению с водой. Однако этим нельзя объяснить наличия минимума на кривых $d_0 = f(x)$. Более того, у смесей бутанол-этанол поверхностное натяжение изменяется крайне слабо.

Сопоставление полученных зависимостей d_0 и d_{0f} от концентрации с кривыми избыточного содержания низкокипящего компонента в паре $\Delta x = x_n - x$ показывает, что между ними существует явно выраженная связь: по мере увеличения Δx отрывные диаметры d_0 и скорость роста пузырей d_{0f} снижаются, достигая минимума при максимальном значении Δx .

Преимущественное испарение второго компонента в период роста парового пузыря снижает его концентрацию вблизи границы раздела фаз, что приводит к изменению свойств жидкости в пограничном слое, в частности к повышению температуры насыщения, так как в пограничном слое начинает преобладать высококипящий компонент. Следовательно, процесс испарения в паровой пузырь происходит при относительно пониженном перегреве по сравнению со смесью исходного состава, что затрудняет испарение и замедляет скорость роста парового пузыря.

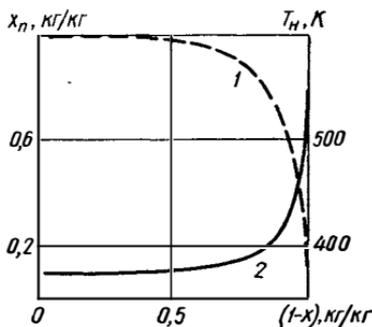
Восстановление концентрации низкокипящего компонента в пограничном слое возможно лишь за счет массообмена с основной массой жидкости среднего состава. Поскольку массообмен является следствием испарения, он происходит с запаздыванием по отношению к испарению в паровой пузырь, и поэтому на границе пузыря в период его роста поддерживается пониженная концентрация низкокипящего компонента.

При кипении азеотропных смесей в паровой фазе в избытке находится один из компонентов смеси. Если условно считать нераздельно кипящую смесь в азеотропной точке ($\Delta x = 0$) унарной, то бинарную смесь с азеотропной можно разбить на две: от чистого первого компонента до смеси азеотропного состава и от смеси азеотропного состава до второго компонента. При этом смесь азеотропного состава может рассматриваться как низкокипящий компонент для минимально кипящих смесей (см. рис. 103, а) и как высококипящий компонент для максимально кипящих (см. рис. 103, б). При таком подходе становится очевидным, что азеотропные смеси должны иметь два минимума на кривых зависимости $d_0 = f(x)$ и $d_{0f} = \varphi(x)$, что и наблюдалось в опытах.

Третья группа смесей отличается от рассмотренных выше значительной разницей температур кипения исходных компонентов.

У таких смесей в широком диапазоне изменения концентрации в паре практически присутствует только низкокипящий компонент. К этой группе относятся, например, водоглицериновые смеси, при кипении которых до концентраций $x = 0,6 \div 0,7$ в паровой фазе присутствуют практически только пары воды. Весьма незначительно изменяется в таком диапазоне концентрации и температура кипения смесей (рис. 105). Описанные особенности водоглицериновых смесей отразились на внутренних характеристиках процесса ки-

Рис. 105



Концентрация H_2O в паре (1) и температура кипения смесей вода — глицерин (2) при $p = 0,1$ МПа.

пения [298]. Опыты показали, что при кипении этих смесей не наблюдается уменьшения отрывных диаметров и средней скорости роста паровых пузырей (в случае не слишком высоких концентраций глицерина в смеси) (рис. 106). Это объясняется тем, что в таком диапазоне концентрации практически не нарушаются условия равновесия на границе раздела фаз жидкость — растущий паровой пузырь ($x_n \cong \text{const}$).

Увеличение критического размера парового зародыша (VI.20) и уменьшение вероятности его образования приводит к снижению плотности действующих центров парообразования n , которых будет тем меньше, чем выше избыточная концентрация низкокипящего компонента в паре [299].

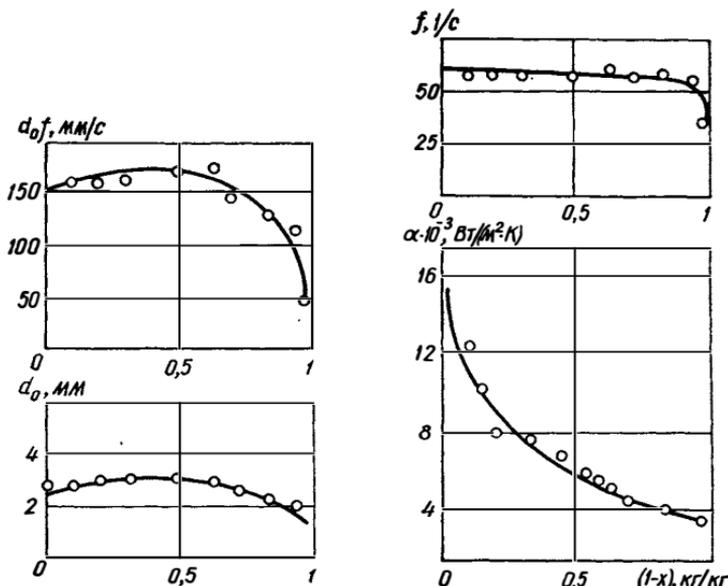
Снижение n наряду с уменьшением средней скорости роста паровых пузырей d_{of} должно вызвать при прочих равных условиях понижение интенсивности теплоотдачи при кипении смесей по сравнению с чистыми жидкостями. Действительно, опыты показали [296—298, 300—302], что интенсивность теплоотдачи при кипении смесей ниже, чем у однокомпонентных жидкостей (см. рис. 104). Минимальная интенсивность наблюдается в области экстремальных значений Δx . Для водоглицериновых смесей имеет место монотонное снижение $\alpha = f(x)$ (см. рис. 106). Характер зависимости $\alpha = f(x)$ сохраняется и в области повышенных давлений, причем минимум интенсивности теплоотдачи становится более четко выраженным (рис. 107).

Обобщение опытных данных по интенсивности теплообмена при

кипении смесей формулами, полученными для унарных жидкостей, в принципе невозможно, так как в них не учитываются явления массопереноса на границе раздела фаз. Обобщенное уравнение для расчета интенсивности теплоотдачи при кипении смесей должно содержать члены, учитывающие влияние массопереноса и фазового обмена. Для решения этой задачи необходимо исходную систему дифференциальных уравнений конвективного теплообмена (V.1) — (V.4) дополнить уравнениями фазового обмена (VI.18)

Рис. 106

Зависимость внутренних характеристик процесса кипения и интенсивности теплообмена от концентрации при кипении смеси вода — глицерин ($q = 2 \cdot 10^6$ Вт/м²) [298].



и массопереноса на границе раздела фаз [122]:

$$\frac{q}{r\rho} \left[(x_{\text{II}} - x) + \frac{\partial x}{\partial T} \Delta T \frac{\partial (x_{\text{II}} - x)}{\partial x} \right] = -D \frac{dx}{dn}. \quad (\text{VI.21})$$

В результате может быть получено уравнение для интенсивности теплообмена при кипении смесей:

$$\text{Nu} = f \left[\frac{q}{r\rho_{\text{II}} d_0 f}; \text{Pr}; \text{Lu}; \frac{p_2^0}{p_1^0}; \frac{(x_{\text{II}} - x)^2}{x_{\text{II}} (1 - x)} \right]. \quad (\text{VI.22})$$

Это уравнение отличается от уравнения для унарных жидкостей (V.24) тремя последними комплексами: числом подобия $\text{Lu} = d/D$, являющегося мерой отношения диффузионного переноса массы к кондуктивному переносу теплоты; симплексом p_2^0/p_1^0 , учитывающим степень отклонения смеси от случая стереоизомера; комплексом

$(x_{II} - x)^2/[x_{II}(1 - x)]$, учитывающим влияние избыточного содержания второго компонента в паре на интенсивность теплообмена.

Для частного случая кипения водоспиртовых смесей, для которых имеются в литературе данные о физических свойствах, уравнение (VI.22) принимает вид:

$$Nu = 75K^{0,7}Pr^{-0,2} \left\{ 1 - \left[\frac{(x_{II} - x)^2}{x_{II}(1 - x)} \right]^{0,45} \right\}. \quad (VI.23)$$

Рис. 107

Влияние давления на интенсивность теплообмена при кипении смеси вода — этанол ($q = 10^5$ Вт/м²):

1 — $p = 0,1$ МПа; 2 — $p = 0,2$ МПа; 3 — $p = 0,5$ МПа; 4 — $p = 1,0$ МПа; 5 — $p = 1,5$ МПа.

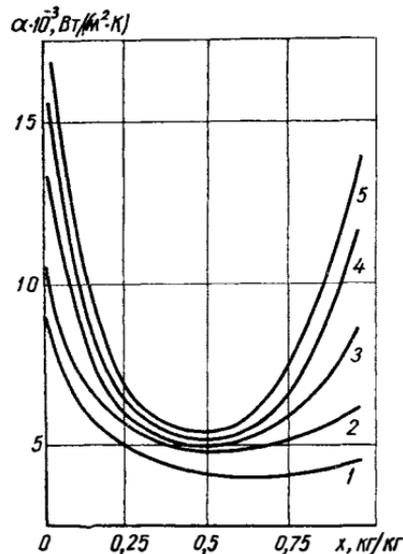
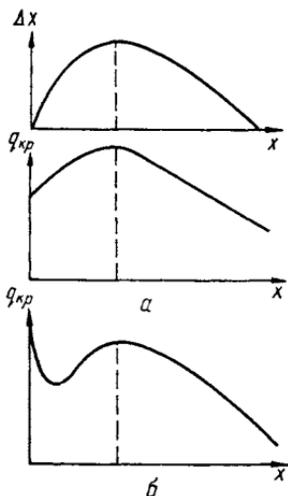


Рис. 108

Характерные зависимости $q_{кр} = q_{кр}(x)$ при кипении смесей на тонких проволочках (а) и на трубках (б).



Уравнением (VI.23) обобщаются также опытные данные, полученные при кипении смесей легких углеводородов этилен — этан [300] при введении в уравнение дополнительно симплекса $(p_2^0/p_1^0)^{0,4}$.

Исследования кипения трехкомпонентных смесей весьма малочисленны [303]. Они свидетельствуют о еще более сложном характере зависимости коэффициента теплоотдачи от состава смеси. При этом интенсивность теплоотдачи оказалась ниже, чем для бинарных составляющих трехкомпонентной смеси.

Перечисленные отличия во внутренних характеристиках процесса кипения сказываются и на величине первой критической плотности теплового потока при кипении смесей.

Уменьшение размеров паровых пузырей и плотности центров парообразования приводят к тому, что предельное паросодержание пристенного слоя в кипящей бинарной смеси достигается при более высоких плотностях теплового потока. Кроме того, при сильной зависимости поверхностного натяжения от состава смеси возникающие на границе раздела фаз градиенты поверхностного натяжения препятствуют вследствие «эффекта Марангони» слиянию паровых пузырей и образованию пленки пара, что также способствует повышению критической плотности теплового потока.

Опытные данные, полученные на проволочках, показали, что в зоне максимальных избыточных концентраций низкокипящего компонента наблюдается максимум $q_{кр} = f(x)$, который превосходит значение $q_{кр}$ для чистых исходных компонентов смеси [304, 305] (рис. 108, а). Однако при кипении на протяженных поверхностях (трубка, стержни) отмечается более сложная зависимость $q_{кр} = f(x)$ с промежуточным минимумом в области малых концентраций низкокипящего компонента и максимумом в зоне экстремальных значений Δx [306] (рис. 108, б).

При вынужденном течении бинарных смесей [307] наблюдается картина, качественно сходная с возникновением кризиса кипения при свободном движении. Максимум критической плотности теплового потока достигается при Δx_{max} , но в отличие от свободного движения при кризисе теплообмена на трубках отсутствует промежуточный минимум.

Р а с т в о р ы. Теплообмен при кипении растворов в общем характеризуется теми же закономерностями, что и теплообмен при кипении чистых жидкостей. Как было показано в гл. IV, внутренние характеристики процесса кипения растворов определяются свойствами растворителя. Особенностью многих технически важных растворов является их повышенная, а нередко очень высокая вязкость. Однако число Pr практически не влияет на внутренние характеристики кипения растворов. Поэтому нет никаких затруднений при использовании для растворов уравнения подобия (V.18).

Достоверные данные об интенсивности теплообмена при кипении вязких (сахарных) растворов при числах Pr до 100 были впервые получены в 1948 г. в ИТЭ [383] и обобщены в соответствии с (V.18). В последнее время вопрос о кипении высококонцентрированных растворов подробно освещен в обстоятельной монографии В. Д. Попова [308], где показана возможность расширения области применения уравнения (V.18) до $Pr \leq 1400$, а также возможность его использования для утфелей (при кристаллизации) при дополнении уравнения (V.18) предложенным автором [308] критерием твердой фазы.

КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ

1. Уравнение подобия для определения критических тепловых нагрузок

Кризис теплоотдачи при пузырьковом кипении обусловлен изменением механизма теплоотдачи при переходе от пузырькового кипения к пленочному. С повышением плотности подводимого теплового потока в некоторый момент времени коэффициент теплоотдачи достигает максимума, а затем происходит снижение интенсивности теплообмена, сопровождающееся более (при низких давлениях) или менее (при высоких давлениях) резким увеличением темпа роста температуры теплоотдающей поверхности.

Проблема кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении (первой критической плотности теплового потока $q_{кр}$) в строгой сопряженной постановке даже в квазистационарных условиях (при медленном увеличении q) должна рассматриваться с учетом свойств жидкости, пара и теплоотдающей поверхности. Однако решение ее в столь общем виде представляет огромные трудности. Поэтому пока приходится ограничиваться поиском приближенного решения проблемы без учета характеристик поверхности нагрева. При этом возможны два основных подхода и вытекающие из них две физические модели. Первый подход основан на том, что характерная для пузырькового кипения высокая интенсивность теплообмена сохраняется до тех пор, пока вследствие увеличения тепловой нагрузки не будет достигнуто некоторое предельное заполнение (за-

селенность) поверхности нагрева паровыми пузырями — предельное паросодержание двухфазного пристенного слоя. Критической плотности теплового потока соответствует некоторое предельное число действующих на поверхности нагрева центров парообразования.

Такой подход представляется естественным и правомерным. Поскольку ставится задача о кризисе теплоотдачи при пузырьковом кипении, то следует исходить из факта существования этого вида кипения. Правомерность такой концепции подтверждается результатами опытов [309], свидетельствующими о том, что при возникновении кризиса теплоотдачи у поверхности нагрева еще существует двухфазный слой. Второй подход основан на рассмотрении кризиса как гидродинамического явления. Согласно этому представлению кризис наступает тогда, когда прекращается доступ жидкости к поверхности нагрева и устанавливается устойчивое пленочное кипение (происходит оттеснение жидкости от поверхности нагрева сплошным паровым слоем).

Обобщенная зависимость для критической плотности теплового потока $q_{кр}$ впервые получена Г. Н. Кружилиным [310] на основе теории подобия и по существу в соответствии с первым подходом к проблеме, хотя в самой работе это выражено недостаточно ясно. Другие зависимости на основе этого же подхода были предложены в более поздних работах [311, 312]. Гидродинамическая модель кризиса теплоотдачи при кипении, основанная на втором подходе к решению проблемы, была предложена С. С. Кутателадзе [313]. Полученная им обобщенная зависимость для определения $q_{кр}$ содержит найденный из опытов числовой коэффициент, значение которого колеблется от 0,09 до 0,20 [314]. При этом достигается обобщение опытных данных по $q_{кр}$ для многих жидкостей. Однако для некоторых жидкостей, в том числе для металлических, эта зависимость не дает удовлетворительных результатов. Впоследствии на основе гидродинамического подхода были выполнены работы [315, 316].

Не останавливаясь на рассмотрении других подходов и всех предложенных соотношений, можно заметить, что общим недостатком большинства работ по определению величины $q_{кр}$ является игнорирование факта периодичности процесса пузырькового кипения. В работах [311, 312], где предлагался учет средней скорости роста паровых пузырей, не были учтены все главные влияющие на процесс факторы.

Обобщенную зависимость для нахождения $q_{кр}$ при кипении насыщенных жидкостей в условиях свободного движения можно получить на общей основе из уравнения подобия процесса пузырькового кипения, учитывающего специфическую особенность этого процесса — его периодичность. Это — приведенное ранее уравнение (V.11):

$$Nu = Nu(K, Fo, Pr, l_*, \rho_*).$$

Процесс кипения определяется безразмерными величинами, входящими в правую часть уравнения (V.11). На основе (V.11) получена обобщенная зависимость $Nu = 75K^{0.7}Pr^{-0.2}$ для вычисления коэффициента теплоотдачи при кипении разных жидкостей в широком интервале тепловых нагрузок и давлений.

Из уравнения (V.11) может быть также получена обобщенная зависимость для нахождения $q_{кр}$. В задаче о $q_{кр}$ число Nu как определяемая величина из рассмотрения выпадает, а число подобия $K = q/r\rho_{п}d_0f$ становится определяемым (d_0f — средняя скорость роста паровых пузырей; d_0 — отрывной диаметр; f — частота их образования и отрыва). С увеличением плотности теплового потока возрастает плотность действующих центров парообразования n и число подобия K . Критической плотности теплового потока соответствуют предельное n и предельное значение K , равное $K_{кр}$. При этом паросодержание пристенного слоя значительно меньше 100% [309]. Таким образом, из уравнения (V.11) следует, что

$$K_{кр} = K_{кр}(Fo, Pr, l_*, \rho_*). \quad (VII.1)$$

В рамках приближенного анализа и решения задачи на основе теории подобия уравнение (VII.1) может быть упрощено. Из опытов по определению величины $q_{кр}$ следует, что влияние вязкости жидкости и числа Pr на $q_{кр}$ либо не обнаруживается вообще, либо проявляется в малой мере. Поэтому число Pr в уравнении (VII.1) можно опустить. То же относится и к l_* , величина которого связана с размером отрывного диаметра d_0 . Если $q_{кр}$ определяется предельным заполнением поверхности нагрева паровыми пузырями и их скоплениями, то абсолютный размер d_0 не должен играть существенной роли, так как не имеет большого значения, будет ли заполнение достигнуто при большом числе пузырей малого диаметра или при малом числе пузырей большого диаметра. С этой точки зрения величина l_* в уравнении (VII.1) может быть опущена. Тогда

$$K_{кр} = K_{кр}(Fo, \rho_*). \quad (VII.2)$$

Представив эту зависимость в виде степенной функции, получим

$$K_{кр} = \text{const } Fo^{m_1} \rho_*^{m_2}, \quad (VII.3)$$

где

$$K_{кр} = q_{кр}/r\rho_{п}d_0f, \text{ а } Fo = a/d_0^2f.$$

Значение показателя m_1 выясняется следующим образом. Если величина d_0 не играет существенной роли и $q_{кр}$ не зависит от d_0 , то показатель степени m_1 должен быть равным 0,5:

$$K_{кр} = \text{const } Fo^{0.5} \rho_*^{m_2}; \quad (VII.4)$$

$$q_{кр} = \text{const } r\rho_{п} (af)^{0.5} \rho_*^{m_2}. \quad (VII.5)$$

Уравнение (VII.5) имеет определенный физический смысл. Величина $r\rho_{п}$ представляет собой объемную теплоту парообразования, отнесенную к 1 м³ пара. Чем больше $r\rho_{п}$, тем выше плотность теплового потока при одинаковом объеме получаемого пара. Поэтому, чем больше $r\rho_{п}$, тем при прочих равных условиях выше $q_{кр}$.

Тепловой поток, отводимый при кипении от поверхности нагрева, складывается из тепловых потоков, переносимых жидкостью и паром. Чем выше коэффициенты теплопроводности и температуропроводности жидкости, тем большая часть теплоты переносится жидкостью и соответственно меньшая доля теплоты отводится паром. В связи с этим уменьшается паросодержание пристенного слоя при данной общей плотности теплового потока. Следовательно, между величиной $q_{кр}$ и коэффициентом температуропроводности жидкости a должна быть прямая зависимость, что и отражает уравнение (VII.5). Заметную роль должна играть также частота образования и отрыва паровых пузырей от поверхности нагрева. Чем больше f , тем быстрее паровая фаза эвакуируется из пристенного слоя и тем меньше при прочих равных условиях паросодержание двухфазного пристенного слоя. Поэтому с изменением f должна изменяться в том же направлении и величина $q_{кр}$.

Для раскрытия содержания симплекса ρ_* нужно принять во внимание следующее. Качественно зависимость между $q_{кр}$ и $gr_{п.}$ отражена в уравнении (VII.5) правильно, но величина $gr_{п.}$ для данной жидкости является функцией давления, и наряду с ее изменением при изменении давления изменяется также роль других факторов, влияние которых не может быть отражено только величиной $gr_{п.}$.

Как уже отмечалось, весьма существенным фактором является доля теплоты, отводимой от поверхности нагрева паром. В широком интервале изменения давления она, как и величина $gr_{п.}$, возрастает с повышением давления. Чем эта доля больше, тем при прочих равных условиях выше паросодержание пристенного слоя и соответственно меньше достижимое $q_{кр}$. Поэтому симплекс ρ_* должен быть функцией давления, отражающей эту сторону процесса. Таким симплексом является уменьшающееся с ростом давления отношение плотностей фаз $\rho/\rho_{п.}$. Этот симплекс имеет также более общий смысл, так как характеризует степень удаленности жидкости от критической точки. При этом уравнение (VII.4) принимает вид

$$K_{кр} = \text{const } Fo^{0,5} \left(\frac{\rho}{\rho_{п.}} \right)^{m_2}. \quad (\text{VII.6})$$

2. Обобщение данных о $q_{кр}$

Опытных данных о средних по ансамблю частотах отрыва f и отрывных диаметрах d_0 пока еще накоплено мало. Все же имеющиеся данные, приведенные в [113], позволяют в первом приближении подойти к решению поставленной задачи. В табл. 6 приведены некоторые реперные значения частоты отрыва пузырей при кипении различных жидкостей. Эти данные, а также общие соображения о закономерностях процесса кипения позволяют установить приближенную зависимость f в функции Π . Ясно, что при приближении к критической точке величины d_0 , f и d_0f , стремятся к нулю. В то же время данные, приведенные в таблице,

свидетельствуют о том, что в довольно широком интервале Π частота образования и отрыва пузырей меняется не сильно и колеблется около 100 1/с (за исключением воды, для которой $f = 60 \div \div 70$ 1/с). Можно полагать, что заметное снижение частоты начинается при $\Pi \approx 20$. На основании этих соотношений и имеющихся опытных данных были построены ориентировочные зависимости $f = f(\Pi)$ для воды и остальных жидкостей (кроме металлических), приведенные на рис. 109.

ТАБЛИЦА 6

Показатель	Вода	Этанол	Бензол	Фреон-12	Бутанол	Четыреххлористый углерод
Π	225; 44; 22	64; 7	47	41	46	50
$f, 1/с$	60; 75; 68	106; 84	99	91	108	106

Величина среднего отрывного диаметра парового пузыря d_0 , как свидетельствует большинство опытных данных, уменьшается примерно обратно пропорционально давлению. Как показал анализ, такая пропорциональность существует при $\Pi > 5$. Начиная с $\Pi = 5$ до критической точки зависимость $d_0 = d_0(\Pi)$ экстраполировалась графически. Следует заметить, что, поскольку из расчетной формулы величина d_0 выпадает, то большой точности в ее определении не требуется.

Обработка опытных данных проводилась по приведенным в литературе [317—331] величинам $q_{кр}$, полученным для различных органических и неорганических (криогенных) жидкостей. На основе уравнения (VII.1) и анализа опытных данных А. М. Кичигиным, С. Г. Повстень и автором получен конкретный вид уравнения подобия и расчетной формулы для определения $q_{кр}$ [332—334]. Результаты обработки показали (рис. 110—115), что экспериментальные точки группируются около линии, которая описывается уравнением

$$K_{кр} \left(\frac{\rho_{\Pi}}{\rho} \right)^{0,5} = 7 Fo^{0,5}. \quad (VII.7)$$

В соответствии с этим обобщенная зависимость для $q_{кр}$ в безразмерной форме выражается следующим образом:

$$K_{кр} = 7 \sqrt{Fo \frac{\rho}{\rho_{\Pi}}}, \quad (VII.8)$$

а соответствующая ей расчетная формула для $q_{кр}$ имеет достаточно простой вид

$$q_{кр} = 7r \sqrt{af\rho\rho_{\Pi}}, \quad (VII.9)$$

где $q_{кр}$ — критическая плотность теплового потока, Вт/м²; r — теплота парообразования, Дж/кг.

Усредненные зависимости f от Π :

1 — органические и неорганические (криогенные) жидкости; 2 — вода.

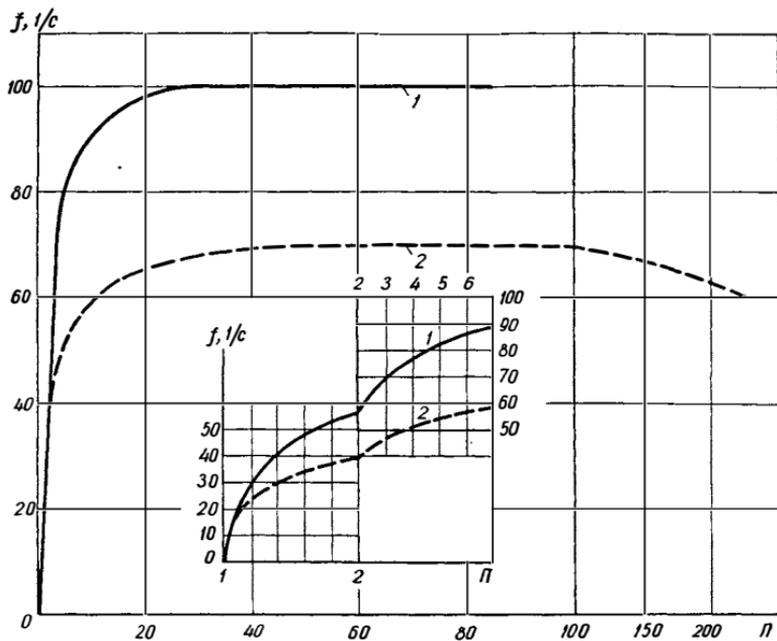
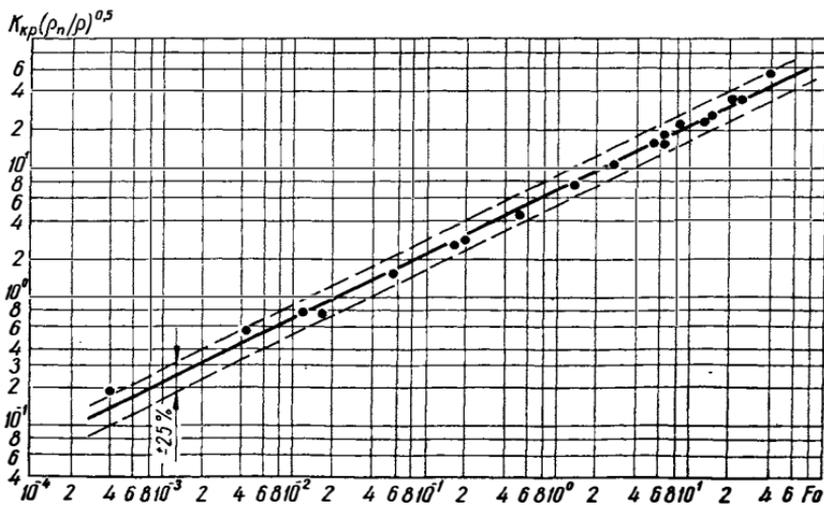
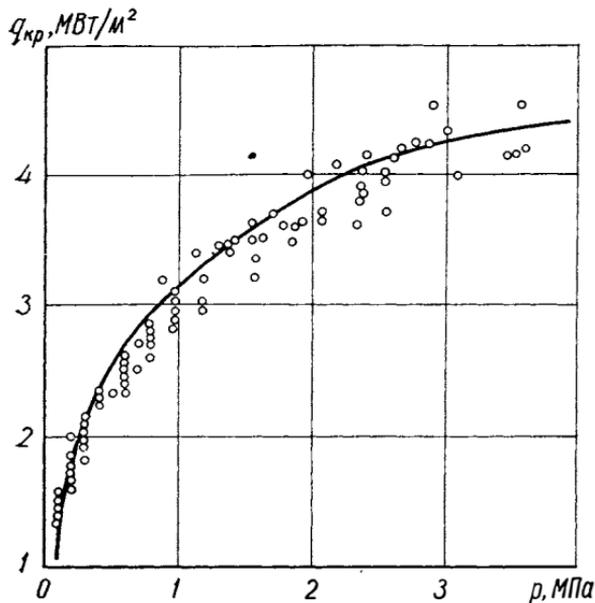


Рис. 110

Усредненные опытные значения $q_{кр}$ для воды [317, 318] в интервале давлений от 0,1 до 20,6 МПа (сплошная линия — расчетные значения по (VII.8)).

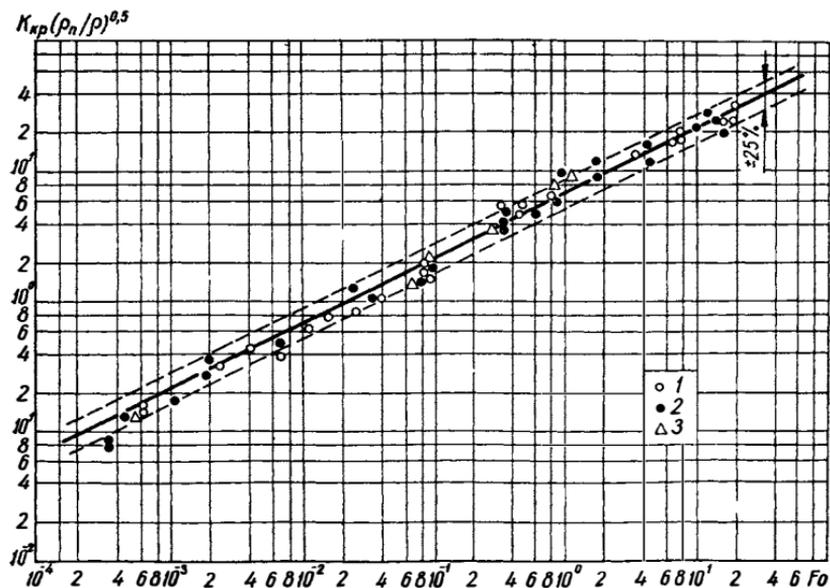


Сопоставление зависимости (сплошная линия) $q_{кр} = q_{кр}(p)$, рассчитанной по (VII.9), с опытными данными [319] для воды.

Рис. 112

Обобщение опытных данных по $q_{кр}$ для спиртов — этанола (1), метанола (2) и пропанола (3):

1 — $p = 0,1 \div 6,0$ МПа [186], $p = 0,3 \div 5,5$ МПа [319], $p = 1,1 \div 3,1$ МПа [320];
 2 — $p = 0,1 \div 6,4$ МПа [319]; 3 — $p = 0,1 \div 2,3$ МПа [319] (сплошная линия — расчетные значения по (VII.8)).



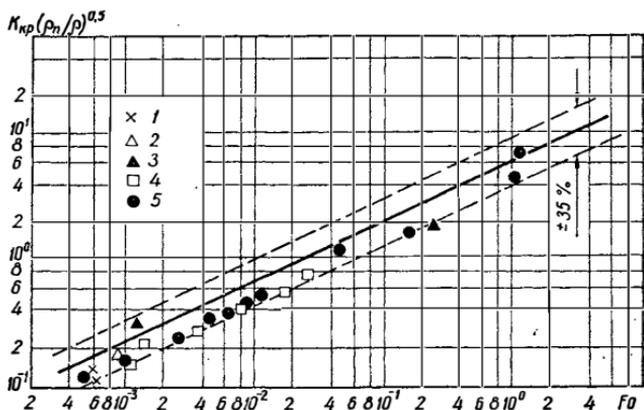
Расчеты по формуле (VII.8) критических плотностей теплового потока для воды, органических и криогенных жидкостей показали, что зависимостями $f = f(\Pi)$, представленными на рис. 109, можно пользоваться в широком диапазоне изменения давления.

Процесс кипения жидких металлов отличается от процесса кипения остальных жидкостей высокими перегревами пристенного слоя, значительно меньшей регулярностью и низкой частотой образования паровых пузырей. Ряд физических свойств жидких ме-

Рис. 113

Обобщение опытных данных по $q_{кр}$ для четыреххлористого углерода (1), ацетона (2) и фреонов (фреон-12 (3), фреон-11 (4) и фреон-113 (5)):

1 — $p = 0,1$ МПа [319];
 2 — $p = 0,1$ МПа [328];
 3 — $p = 0,1$ МПа [329];
 $p = 1,0$ МПа [331];
 4 — $p = 0,1 \div 0,5$ МПа [330];
 5 — $p = 0,1 \div 2,6$ МПа [330], $p = 0,06 \div 0,27$ МПа [331] (сплошная линия — расчетные значения по (VII.8)).



таллов резко отличается от свойств обычных жидкостей (так, коэффициент температуропроводности у калия и натрия примерно в 400 раз выше, чем у воды). Очевидно, по этим причинам предложенные ранее обобщенные зависимости не дают удовлетворительных результатов при сопоставлении расчетных значений с опытными данными по критическим плотностям теплового потока при кипении жидких металлов [335, 336]. В то же время определение $q_{кр}$ при кипении калия и натрия предлагаемым методом по формуле (VII.9) дает удовлетворительные результаты. На рис. 116 представлены опытные значения $q_{кр}$ для жидкого калия [255] и расчетные величины $q_{кр}$, полученные по формуле (VII.9) с использованием приведенных в [255] опытных данных Г. И. Бобровича и других о частоте отрыва паровых пузырей при кипении калия. Как видно из рис. 116, расчетные величины $q_{кр}$, полученные по формуле (VII.9), удовлетворительно согласуются с опытными значениями $q_{кр}$ при развтом кипении калия.

О частоте отрыва паровых пузырей при кипении натрия можно судить на основании измерения частоты пульсаций температуры теплоотдающей поверхности. Эта величина известна при давлении 9,8 кПа и составляет $f = 1,7$ 1/с [337]. Расчет по формуле (VII.9) дает при кипении натрия для этих условий величину $q_{кр}$, близкую к опытному значению $q_{кр}$ и практически совпадающую с расчетным значением, полученным по формуле Нойса [337], предложенной

Рис. 114

Обобщение опытных данных по $q_{кр}$ для углеводородов — пентана (1), пропана (2), метана (3) и бензола (4):

1 — $p = 0,2 \div 3,3$ МПа [186]; 2 — $p = 2,1 \div 3,3$ МПа [186]; 3 — $p = 0,2 \div 4,3$ МПа [321]; 4 — $p = 0,1 \div 4,7$ МПа [186], $p = 0,1$ МПа [327] (сплошная линия — расчетные значения по (VII.8)).

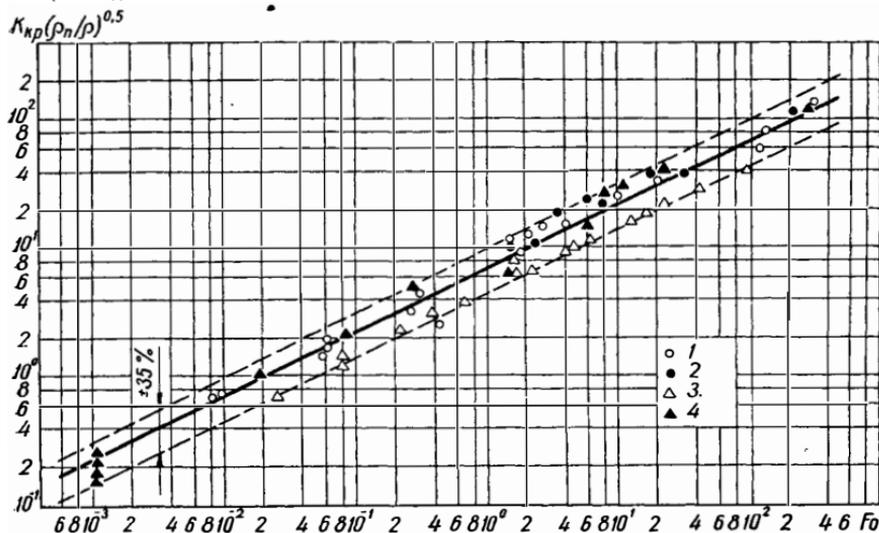
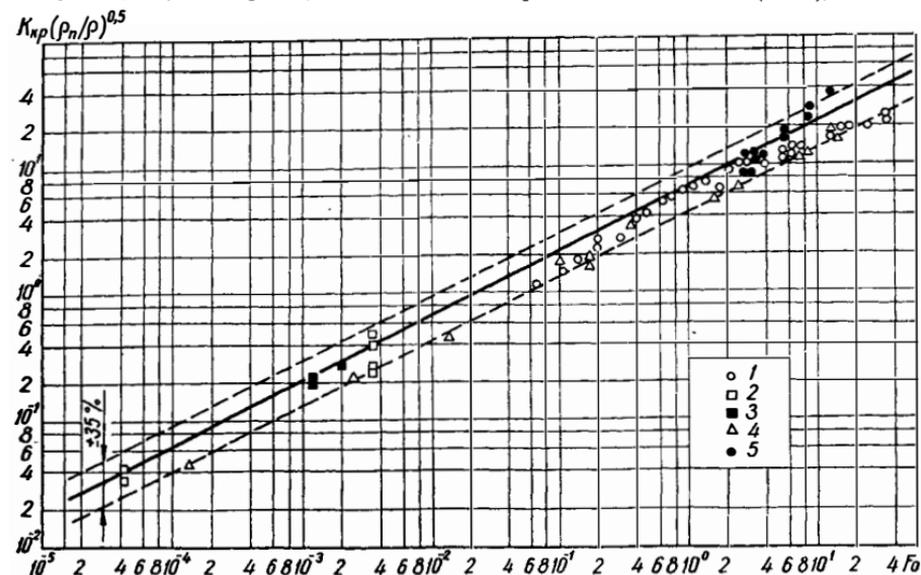


Рис. 115

Обобщение опытных данных по $q_{кр}$ для криогенных жидкостей — гелия (1), азота (2), кислорода (3), водорода (4) и двуокиси углерода (5):

1 — $p = 0,1$ МПа [322], $p = 0,02 \div 0,21$ МПа [323]; 2 — $p = 0,01 \div 0,10$ МПа [324]; 3 — $p = 0,15$ МПа [325]; 4 — $p = 0,1$ МПа [322], $p = 0,007 \div 1,10$ МПа [324]; 5 — $p = 3,4 \div 7,0$ МПа [326] (сплошная линия — расчетные значения по (VII.8)).



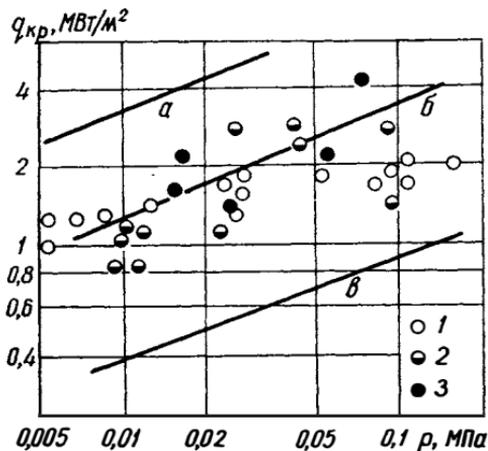
для обобщения опытных данных по $q_{кр}$ при кипении жидких металлов.

Из рассмотрения уравнения (VII.8) и формулы (VII.9) выясняется влияние на $q_{кр}$ гравитационного поля. С изменением перегрузки в том же направлении существенно изменяется частота отрыва паровых пузырей. Зависимость f от g можно аппроксимировать степенной функцией с переменным показателем степени n при g . Из имеющихся опытных данных следует, что значение n для раз-

Рис. 116

Сопоставление расчетных и опытных величин $q_{кр}$ при кипении калия:

a — по формуле Г. Н. Кружилина [335]; b — усредненная расчетная зависимость $q_{кр}$ в функции p в соответствии с (VII.9); c — по формуле С. С. Кутателадзе [336]; 1, 2 — данные двух серий опытов работы [255]; 3 — расчет по (VII.9).



ных интервалов давлений p и абсолютных значений g различно (меняется от 0,4 до 0,8). Поэтому и показатель степени при g в расчетной формуле для $q_{кр}$, строго говоря, не может быть постоянным.

Для ослабленных гравитационных полей (в интервале η от 1 до 0,02), по данным [105], f пропорциональна $g^{2/3}$. Следовательно, в соответствии с формулой (VII.9) для этого интервала g критическая плотность теплового потока в среднем пропорциональна $g^{1/3}$.

Определение $q_{кр}^{нед}$ в случае свободного движения с недогревом (не характерном для технических устройств) может быть произведено с помощью эмпирических поправок к формуле (VII.9), выраженных либо в форме, отражающей зависимость частоты f от p и $\Delta T_{нед}$, либо в форме, предложенной С. С. Кутателадзе [149], $\zeta = 1 + b \left(\frac{\rho}{\rho_{п}} \right)^{0,8} \frac{c \Delta T_{нед}}{r}$ с несколько уточненным коэффициентом b (0,075 вместо 0,065 в [149]). При этом $q_{кр}^{нед} = \zeta q_{кр}$.

Полученные на общей основе (с учетом периодичности и внутренних характеристик процесса пузырькового кипения) уравнения (V.24) и (VII.8) дают возможность решать важные для практики задачи определения коэффициентов теплоотдачи при кипении α и критических плотностей теплового потока $q_{кр}$ в условиях свободного

движения. В связи с этим очевидна целесообразность дальнейших исследований внутренних характеристик процесса кипения вообще и частоты образования паровых пузырей в частности. Вместе с тем можно отметить, что, несмотря на ограниченность имеющихся данных о d_0 и f , все же удалось получить удовлетворительное приближенное решение задачи о $q_{кр}$ при кипении разных жидкостей, в том числе и металлических. Это дает основание считать, что предложенный метод, уравнение подобия (VII.8) и расчетная формула (VII.9), обладая определенной общностью, правильно отражают физические закономерности процесса и влияние на $q_{кр}$ основных определяющих факторов.

3. Кризис теплоотдачи при резком повышении тепловой нагрузки

Для обеспечения длительной и безопасной эксплуатации теплообменных устройств и аппаратов с переменным тепловым режимом необходимо знание закономерностей возникновения кризиса теплоотдачи при кипении в нестационарных условиях.

В исследованиях [338 — 340], проведенных при экспоненциальном росте мощности $q_a = q_0 \exp \tau/\tau_0$ на тонких пластинах при кипении воды, до наступления стабильно развивающегося пленочного кипения кратковременно наблюдались плотности теплового потока, превосходящие величины $q_{кр}$ в несколько раз (экспоненциальный период $\tau_0 = 0,5 \div 80$ мс). В режиме пленочного кипения экспериментальный участок разрушался. Таким образом, была установлена возможность реализации на нагревательном элементе плотностей теплового потока выше $q_{кр}$ в течение некоторого малого промежутка времени без значительного перегрева поверхности. С увеличением τ_0 достигнутые плотности теплового потока асимптотически приближались к $q_{кр}$. Киносъемка нестационарного процесса показала, что пленочному кипению предшествовало пузырьковое.

Подвод мощности по степенному закону и закону квадрата гиперболического секанса [341] не изменил существенно качественную картину переходного кипения.

Реализация названных законов изменения мощности предполагает, во-первых, начальное тепловыделение q_0 , во-вторых, значительное увеличение темпа подвода мощности по мере ее роста, в-третьих, неограниченное возрастание энерговыделения на опытном участке.

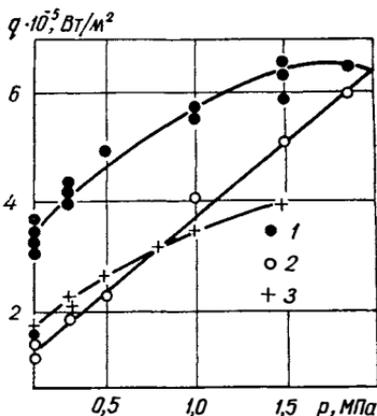
Для исследования неустановившихся процессов тепловыделения наиболее прост и удобен ступенчатый подвод мощности, когда мощность увеличивается скачком («набрасывается») от нуля до некоторой конечной величины q_a (мощность, выделяемая в элементе, отнесенная к теплоотдающей поверхности). Кроме того, скачкообразное и квазистационарное энерговыделения являются предельными для всех случаев, характеризующихся различной величиной

$\partial q_a / \partial \tau$ и ограниченным значением выделяемой мощности. Поэтому при определении надежности теплотехнического устройства можно не рассматривать в каждом случае конкретные законы энерговыделения. Достаточно знать закономерности процесса при квазистационарном, в настоящее время хорошо изученном, и ступенчатом выделении мощности в нагревателе.

Предельным режимом ступенчатого подвода энергии является ударный, или импульсный, тепловой режим [3]. Этот режим пред-

Рис. 117

Зависимости $q_{кр}$ (1), $q_{кр.н}$ (2) и $q_{кр2}$ (3) от давления при кипении ацетона на вертикальном вольфрамовом нагревателе ($D = 0,4$ мм).



полагает настолько быстрый нагрев жидкости, что наличие на поверхности нагрева и в жидкости готовых центров парообразования не препятствует повышению температуры жидкости до температуры, необходимой для интенсивного образования спонтанных паровых скоплений. Такой процесс связан с предельным перегревом жидкости до границы ее метастабильного состояния. Предельный перегрев по своей природе определяет термодинамический кризис устойчивости жидкой фазы.

Исследование закономерностей теплообмена в условиях ступенчатого подвода мощности проводилось авторами [342, 343, 344] и продолжено в наших работах [156, 328, 345—354].

В экспериментах с водой в диапазоне давлений 0,02 — 1 МПа [343, 345, 350] и недогревов 0—80 К ($p = 0,1$ МПа) [343, 352] значения нестационарной критической плотности теплового потока совпадают с первой критической плотностью теплового потока $q_{кр}$ (за величину нестационарной критической плотности теплового потока $q_{кр.н}$ принималось минимальное значение q_a , при котором происходил кризис теплоотдачи после включения источника обогрева опытного элемента).

При работе с органическими теплоносителями наблюдается значительное различие между величинами $q_{кр.н}$ и $q_{кр}$ [328, 342] [343, 345—352]. С увеличением давления [343, 345, 350, 352, (рис. 117) и недогрева [343, 352] плотность теплового потока $q_{кр.н}$

приближается к $q_{кр.}$. Выше некоторых значений давления и недогрева $q_{кр.н}$ и $q_{кр.}$ полностью совпадают.

Результаты измерений температуры тонких нагревательных элементов (никелевых $D = 0,5$ мм и вольфрамовых $D = 0,4$ мм), являющихся одновременно термометрами сопротивления, при $p = 0,1$ МПа представлены схематически на рис. 118 [156, 349]. «Набрасываемая» мощность изменялась в широких пределах от соответствующей началу кипения в стационарных условиях до величины, значительно превосходящей первую критическую плотность теплового потока.

В начальный момент температура нагревателя равна температуре жидкости $T_{ж.}$. При «набросах» мощности $q_э < q_{кр.н}$ температура нагревателя достигает максимума, а затем понижается до значения $T_{стац.}$, соответствующего стационарному режиму пузырькового кипения (кривые 6—8).

При набросах мощности $q_э \geq q_{кр.н}$ для ацетона и этанола в некоторый момент наблюдается изменение в темпе роста температуры (кривые 1, 2, 4), а у воды и этиленгликоля после кратковременного замедления темпа роста температуры происходит ее дальнейшее повышение (кривые 3, 5). Причины неодинакового характера изменения температуры поверхности нагрева для различных жидкостей проанализированы в работе [349].

Синхронная с осциллографической записью температуры поверхности киносъемка процессов при $q_э \geq q_{кр.н}$ показала следующее. Начало парообразования совпадает с моментом изменения темпа роста температуры. Парообразование во всех случаях происходит на активирующихся центрах. Из-за высокой скорости роста паровых пузырей, связанной с высоким перегревом пристенного слоя, в жидкости возникают значительные инерционные силы. Поэтому на первоначальной стадии роста пузырь сильно деформирован и имеет большие поперечные размеры по сравнению со стационарными условиями — пузырь преобразуется в локальную паровую пленку.

Чем выше величина $q_э$, тем больших значений достигает температура поверхности нагрева в момент начала парообразования ($T_{н.п}$) и тем меньше требуется времени для ее достижения ($\tau_{н.п}$) (штриховая линия на рис. 118).

На рис. 119 в качестве примера представлены характерные изменения температуры поверхности и мгновенной поверхностной плотности теплового потока $q_{пов}$ при «набросе» мощности $q_э > q_{кр.н}$:

$$q_{пов} = q_э - H \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (\text{VII.10})$$

где H — теплоемкость нагревателя, отнесенная к поверхности теплообмена.

С активацией центров парообразования возможно как понижение температуры ($q_э < q_{кр.н}$), так и ее повышение ($q_э \geq q_{кр.н}$),

приводящее в первом случае к стационарному пузырьковому режиму кипения, а во втором — к пленочному кипению.

Причинами нестационарного кризиса теплоотдачи при кипении являются, во-первых, значительные перегревы поверхности нагрева и пристенного слоя жидкости перед активацией центров парообразования; во-вторых, отличия в нестационарных условиях роста первых паровых образований по сравнению со стационарным режимом.

Рис. 118

Диаграмма нестационарных температурных режимов (кривые 1, 2, ..., 8 соответствуют $q_{a(1)}$, $q_{a(2)}$, ..., $q_{a(8)}$; $q_{a(i-1)} > q_{a(i)}$).

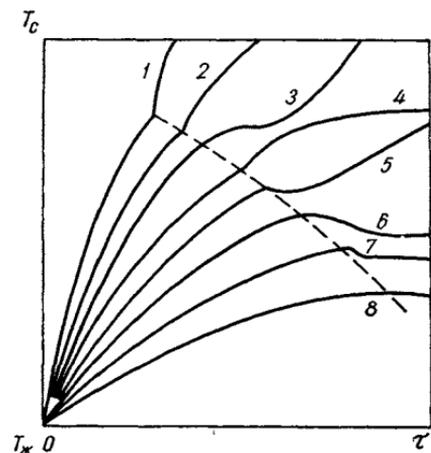
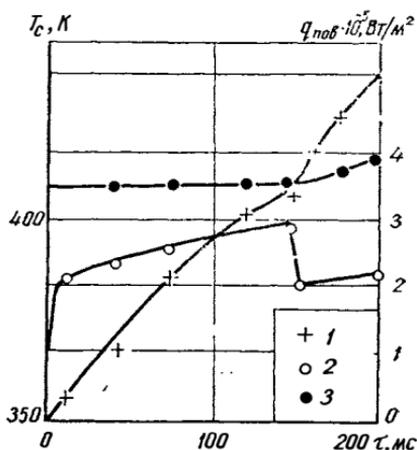


Рис. 119

Нестационарные температура и плотность теплового потока при кипении этанола на вертикальном вольфрамовом нагревателе ($D = 0,4$ мм, $q_a = 0,35$ МВт/м², $p = 0,1$ МПа): 1 — температура; 2 — плотность теплового потока; 3 — энергосвечение в нагревателе.

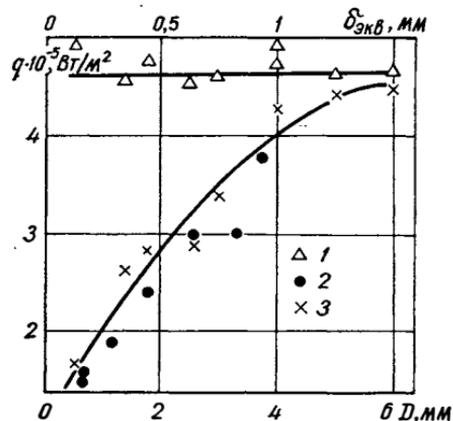


Режимы теплообмена в нестационарном процессе тепловыделения [156] по очередности следования повторяют квазистационарные, а именно: теплообмен путем теплопроводности, естественной конвекции, теплообмен при пузырьковом кипении и далее — при пленочном режиме кипения. В ряде случаев некоторые из режимов теплоотдачи могут либо быть недостаточно развиты, либо вообще отсутствовать. Плотность теплового потока $q_{пов}$, соответствующая началу фазового перехода, как показывают расчеты [352], меньше «набрасываемой» величины q_a ; кроме того, она, как и температура начала парообразования, зависит от q_a . То же самое следует сказать о плотности теплового потока и температуре поверхности, при которых наступает кризис теплоотдачи. В этом существенное отличие нестационарного перехода от пузырькового режима кипения к пленочному.

Таким образом, при резком повышении тепловой нагрузки характеристикой, отражающей условия наступления «нестационарного» кризиса теплоотдачи при кипении, является «нестационарная» критическая плотность теплового потока $q_{кр.н}$. Величина $q_{кр.н}$ относительно просто определяется в эксперименте и удобна для использования в практических целях.

В [352, 353] приведены результаты измерений нестационарных значений температуры поверхности нагрева для воды и ацетона в

Рис. 120



Зависимости $q_{кр}$ и $q_{кр.н}$ от размера вертикального опытного элемента (сталь 1Х18Н9Т) при кипении этанола ($p = 0,1$ МПа):

1 — $q_{кр}$ (стержни); 2 — $q_{кр.н}$ (стержни);
3 — $q_{кр.н}$ (трубки $D = 5$ мм с различной толщиной стенки).

диапазоне давлений $0,1 - 1,65$ МПа ($q_a = \text{const}$) и для ацетона при $p = 1,65$ МПа ($q_a = \text{var}$).

С увеличением давления уменьшается время $\tau_{н.п}$ и разность температур $T_{н.п} - T_n$. В тех случаях, когда нестационарные процессы тепловыделения не сопровождаются кризисом теплоотдачи при кипении, с увеличением p уменьшается разность температур $T_{н.п} - T_{стац}$. Такие изменения температуры свидетельствуют о том, что с ростом давления к моменту начала парообразования количество теплоты, аккумулированной как в самом нагревателе, так и в пристенном слое, уменьшается. Следствием этого является уменьшение скорости испарения жидкости в первые паровые пузыри. Кроме того, вследствие увеличения плотности пара снижается скорость роста паровых пузырей. Они меньше деформируются, и форма их все больше приближается к характерной для стационарных режимов.

Следовательно, с повышением давления закономерности протекания нестационарных процессов тепловыделения приближаются к квазистационарным. Это является причиной уменьшения разницы в значениях $q_{кр}$ и $q_{кр.н}$.

В [344, 352, 353] выполнены измерения нестационарных значений температуры нагревателя при $p = 0,1$ МПа для воды, ацетона и этиленгликоля в диапазоне температур жидкости от $15 - 20^\circ \text{C}$ до

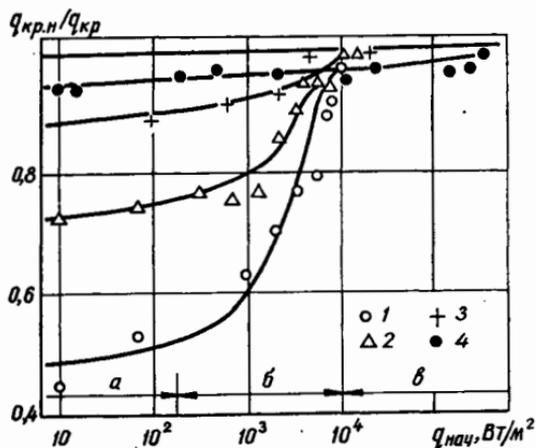
температуры насыщения ($q_a = \text{const}$) и для ацетона и этиленгликоля при $\Delta T_{\text{нед}} = \text{const}$.

С ростом недогрева увеличивается время $\tau_{\text{н.п}}$, так как требуется все большее время на разогрев поверхности нагрева и пристенных слоев жидкости до уровня температур, необходимых для активации центров парообразования. При этом возрастает температура $T_{\text{н.п}}$, а разность температур $T_{\text{н.п}} - T_{\text{стац}}$ уменьшается. Следствием этого является относительное уменьшение количества саккумули-

Рис. 121

Совместное влияние $q_{\text{нач}}$ и $\delta_{\text{ЭКВ}}$ на $q_{\text{кр.н}}$ при кипении этанола ($p = 0,1$ МПа) на вертикальных трубках (наброс мощности при режимах: а — свободного ламинарного движения; б — турбулентного движения; в — кипения):

1 — $\delta_{\text{ЭКВ}} = 0,28$ мм; 2 — $\delta_{\text{ЭКВ}} = 0,64$ мм; 3 — $\delta_{\text{ЭКВ}} = 0,93$ мм; 4 — $\delta_{\text{ЭКВ}} = 1,25$ мм.



рованной теплоты как в нагревателе, так и в пристенном слое жидкости, реализуемой в начальный период на испарение жидкости в паровые образования. С активацией центров парообразования закономерности роста первых паровых образований приближаются к закономерностям их роста в стационарных условиях.

Отмеченные изменения в характере протекания нестационарных процессов тепловыделения с ростом недогрева приводят к вырождению проявления нестационарного кризиса теплоотдачи при кипении.

Влияние теплоемкости нагревателя на нестационарный кризис теплоотдачи при кипении исследовалось в работах [328, 343, 346, 348, 352]. Для воды при различных теплоемкостях нагревательного элемента не обнаружено отличия $q_{\text{кр.н}}$ от $q_{\text{кр}}$.

Для органических жидкостей $q_{\text{кр.н}}$ и $q_{\text{кр}}$ значительно различаются, особенно при малой эквивалентной толщине элемента $\delta_{\text{ЭКВ}}$ ($\delta_{\text{ЭКВ}} = \frac{D^2 - d^2}{4D}$, где D и d — наружный и внутренний диаметры нагревателя). С увеличением $\delta_{\text{ЭКВ}}$ возрастает аккумулирующая способность нагревателя, препятствующая быстрому повышению температуры поверхности нагрева. Критические плотности теплового потока $q_{\text{кр.н}}$ и $q_{\text{кр}}$ сближаются (рис. 120).

Результаты исследования зависимости $q_{кр.н}$ от диаметра сплошного цилиндрического нагревателя хорошо совпадают с экспериментальными данными для цилиндрических трубок [328].

С увеличением давления независимость $q_{кр.н}$ от формы и поперечных размеров нагревателя сохраняется, и $q_{кр.н}$ также определяется только $\delta_{экр}$. С увеличением теплоемкости элементов значения $q_{кр.н} = f(p)$ располагаются все ближе к $q_{кр} = \varphi(p)$ и совпадение $q_{кр.н}$ и $q_{кр}$ происходит при меньших давлениях.

В работе [354] изучались неустойчивые режимы пленочного кипения и обратные переходы от пленочного кипения к пузырьковому — «вторые» критические плотности теплового потока $q_{кр2}$. Обнаружено, что в случае $q_{кр2} > q_{кр.н}$ (тонкие проволоки) (см. рис. 117) первоначально появившийся пленочный режим кипения обязательно со временем сменится пузырьковым кипением. Хотя возникшее пленочное кипение и носит неустойчивый характер, но все же оно может привести к разрушению поверхности нагрева. Если $q_{кр.н} \geq q_{кр2}$, то даже при возникновении локальных паровых пленок пленочное кипение будет стабильно и распространится по всей поверхности нагрева. На нагревателях больших размеров ($\delta_{экр}$) всегда выполнялось условие $q_{кр.н} > q_{кр2}$.

Существование развитых гидродинамического и теплового пограничных слоев, являющихся следствием начального тепловыделения перед набросом мощности, оказывает существенное влияние на наступление нестационарного кризиса теплоотдачи при кипении (рис. 121) [347, 348].

Расчет условий теплообмена перед набросом мощности дал возможность проанализировать причины и характер такого влияния. Границе свободного ламинарного режима движения около нагретой вертикальной стенки с незначительной теплоотдачей соответствует $q_{нач} = 150 \div 200 \text{ Вт/м}^2$ (см. рис. 121). В этом случае для нагревателей различной теплоемкости изменения гидродинамических и тепловых условий в пристенном слое жидкости по сравнению с $q_{нач} = 0$ незначительны и мало влияют на $q_{кр.н}$. С наступлением переходного и свободного турбулентного движения при повышении $q_{нач}$ резко возрастает интенсивность воздействия начального свободного движения на протекание неустановившихся процессов. Нестационарный кризис кипения наступает при значительно увеличивающихся величинах набрасываемой мощности. С наступлением кипения жидкость уже настолько сильно первоначально возмущена, что набросы мощности не приводят к кризису при $q_{э} < q_{кр}$.

С увеличением эквивалентной толщины стенки заметный рост нестационарных критических плотностей теплового потока в зависимости от $q_{нач}$ начинается в области одних и тех же начальных тепловых потоков. При совместном влиянии начального тепловыделения и давления на нестационарную критическую плотность теплового потока характер зависимости $q_{кр.н}/q_{кр}$ от $q_{нач}$ подобен полученной при $p = 0,1 \text{ МПа}$ [347]. По мере повышения давления величины $q_{кр}$ и $q_{кр.н}$ сближаются.

ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ

1. Механизм процесса и интенсивность теплообмена при пленочном кипении

При пленочном кипении жидкость отделена от поверхности нагрева паровой пленкой. На поверхности раздела фаз пар — жидкость образуются и периодически отрываются паровые пузыри. Пленочный режим кипения характеризуется большими перегревами поверхности нагрева сверх температуры насыщения жидкости.

Современное состояние вопроса о механизме процесса подробно освещено в [355]. Ниже изложены лишь основные результаты исследований пленочного кипения.

П. Беренсон [356] нашел, что при пленочном кипении на горизонтальной поверхности нагрева паровые пузыри отрываются в точках с определенной регулярностью размещенных на поверхности пленки пара. Авторы [357] такой упорядоченной картины не наблюдали, но нашли, что минимальное расстояние между пузырями равно критической длине волны колеблющейся границы раздела фаз пар — жидкость

$$l_{кр} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_{п})}}. \quad (\text{VIII.1})$$

Законмерности процесса пленочного кипения насыщенной жидкости на горизонтальных и вертикальных цилиндрах изучались в работах [358, 359, 360, 361]. При пленочном кипении

на горизонтальных цилиндрах [358, 359, 361] картина процесса зависит от соотношения между диаметром цилиндра D и критической длиной волны.

При кипении на цилиндрах малого диаметра ($D < l_{кр}$) паровая пленка образует периодические утолщения (по длине цилиндра) и имеет форму, близкую к осесимметричной. Для образования более правильного парового цилиндра вокруг тонкой проволоки [362] минимальная температура нагревателя должна быть на сотни градусов (500—600 К) выше температуры насыщения жидкости.

Пленочное кипение на горизонтальных цилиндрах с диаметром $D \approx l_{кр}$ характеризуется сосуществованием тонкой паровой пленки и больших пузырей, отрывающихся от ее верхней части. С увеличением диаметра цилиндра ($D > l_{кр}$) наблюдается развитие волн и пузырей и на остальной части поверхности пленки.

При пленочном кипении на вертикальных цилиндрических поверхностях [360] паровая пленка представляет собой набор больших грушевидных пузырей, движущихся вверх и разделенных короткими участками очень тонкой пленки. При этом наблюдается интенсивное колебание локальной толщины паровой пленки в любой произвольной точке поверхности нагрева.

Авторами [363] для этого случая проведено обобщение опытных данных по средней толщине паровой пленки $\bar{\delta}$. Полученное уравнение имеет вид

$$\bar{\delta} \sqrt{\frac{g(\rho - \rho_{п})}{\sigma}} = 31 \left(\frac{q\eta}{\rho_{п} r \sigma} \right)^{0,53}, \quad (\text{VIII.2})$$

где физические свойства пара и жидкости берутся при температуре насыщения.

Рассмотренные особенности пленочного режима кипения относятся к стационарным условиям протекания процесса, когда каждому тепловому режиму соответствует своя, присущая ему температурная и гидродинамическая обстановка в пристенном слое жидкости. В то же время закономерности развития пленочного кипения в нестационарных процессах тепловыделения существенно иные.

Нами были произведены некоторые наблюдения нестационарного пленочного кипения, возникающего при резком изменении выделяемой мощности в нагревателе.

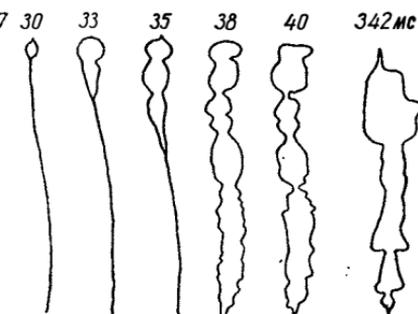
При скачкообразном повышении тепловой нагрузки q_a в тонком нагревательном элементе первые паровые образования с момента видимой стадии представляют собой локальную растущую паровую пленку, почти полностью охватывающую проволоку (рис. 122). Паровое образование растет, увеличивается до 2—3 мм в поперечнике. Появление паровой фазы сопровождается значительным локальным перегревом поверхности нагрева [349]. При этом за счет теплопроводности вдоль поверхности нагрева быстро повышается температура по границам парового образования и на ней

цирируются новые паровые центры. Такое явление может происходить в одном или в нескольких местах. Пленка распространяется по поверхности, обволакивая ее. Отрыва паровых разований сразу после их появления не наблюдается, и только без достаточно длительное время, значительно превышающее время начала активации центров парообразования, паровой «чужка» начинает пульсировать — устанавливается стабильное пленочное кипение.

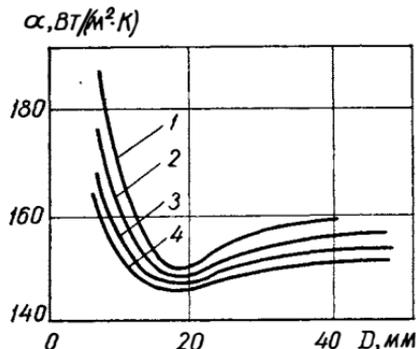
. 122

Рис. 123

Стационарное пленочное кипение
 бенггликоля на вертикальной
 вольфрамовой проволоке $D = 0,4$ мм
 при $p = 0,1$ МПа, $q_0 = 0,69$ МВт/м².
 Время τ — с момента начала
 выделения.



Влияние диаметра
 горизонтального цилиндра на
 коэффициент теплоотдачи при
 пленочном кипении
 изопропанола:
 1 — $\Delta T_c = 71$ К; 2 — $\Delta T_c = 93$ К;
 3 — $\Delta T_c = 120$ К; 4 — $\Delta T_c = 133$ К.



Существенное влияние на интенсивность теплообмена при пленочном кипении оказывают физические свойства кипящей среды, геометрические размеры и ориентация поверхности в поле массовых сил, давление и недогрев жидкости до температуры насыщения и многие другие факторы [355].

Размер, форма и ориентация поверхности нагрева определяют режим течения пара в пленке, который может быть ламинарным или турбулентным. Турбулентный режим движения наиболее характерен для протяженных в вертикальном направлении поверхностей.

Исследование пленочного кипения на поверхностях нагрева различной конфигурации, геометрических размеров и ориентации в пространстве свидетельствует о том, что на вертикальных поверхностях выше 15 мм, горизонтальных пластинах и сферах диаметром $D \geq l_{кр}$ теплоотдача автомодельна относительно линейного размера.

Результаты исследований Б. Бриана и Дж. Уэстуотера [359] показали, что в случае горизонтального цилиндра коэффициент теплоотдачи зависит от его диаметра (рис. 123). С увеличением

диаметра коэффициент теплоотдачи быстро уменьшается до минимального значения, а затем медленно возрастает, приближаясь к некоторому постоянному значению. Критический диаметр (диаметр, соответствующий минимуму коэффициента теплоотдачи) не зависит от разности температур. На этом основании авторы [362] предположили, что величина критического диаметра зависит от физических свойств жидкости. Они установили, что коэффициент теплоотдачи будет минимальным, когда диаметр трубы равен наиболее вероятной длине волны, равной $\sqrt{3} l_{кр}$.

Давление и недогрев жидкости до температуры насыщения влияют на теплообмен при пленочном кипении в одном направлении. С ростом давления и недогрева интенсивность теплообмена увеличивается. Данные о зависимости интенсивности теплообмена от давления получены в опытах при кипении различных жидкостей на горизонтальных и вертикальных трубах, пластинах и сферах. Увеличение коэффициентов теплоотдачи при повышении давления вызвано увеличением плотности пара в пленке. С ростом $\Delta T_{нед}$ уменьшается толщина паровой пленки. То и другое приводит к увеличению интенсивности теплообмена. Интенсивность теплообмена при пленочном кипении возрастает с повышением ускорения силы тяжести. Это объясняется увеличением подъемной силы, вызывающей повышение скорости отвода пара от поверхности нагрева.

В работах [364, 365] изучалось влияние на теплообмен при пленочном кипении малотеплопроводных покрытий из клея ВС-10Т, эмали КО-813 и окиси алюминия.

При этом был использован новый метод исследования механизма кипения — зондирование пристенного слоя пучком непрерывного лазерного излучения. Толщина пленки пара измерялась у нижней и верхней образующих горизонтального цилиндра. Эксперименты показали, что зарекомендовавшие себя при расчетах теплоотдачи модели пленочного кипения, учитывающие только молекулярный перенос тепла, дают более чем в 1,5 раза заниженные значения толщины пленки пара. Это означает, что наряду с молекулярной теплопроводностью значителен вклад конвективного переноса тепла. В результате исследований установлены действительные соотношения между конвективной и молекулярной составляющими теплового потока при пленочном кипении.

В работах [364, 365] обнаружено, что с увеличением толщины покрытия при кипении фреона наблюдается возрастание коэффициентов теплоотдачи (рис. 124). Воздействию малотеплопроводных покрытий на пленочное кипение дано следующее объяснение. Нанесение малотеплопроводного покрытия на греющую стенку (в исследованных пределах толщин) приводит к снижению интенсивности колебательного движения пленки пара и уменьшению ее толщины. Вследствие более упорядоченных колебаний границы раздела паровая фаза — жидкость несколько уменьшается вклад конвективного переноса тепла через пленку пара и значительно

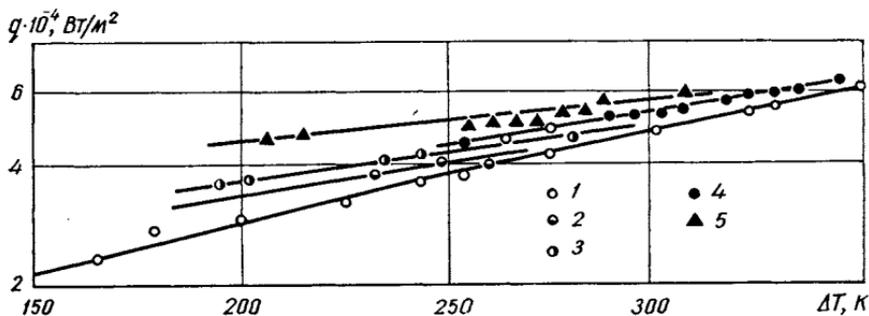
повышается вклад переноса тепла теплопроводностью. Последнее и обуславливает увеличение коэффициентов теплоотдачи при пленочном кипении на поверхностях с покрытием. Вывод о том, что для исследованных покрытий при толщинах более 100 мкм коэффициенты теплоотдачи не зависят от толщины покрытия, сделан в [364]. С возрастанием температуры поверхности нагрева влияние мало-теплопроводных покрытий на теплоотдачу ослабевает (см. рис. 124).

В работе [364] также получены зависимости, описывающие дан-

Рис. 124

Влияние толщины δ малотеплопроводного покрытия из клея ВС-10Т на интенсивность теплообмена (вертикальная трубка $5,8 \times 0,4$ мм):

1 — $\delta = 0$; 2 — $\delta = 5$ мкм; 3 — $\delta = 25$ мкм; 4 — $\delta = 30$ мкм; 5 — $\delta = 50$ мкм/м.



ные по теплоотдаче при пленочном кипении фреона-113 на горизонтальных цилиндрах диаметром 2 и 3 мм без покрытия и с мало-теплопроводным покрытием.

В настоящее время известно много экспериментальных и теоретических работ, в которых приводятся соотношения для расчета интенсивности теплоотдачи при пленочном кипении в условиях свободного движения жидкости. Эти работы неоднократно обсуждались в литературе. Наиболее полный их обзор с систематизацией расчетных формул сделан в [355]. Ниже приведено несколько соотношений, используемых в расчетной практике.

Одним из первых соотношений для расчета теплоотдачи при пленочном кипении является формула Л. Бромли [366] для кипения на горизонтальных цилиндрах. Приняв ряд упрощающих предположений, Л. Бромли получил выражение для определения коэффициентов теплоотдачи при пленочном кипении, аналогичное формуле В. Нуссельта для пленочной конденсации пара:

$$\text{Nu}_{n,D} = 0,62 \text{ Ra}_D^{1/4}, \quad (\text{VIII.3})$$

где

$$\text{Nu}_{n,D} = \frac{\alpha_c D}{\lambda_n}; \quad \text{Ra}_D = \frac{g D^3}{\nu_n a_n} \cdot \frac{\rho - \rho_n}{\rho_n}; \quad T_{\text{онр}} = \frac{T_n + T_c}{2}$$

Теплоотдачу излучением можно учесть с помощью выражения

$$\alpha_{\text{изл}} = \frac{\sigma C (T_c^4 - T_n^4)}{(T_c - T_n)}, \quad (\text{VIII.4})$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; C — коэффициент излучения, зависящий от геометрии, взаимоположения и свойств поверхности. Общий коэффициент теплоотдачи равен $\alpha = \alpha_c + \alpha_{\text{изл}}$.

Бромли считал, что в тех случаях, когда можно пренебречь теплообменом излучением, материал поверхности нагрева практически не влияет на интенсивность теплообмена при пленочном кипении.

Закономерности теплоотдачи при пленочном кипении жидкостей на вертикальных поверхностях достаточно большой протяженности по высоте обладают рядом специфических особенностей, связанных с характером движения паровой фазы и взаимодействия ее с жидкостью на границе раздела фаз [363]. В. М. Боришанским и Б. С. Фокиным в [367] предложена полуэмпирическая теория теплообмена при пленочном кипении жидкостей на вертикальных поверхностях нагрева и даны расчетные формулы для определения в этом случае коэффициентов теплоотдачи:

$$\text{Nu}_{\text{п}} = 0,28 \left(\text{Ga} \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} \right)^{0,33} \quad \text{при} \quad 2 \cdot 10^4 < \text{Ga} \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} < 1,4 \cdot 10^6, \quad (\text{VIII.5})$$

$$\text{Nu}_{\text{п}} = 0,01 \left(\text{Ga} \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} \right)^{0,57} \quad \text{при} \quad 1,4 \cdot 10^6 < \text{Ga} \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} < 1,5 \cdot 10^7, \quad (\text{VIII.6})$$

где $\text{Nu}_{\text{п}} = \frac{\alpha \bar{\delta}}{\lambda_{\text{п}}}$; $\text{Ga} = \frac{g \bar{\delta}}{\nu_{\text{п}}}$; $T_{\text{опр}} = T_c$.

В качестве линейного размера принимается средняя толщина паровой пленки [363]

$$\bar{\delta} = 26 \sqrt{\frac{q_c h}{\rho_{\text{п}} r g (\rho - \rho_{\text{п}})}}. \quad (\text{VIII.7})$$

Для расчета теплоотдачи при пленочном кипении в большом объеме на вертикальных поверхностях, а также на горизонтальных цилиндрах и сферах диаметром $D \gg l_{\text{кр}}$ в работе [368] рекомендуется пользоваться уравнением подобия:

$$\text{Nu}_{\text{п}} = 0,18 \text{Ra}_{\text{п}}^{1/3}, \quad (\text{VIII.8})$$

где $\text{Nu}_{\text{п}} = \frac{\alpha l_0}{\lambda_{\text{п}}}$; $\text{Ra}_{\text{п}} = \frac{g l_0^3}{\nu_{\text{п}} a_{\text{п}}} \cdot \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}}$; l_0 — капиллярная постоянная; $T_{\text{опр}} = \frac{T_n + T_c}{2}$.

2. Вторая критическая плотность теплового потока

Начало смены режимов кипения — перехода от пленочного кипения к пузырьковому — при достижении параметров процесса, соответствующих точке D на кривой кипения (см. рис. 50), называют вторым кризисом теплоотдачи при кипении — кризисом пленочного кипения. Возможность его реализации определяется гидродинамическими и термодинамическими факторами.

Необходимыми условиями возникновения кризиса пленочного кипения являются следующие: 1) температура поверхности нагрева T_c в случае местного контакта ее с жидкостью должна быть ниже предельной температуры возможного перегрева жидкости $T_{пр}$ и 2) паровая пленка должна быть гидродинамически неустойчивой. Если сначала возникает гидродинамическая неустойчивость паровой пленки, а затем температура поверхности в месте контакта с жидкостью становится меньше, чем $T_{пр}$, то кризис пленочного кипения называют термодинамическим, а в случае обратной последовательности выполнения этих условий — гидродинамическим.

Проявление второго кризиса теплообмена при кипении в том или ином варианте зависит от многих факторов: рода жидкости, недогрева ее до температуры насыщения и т. д. Авторы [172], например, считают, что важную роль играет ориентация поверхности нагрева (горизонтальное или вертикальное ее расположение) и что кризис пленочного кипения криогенных жидкостей носит термодинамический характер.

Гидродинамический подход к решению задачи о кризисах теплообмена при кипении был предложен и развит С. С. Кутателадзе. Полученные на его основе расчетные формулы приведены в ранее упомянутых работах [313, 314].

Такой подход представляется физически обоснованным и правомерным при решении задачи о переходе от пленочного кипения к пузырьковому (о кризисе пленочного кипения). В этом случае, естественно, постулируется существование паровой пленки, и из соотношения действующих сил (динамических, тяжести и поверхностного натяжения) определяются условия ее устойчивости. В результате с точностью до некоторого числового коэффициента, называемого критерием устойчивости, получается решение для второй критической плотности теплового потока $q_{кр2}$.

Экспериментальное определение $q_{кр2}$ представляет значительные трудности, в частности, из-за опасности пережога опытного элемента. Существенные результаты в исследовании второго кризиса теплообмена при кипении получены Б. С. Петуховым и С. А. Ковалевым [369]. Ими предложена оригинальная методика эксперимента, при которой устраняется опасность пережога нагревателя и достигается изотермичность теплоотдающей поверхности.

Выполненные с использованием такой методики опыты по $q_{кр2}$ показали, что полученные ранее опытные данные о $q_{кр2}$ (например,

[370]) весьма завышены. Это объясняется недостатками примененной в [370] методики определения $q_{кр2}$ на обогреваемом электрическим током опытным элементе, который полностью вместе с массивными токоподводящими бобышками был погружен в исследуемую жидкость. Вследствие торцовых оттоков теплоты в бобышки возникает неизотермичность теплоотдающей поверхности. При снижении тепловой нагрузки вблизи торцов опытного элемента может возникнуть пузырьковое кипение, тогда как в центре еще будет

Рис. 125

Зависимость второй критической плотности теплового потока от диаметра нагревателя [369]:

1 — $q_{кр2}$ [369]; 2 — данные [370];
3 — $q_{рав}$ [369]; 4 — $q_{рав}$ расчетное [369].

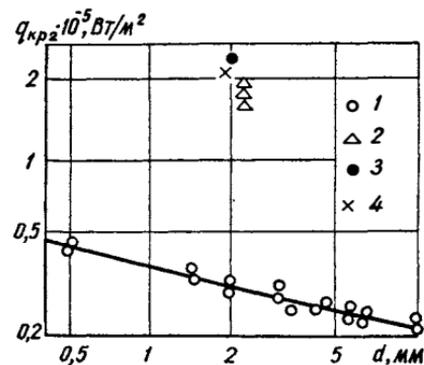
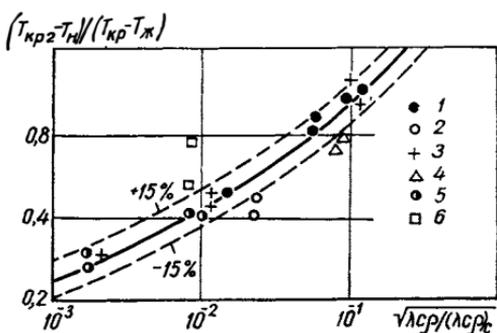


Рис. 126

Обобщение опытных данных по температуре кризиса пленочного кипения:

1 — фреон-12; 2 — вода; 3 — азот;
4 — фреон-22; 5 — фреон-13; 6 — этанол.



происходить пленочное кипение. Из-за более высокой интенсивности теплоотдачи в режиме пузырькового кипения начнется снижение температуры поверхности и уменьшение размера пленки в осевом направлении (она будет отесняться по направлению к середине нагревателя).

Таким образом, еще задолго до достижения $q_{кр2}$ пленочный режим кипения сменится пузырьковым. Величина теплового потока в этом случае будет зависеть от конструкции опытного элемента и теплофизических свойств материала поверхности нагрева.

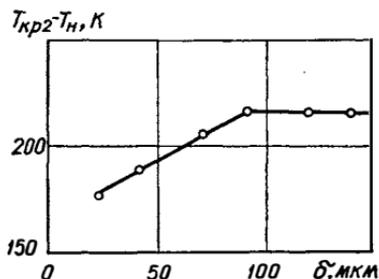
Расчетным путем, а также экспериментально определены значения тепловых нагрузок, при которых на цилиндрических нагревателях могут сосуществовать в равновесии пленочный и пузырьковый режимы кипения — равновесные плотности теплового потока $q_{рав}$ [369]. Величина $q_{рав}$ составляет примерно 0,2 от $q_{кр}$. При $q > q_{рав}$ пленочный режим распространяется по всей поверхности нагрева; при $q < q_{рав}$ возникающее на торцах пузырьковое кипение вызывает исчезновение пленки по всей поверхности. Эти результаты позволили авторам [369] сделать вывод о том, что опытные данные, полученные в [370], соответствуют скорее равновесной тепловой нагрузке, чем второму кризису теплообмена при кипении.

Определяемая в [369] величина $q_{кр2}$ оказалась зависящей от размеров нагревателя (рис. 125): $q_{кр2}$ уменьшается с ростом диаметра нагревателя. Влияние материала поверхности нагрева на $q_{кр2}$ в [369] обнаружено не было.

Опытных данных о действительных значениях $q_{кр2}$ мало. На основании имеющихся ограниченных сведений можно полагать, что для изотермических поверхностей нагрева отношение между значениями первой и второй критических плотностей теплового

Рис. 127

Зависимость температуры кризиса пленочного кипения от толщины низкотеплопроводного покрытия [172].



потока $q_{кр}/q_{кр2}$ меняется не очень сильно. Это делает возможной приближенную оценку $q_{кр2}$ по найденному из уравнения (VII.10) значению $q_{кр}$. Ориентировочно величина $q_{кр2}$ — порядка $0,05 q_{кр}$.

Важной характеристикой кризиса пленочного кипения наряду со второй критической плотностью теплового потока является величина температурного напора $\Delta T_{кр2}$, соответствующая $q_{кр2}$. Критический напор $\Delta T_{кр2}$ в значительной степени зависит от теплофизических свойств материала поверхности нагрева, ее размеров и ряда других факторов. На рис. 126 представлена зависимость критической температуры от теплофизических свойств поверхности нагрева, по данным [371]. Чем больше отношение коэффициентов теплоусвоения жидкости и стенки, тем выше значения $\Delta T_{кр2}$.

На этом основании авторы [172] пришли к выводу, что значения $\Delta T_{кр2}$ можно изменять в широких пределах нанесением на металлические поверхности тонких покрытий с наперед заданными свойствами. Этот вывод был подтвержден (рис. 127) опытами, проведенными при захолаживании вертикально расположенных трубок из нержавеющей стали с покрытием из фторопласта-3 в насыщенном азоте.

Т ЕПЛОБМЕН ПРИ КИПЕНИИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

1. Общие характеристики и параметры процесса

Наиболее частым и практически важным случаем кипения в трубах и каналах является кипение в вертикальных трубах в условиях естественной циркуляции. Циркуляцией называется непрерывное движение вещества (жидкости, газа) по замкнутому пути. Такое движение — естественная циркуляция — происходит в испарителях (парогенераторах, выпарных аппаратах) во время их работы вследствие разности плотностей жидкости в необогреваемых трубах и парожидкостной смеси в обогреваемых.

На рис. 128, а показана схема простейшего циркуляционного контура, состоящая из верхнего и нижнего коллекторов, левой обогреваемой и правой необогреваемой труб. При работе такого контура в обогреваемой трубе происходит кипение жидкости, и в ней на участке H_n движется парожидкостная смесь. При этом создается движущий напор, равный разности давлений

$$H_{ng}\rho - H_{ng}\rho_{см} = H_{ng}(\rho - \rho_{см}), \quad (IX.1)$$

где $\rho_{см}$ — плотность парожидкостной смеси.

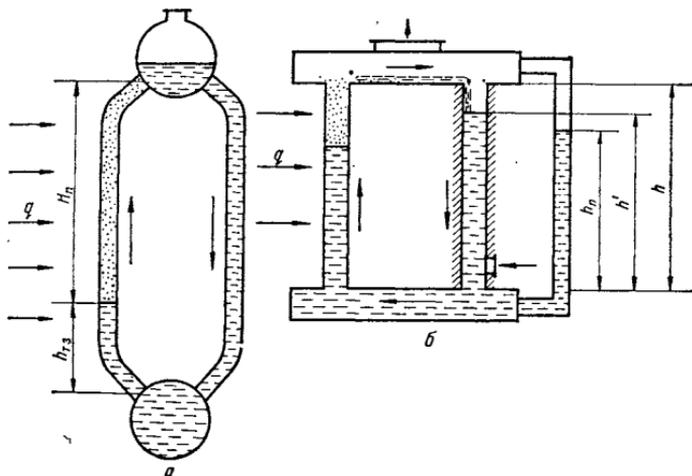
Этот напор при установившемся режиме равен сумме сопротивлений, возникающих в контуре при движении жидкости и парожидкостной смеси. Жидкость из верхнего коллектора по необогреваемой трубе поступает в нижний коллектор, а из него — в обогреваемую трубу, где происходит подъемное движение сначала жидкости, а затем — парожидкостной смеси. По выходе смеси из трубы в верхний коллектор пар уходит в паровое пространство, а жидкость

в коллекторе движется слева направо, вновь поступает в опускную трубу и т. д. Так протекает естественная циркуляция жидкости в замкнутом контуре. В расчетах циркуляции и при анализе ее надежности часто пользуются понятием полезного напора $p_{\text{пол}}$, равного разности между движущим напором $p_{\text{дв}}$ и сопротивлением подъемной трубы $\Delta p_{\text{под}}$.

Промышленные испарители часто работают при неполном заполнении опускной трубы (рис. 128, б). Одной из удобных и наглядных

Рис. 128

Схемы циркуляционных контуров с полным (а) и неполным (б) заполнением опускной трубы.



характеристик режима циркуляции является высота пьезометрического уровня жидкости h_p , соответствующая разности давлений в нижнем и верхнем коллекторах.

Режим циркуляции и двухфазный парожидкостный поток характеризуются рядом величин — расходных и истинных параметров. Расходными называют параметры, которые получаются из уравнений материального и теплового баланса в предположении термодинамического равновесия фаз и равенства их средних скоростей. Для описания действительного состояния системы двухфазного потока наряду с расходными пользуются истинными параметрами.

Массовый расход смеси $G_{\text{см}}$ в любом сечении трубы равен сумме массовых расходов жидкости G и пара $G_{\text{п}}$: $G_{\text{см}} = G + G_{\text{п}}$. В условиях термодинамического равновесия массовый расход пара можно определить из уравнения теплового баланса $(i_{\text{см}} - i) G_{\text{см}} = rG_{\text{п}}$:

$$G_{\text{п}} = \frac{i_{\text{см}} - i}{r} G_{\text{см}}, \quad (\text{IX.2})$$

где $i_{\text{см}}$ — энтальпия смеси на линии насыщения, Дж/кг.

Расходное массовое паросодержание смеси (доля пара в массовом расходе смеси — отношение массового расхода пара к расходу смеси) $x = G_{\text{п}}/G_{\text{см}}$. Для равновесного потока $x = (i_{\text{см}} - i)/r$. Величину x называют также относительной энтальпией. В интервале значений от нуля до единицы она равна массовому паросодержанию, при отрицательных значениях x относительная энтальпия характеризует недогрев жидкости до температуры насыщения.

Массовая скорость смеси $w_{\text{м}}$ определяется как массовый расход ее через единицу площади поперечного сечения трубы:

$$w_{\text{м}} = \frac{G_{\text{см}}}{F}, \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}). \quad (\text{IX.3})$$

Скорость циркуляции w_0 — скорость жидкости на входе в подъемную трубу (скорость, которую имел бы поток, если бы его плотность была равна плотности жидкости при температуре насыщения): $w_0 = \frac{G_{\text{см}}}{F\rho}$, кг/(м² · с).

Кратность циркуляции K — отношение количества жидкости $G_{\text{п}} = G_{\text{см}}$, поступающей в обогреваемую трубу, к количеству пара D , образуемому в этой трубе за то же время: $K = \frac{G_{\text{п}}}{D}$, кг/кг. Величина K обратна массовому паросодержанию смеси на выходе из обогреваемой трубы.

Расходное объемное паросодержание смеси — отношение объемного расхода пара к объемному расходу смеси:

$$\beta = \frac{V_{\text{п}}}{V + V_{\text{п}}}, \quad (\text{IX.4})$$

где V и $V_{\text{п}}$ — объемные расходы соответственно жидкости и пара, $V = G/\rho$ и $V_{\text{п}} = G_{\text{п}}/\rho_{\text{п}}$.

Приведенные скорости жидкости и пара — скорости фаз, отнесенные ко всему сечению трубы, т. е. скорости, которые имели бы фазы, если бы они занимали не часть сечения трубы (как это в действительности имеет место), а все ее сечение: $w'_0 = G/F\rho$, $w''_0 = G_{\text{п}}/F\rho_{\text{п}}$.

Средняя расходная скорость смеси (двухфазного потока)

$$w_{\text{см}} = w'_0 + w''_0, \quad (\text{IX.5})$$

или

$$w_{\text{см}} = w_0 \left(1 + \frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} x \right). \quad (\text{IX.6})$$

Расходная плотность потока (расходная плотность смеси в данном сечении трубы)

$$\rho_{\text{см}}^{\text{р}} = \beta\rho_{\text{п}} + (1 - \beta)\rho. \quad (\text{IX.7})$$

Истинное (напорное) паросодержание смеси — доля сечения трубы, занятая паром (отношение площади поперечного сечения,

занятой паром, ко всей площади поперечного сечения трубы):
 $\varphi = F_{\text{п}}/F$.

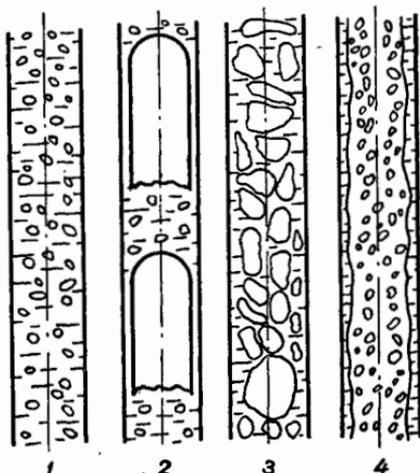
Усредненные истинные (абсолютные) скорости пара и жидкости

$$w_{\text{п}} = \frac{w_0''}{\varphi}; \quad (\text{IX.8})$$

$$w_{\text{ж}} = \frac{w_0'}{1-\varphi}. \quad (\text{IX.9})$$

Рис. 129

Основные режимы течения парожидкостной смеси в трубах.



Истинные скорости пара и жидкости не равны, пар движется с большей скоростью. Разность истинных (абсолютных) скоростей фаз в двухфазном потоке называется относительной скоростью легкой фазы $w_r = w_{\text{п}} - w_{\text{ж}}$.

Истинная (напорная) плотность смеси (двухфазного потока)

$$\rho_{\text{см}} = \varphi \rho_{\text{п}} + (1 - \varphi) \rho. \quad (\text{IX.10})$$

В двухфазных потоках могут быть разнообразные режимы течения. Единой общепринятой классификации этих режимов нет. Разные авторы пользуются различной — более или менее подробной — визуальной классификацией возможных структур и режимов течения. Детальное освещение вопросов гидродинамики двухфазных потоков можно найти в специальных монографиях: С. С. Кутателадзе и М. А. Стыриковича [372], Д. Хьюитта и Н. Холл-Тейлора [229], В. А. Мамаева, Г. Э. Одишария, Н. И. Семенова и А. А. Точигина [373].

В данной главе эти вопросы излагаются попутно и весьма сжато — в той мере, в какой это представляется необходимым для выяснения особенностей теплообмена при кипении в трубах и каналах. Поэтому далее приводится краткая характеристика основных режимов течения парожидкостных потоков в соответствии с терминологией, принятой в теории теплообмена [374].

При восходящем движении двухфазного парожидкостного потока в вертикальных трубах выделяют четыре основных режима течения (рис. 129) [375]:

1. Пузырьковый — при этом режиме паровая фаза распределена в жидкой в виде пузырьков, небольших по сравнению с характерными размерами поперечного сечения трубы.

2. Снарядный — в этом случае пар движения в виде крупных вытянутых по оси пузырей («снарядов»), поперечные размеры которых соизмеримы с диаметром трубы.

3. Эмульсионный — форма движения смеси, при которой паровая фаза распределена в потоке в виде небольших объемов, разделенных жидкими пленками.

4. Дисперсно-кольцевой режим движения, при котором пар образует ядро потока, а жидкость движется в виде пленки по поверхности трубы и в виде мелких капель, распределенных в паровом ядре.

Предельными случаями дисперсно-кольцевого режима являются: а) кольцевой режим движения, когда вся жидкость движется в виде тонкой пленки; б) дисперсный режим движения, когда вся жидкость движется в виде мелких капель, распределенных в паровом потоке.

Строгого метода количественной оценки границ существования разных режимов течения двухфазных потоков пока нет. Поэтому приходится ограничиваться лишь качественной и весьма приближенной формулировкой условий и границ существования тех или иных режимов. В этом смысле важным показателем является отношение приведенных скоростей фаз w''_0/w'_0 . Пузырьковый режим соответствует малым величинам этого отношения, а дисперсно-кольцевой — большим. При кипении в трубах на разных участках по высоте могут иметь место разные режимы течения. Возможность их реализации и протяженность участков с разными режимами зависят от многих факторов, прежде всего от паросодержания потока, давления, скорости циркуляции, геометрических размеров трубы и др.

Таким образом, условия кипения в трубах в общем случае отличаются от условий кипения при свободном движении жидкости (в большом объеме). При кипении в трубах на закономерности кипения в условиях свободного движения накладывается влияние движения направленного потока парожидкостной смеси.

Общие представления о процессе кипения в трубах при естественной циркуляции в основных чертах таковы. Энтальпия жидкости, поступающей в кипяtilьные (обогреваемые подъемные) трубы, как правило, меньше энтальпии ее при температуре кипения, соответствующей давлению во входном сечении труб. Жидкость поступает в кипяtilьные трубы недогретой из-за так называемой нехватки до кипения в верхнем коллекторе — паросборнике (при питании аппарата жидкостью с температурой ниже температуры кипения) и повышенного давления в нижней части контура.

Недогрев жидкости зависит от интенсивности обогрева опускающихся циркуляционных труб. В парогенераторах, испарителях и выпарных аппаратах такой обогрев либо отсутствует совсем (наружные циркуляционные трубы), либо роль его очень мала (внутренние циркуляционные трубы в испарителях). Недогрев жидкости зависит также от давления и кратности циркуляции. При большой кратности циркуляции возможен недогрев даже в случае питания аппарата относительно перегретой жидкостью из предыдущего корпуса (в многокорпусных установках).

Вследствие недогрева жидкости в нижней части подъемной трубы происходит подогрев циркулирующей жидкости до температуры кипения. Сечение трубы, в котором начинается видимое кипение, соответствует так называемой точке закипания, а расстояние по вертикали от входного сечения до этой точки называется высотой точки закипания $h_{т.з}$ (см. рис. 128, а). Таким образом, возникает общепринятое в теории циркуляции воды в парогенераторах представление о делении трубы на две части: подогревательный, или, как принято его называть, экономайзерный, участок и участок собственно кипения.

На участке кипения (от точки закипания до выходного сечения) вследствие теплоподвода происходит непрерывное увеличение паросодержания движущейся вверх парожидкостной смеси до максимального его значения в верхнем сечении трубы. При этом жидкость получает ускорение в потоке двухфазной системы пар — жидкость. Величина ускорения жидкости зависит от тепловой нагрузки поверхности нагрева и давления в испарителе. При высоких нагрузках или при низких давлениях ускорение жидкости может быть весьма значительным.

Условия теплообмена в циркуляционном контуре достаточно сложны, так как одновременно с местным движением жидкости, происходящим непосредственно у поверхности нагрева, происходит организованная циркуляция всей массы жидкости. Имеются две основные причины перемещения частиц жидкости и два вида движения, в той или иной мере накладывающихся один на другой: а) движение жидкости у поверхности нагрева, обусловленное ростом и отрывом от поверхности нагрева паровых пузырей; б) движение всей массы жидкости с постоянной скоростью на участке подогрева и с ускорением на участке кипения, обусловленное естественной циркуляцией (роль свободной конвекции из-за наличия в жидкости температурного градиента пренебрежимо мала).

Существенной особенностью тепловой работы испарителей с организованной циркуляцией в отличие от парогенераторов с газовым обогревом является зависимость интенсивности теплообмена при кипении в трубах (характеризуемой средним для всей поверхности нагрева значением коэффициента теплоотдачи) от скорости циркуляции жидкости, с изменением которой изменяются длина испаряющего участка и паросодержание смеси в соответственных сечениях кипящих труб.

2. Гидродинамический режим и интенсивность теплообмена при кипении в трубах

Трудно было что-либо выяснить в закономерностях теплообмена при кипении в трубах до тех пор, пока не были получены данные об изменении коэффициента теплоотдачи по высоте кипяtilьной трубы в зависимости от гидродинамического режима. Главным методологическим недостатком исследований процесса кипения в трубах было то, что в них определялось среднее значение α для всей кипяtilьной трубы.

Метод дифференцированного (зонального) определения α по высоте трубы для изучения теплоотдачи в контурах испарителей с организованной циркуляцией был впервые предложен в 1944 г. и применен в опытах в 1946—1948 гг. в ИЭ [376—378]. Вскоре этот метод стал применяться также в работах других киевских исследователей (А. Г. Бондарь, М. А. Кичигин и Н. Ю. Тобилович, В. Д. Попов и др.), а затем получил широкое распространение. В последнее время он описывается как стандартный в учебной и справочной литературе [379].

Конструктивно экспериментальные установки этого вида осуществлялись либо разделением паровой камеры на ряд самостоятельных секций, либо приваркой к кипяtilьной трубе в разных местах по высоте сборников конденсата греющего пара. Первый вариант конструктивно несколько сложнее второго, но более надежен и универсален. Он позволяет работать с разными температурными напорами и плотностями теплового потока по высоте трубы и обеспечить высокую достоверность результатов опытов (вследствие надежной деаэрации небольших паровых камер и др.).

Опытная установка ИЭ представляла собой замкнутый контур с естественной циркуляцией. Основной частью её была вертикальная камера с паровым обогревом, разделенная на 6 секций по высоте, и расположенная в камере (соосно с ней) обогреваемая снаружи вертикальная труба, служащая поверхностью нагрева. Внутри трубы снизу вверх протекала жидкость и парожидкостная смесь. Поверхность нагрева была выполнена в двух вариантах: а) латунная труба $H = 1500$ мм, $d = 35/33$ мм; б) стальная труба $H = 1500$ мм, $d = 38/32$ мм. Детальное описание установки, методики проведения опытов и схемы измерений дано в [380].

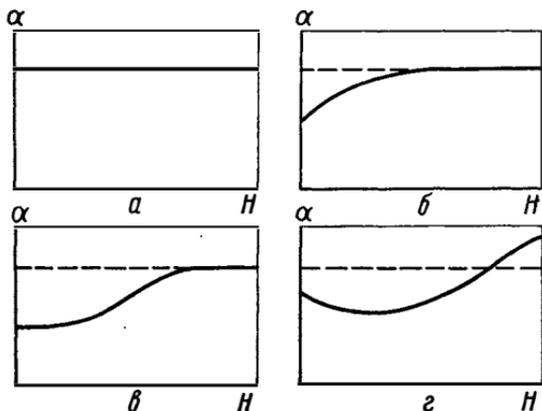
Опыты проводились при различных тепловых и гидродинамических режимах с целью получения характеристик работы контура в целом и отдельных участков кипяtilьной трубы в широком интервале изменения скорости естественной циркуляции от минимального до максимального ее значения при различных тепловых нагрузках поверхности нагрева и физических свойствах кипящей жидкости и пара. В опытах определялась относительная скорость пара и детально изучались прямоточные и близкие к ним режимы [381, 382].

Опыты по кипению воды проведены при характерных для промышленных испарителей тепловых нагрузках от 10 до 90 кВт/м² при давлениях вторичного пара от 20 до 100 кПа и скоростях циркуляции от $\sim 0,01$ до $\sim 0,75$ м/с (высотах пьезометрического уровня жидкости $h_{п}$ от 7 до 100% высоты кипяtilьной трубы).

Основные характеристики контура с естественной циркуляцией, полученные в результате многочисленных опытов, представлены в обобщенном виде на рис. 130, где показано изменение α по высоте

Рис. 130

Изменение локальных значений коэффициента теплоотдачи по высоте трубы при различных скоростях циркуляции.



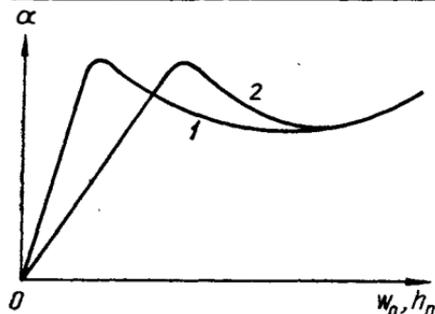
те трубы H при различных скоростях циркуляции w_0 (и соответствующем изменении высоты пьезометрического уровня $h_{п}$). Эти зависимости дают ясное качественное и количественное представление о картине процесса и о причинах изменения α по высоте трубы при различных гидродинамических режимах.

Кривая рис. 130, *a* практически постоянных значений α по высоте трубы соответствует оптимальным величинам w_0 и $h_{п}$ ($w_0 \cong \cong 0,02$ м/с). Кривая рис. 130, *б* характерна для более высоких w_0 ($\sim 0,10$ м/с), когда появляется экономайзерный участок с пониженными значениями α в начале трубы (левая ветвь кривой обращена выпуклостью кверху), затем наблюдается рост α и в некотором сечении коэффициент теплоотдачи достигает значения, равного α при данном температурном режиме в условиях оптимума. При еще более высоких $w_0 \cong 0,30$ м/с (кривая рис. 130, *в*) левая ветвь кривой на некотором протяжении параллельна оси абсцисс, затем значение α растёт, но стабилизация происходит в более высоком сечении, чем при $w_0 \cong 0,10$ м/с. При максимальных $w_0 \cong \cong 0,7$ м/с (кривая рис. 130, *г*) левая ветвь кривой обращена выпуклостью книзу, значение α достигает минимума в средней части трубы. В верхней части трубы α повышается до более высокого значения, чем α оптимального режима. Это повышение происходит в связи с началом видимого кипения и численно зависит от соотношения величин плотности теплового потока и скорости циркуляции.

При скорости поступления воды в трубу более низкой, чем оптимальная w_0 , значение α по направлению кверху снижается, и верхняя часть трубы работает с очень низкими значениями α .

На рис. 131 показан характер зависимости среднего для всей поверхности трубы значения α в функции w_0 (кривая 1) и $h_{п}$ (кривая 2) для полного интервала $h_{п}$ от 0 до 100%. В левой части кривой 1 видно линейное и весьма интенсивное возрастание α с увеличением w_0 . Максимум кривой соответствует наличию на всей внут-

Рис. 131



Зависимость среднего значения коэффициента теплоотдачи от скорости циркуляции w_0 (1) и пьезометрического уровня жидкости $h_{п}$ (2).

ренней поверхности трубы смачивающей пленки жидкости при минимальных значениях w_0 и $h_{п}$, т. е. при минимальном повышении гидростатического давления во входном сечении трубы. С повышением w_0 вблизи максимума значение α на сравнительно коротком участке заметно снижается, затем наблюдается плавное уменьшение α и вблизи максимальных w_0 некоторое увеличение средних α , зависящее от соотношения q и w_0 . При низких тепловых нагрузках 10—25 кВт/м² закономерности изменения средних и локальных α остаются в общем такими же. Однако оптимальный режим соответствует значительно более высоким значениям $h_{п}$, а уменьшение α при отклонении от оптимального $h_{п}$ происходит более резко.

На той же установке, дополненной в некоторых частях, выполнены опыты по кипению сахарных растворов [383]. Общей целью этих опытов было выяснение влияния вязкости жидкости на интенсивность теплообмена при кипении и определение взаимосвязи между теплообменом и гидродинамическим режимом при кипении вязких растворов. Вместе с тем решалась имеющая существенное практическое значение задача — получение надёжных данных об α для сахарных растворов в вертикальных испарителях. Выполненные опыты, насколько известно, явились первыми систематическими опытами, охватывающими наиболее интересную область высоких концентраций растворов до 65% СВ и низких температур кипения до 60° С, соответствующих условиям промышленной практики.

Опытами установлено, что характер изменения α по высоте трубы при разных гидродинамических режимах для тепловых потоков $q > 20$ кВт/м² остается таким же, как при кипении воды (см.

рис. 130), но при $h_{\text{п}} = 100\% \alpha$ в верхней части трубы значительно выше среднего α оптимального режима. Влияние повышенной скорости потока для сахарных растворов оказывается более сильным, чем при кипении воды, вследствие низких абсолютных значений α при кипении растворов в условиях свободного движения.

Вместе с тем опыты показали, что при определённых соотношениях температурного напора, геометрических размеров труб и свойств кипящей жидкости возможны случаи, когда кривая изменения α по высоте трубы при оптимальном режиме приобретает необычный вид. Вместо кривой, которую с вполне достаточной для практики точностью можно аппроксимировать прямой, параллельной оси абсцисс, зависимость $\alpha = \alpha(H)$ выражается кривой, обращенной выпуклостью кверху. Наблюдается явно выраженный максимум α в средней по высоте части трубы. Экономайзерный участок с пониженными α существует при пониженных значениях α на верхнем участке.

Такие зависимости получены в опытах по кипению сахарных растворов высокой концентрации при низких температурных напорах и малых q . Причиной этого явилось относительно большое влияние при вакууме повышения гидростатического давления в нижней части трубы в условиях небольшого ΔT и большей, чем обычно, высоты $h_{\text{п}}$ (из-за малой тепловой нагрузки). Некоторую роль сыграл рост концентрации по высоте трубы при малой кратности циркуляции.

Основным фактором, определяющим возможность такой конфигурации кривой $\alpha = \alpha(H)$, является соотношение между повышением гидростатического давления в нижней части трубы и температурным напором. Подобная конфигурация возможна при кипении в длинных трубах (в случае значительной скорости жидкости при прямоточном режиме и большом отношении длины трубы к диаметру).

При заданных свойствах жидкости существует целесообразное сочетание давления вторичного пара, температурного напора и геометрических размеров труб, при которых величина экономайзерного участка в условиях оптимума может быть сведена к минимуму (практически исключена). Решение этой задачи облегчается в многокорпусных выпарных установках, когда жидкость поступает из предыдущего корпуса перегретой.

Величину оптимальной $h_{\text{п}}$ нельзя считать постоянной для данного корпуса выпарной станции и зависящей только от концентрации раствора. Оптимальная высота $h_{\text{п}}$ — сложная функция не только концентрации раствора, но ряда других факторов: тепловой нагрузки, давления вторичного пара и т. п.

Конструкция опытной установки обеспечила также возможность проведения специальных серий опытов при прямоточных и близких к ним режимах. Опыты были поставлены с целью выяснения интенсивности и характера теплообмена в верхней части кипящей трубы при кратностях циркуляции $K = 1 \div 3$ и для на-

хождения оптимальных значений скорости циркуляции w_0 и высоты пьезометрического уровня жидкости h_n . Скорости и кратности циркуляции определялись точным учетом количества питательной воды, поступавшей из градуированных сосудов.

В результате опытов получено изменение во времени скорости и кратности циркуляции K , высоты h_n , коэффициента теплоотдачи α в верхней (шестой) секции, среднего α для трубы (исключая шестую секцию) и температурного напора поверхность нагрева — жидкость. Кроме того, отдельно изучено влияние недогрева циркулирующей жидкости на интенсивность теплообмена в нижней части трубы. Многократно повторенные опыты позволили точно определить оптимальные величины w_0 и h_n , соответствующие максимальным значениям α для всей кипяtilьной трубы.

Опытами установлено, что даже при столь малых кратностях циркуляции, как $K = 1,40$, т. е. при весовых паросодержаниях в выходном сечении трубы порядка 70%, средний коэффициент теплоотдачи α в шестой (верхней) секции высотой 250 мм сохраняет относительно высокое значение, составляющее около 60—70% нормального значения α для данного теплового режима.

В то же время обнаружено, что при малых кратностях циркуляции, хотя среднее значение α для верхней секции и сохраняется достаточно высоким, но усиливаются пульсации и происходят резкие колебания температурного напора стенка — жидкость (даже в сечении, расположенном на 80 мм ниже выходного сечения трубы) и величины α вследствие неполного и периодического смачивания поверхности нагрева жидкой пленкой и последующего полного или частичного исчезновения пленки.

При прямоточном режиме даже значительный недогрев поступающей жидкости практически не влияет на интенсивность теплообмена в нижней части трубы, а приводит лишь к небольшому повышению h_n . При многократной циркуляции и недогреве жидкости теплообмен в нижней части резко ухудшается, а h_n сильно возрастает.

При режимах, близких к прямоточному, потери при входе, на трение и ускорение пренебрежимо малы, и величина h_n определяется содержанием жидкой фазы в кипяtilьной трубе. Для данных условий работы трубы (в отношении физических свойств рабочих тел, температурного режима и т. п.) существует критическое водосодержание, ниже которого интенсивность теплообмена и надежность охлаждения верхней части трубы снижаются. Величину этого водосодержания практически можно выразить через высоту пьезометрического уровня.

Опытами на установках с латунной и стальной поверхностями нагрева выяснена физическая картина протекания процесса в кипяtilьной трубе с естественной циркуляцией при различных гидродинамических режимах. Экспериментально установлено существование такого гидродинамического режима, при котором экономайзерный участок практически отсутствует, кипение происхо-

дит по всей высоте трубы. При этом режиме протекание процесса в трубе в отношении его физической сущности аналогично таковому в условиях свободного движения (в большом объеме жидкости) и подчиняется тем же закономерностям. Оптимальный режим работы трубы наступает при малой абсолютной скорости циркуляции и соответствующем запасе водосодержания в конечном сечении трубы. При этих условиях локальные значения α , отнесенные к разности между температурой стенки и температурой кипения жидкости при давлении в паровом пространстве сепаратора, по высоте трубы практически одинаковы и численно равны значениям α при кипении в большом объеме жидкости [377]; экономайзерная зона практически отсутствует; обеспечено наличие смачивающей пленки жидкости на поверхности нагрева в верхней части трубы.

Условиям оптимума соответствует определенная высота пьезометрического уровня жидкости $h_{\text{п}}$. При понижении $h_{\text{п}}$ ухудшается теплообмен в верхней части трубы, при повышении $h_{\text{п}}$ экономайзерный участок приобретает заметные размеры и происходит уменьшение интенсивности теплообмена в нижней части трубы.

При оптимальном режиме изменение гидродинамических условий по высоте трубы в связи с переменным паросодержанием практически не оказывает влияния на локальные значения α , что объясняется малыми абсолютными значениями скорости жидкой фазы как в начале, так и в конце трубы, несмотря на значительное относительное ускорение жидкости. При повышенных скоростях циркуляции $w_0 > 0,5$ м/с (при режимах, близких к $h_{\text{п}} = 100\%$) происходит повышение значения α в зоне кипения в верхней части трубы. Это повышение зависит от соотношения величин скорости циркуляции w_0 и α при кипении в условиях свободного движения и особенно заметно при малых абсолютных значениях α . Поэтому паросодержание само по себе не характеризует процесс в различных сечениях кипятильной трубы. До тех пор, пока существует смачивающая пленка жидкости (запас водосодержания), паросодержание само по себе не влияет сколько-нибудь заметно на интенсивность процесса. Существенно может влиять связанное с изменением паросодержания ускорение жидкой фазы в тех случаях, когда абсолютные значения скорости жидкости достаточно велики. То же относится к паросодержанию в выходном сечении трубы. Рекомендация постоянной цифры максимального паросодержания не имеет смысла, так как оно может изменяться в зависимости от абсолютных значений приведенных скоростей жидкости и пара.

Средние значения α при кипении в трубе существенно и сложным образом зависят от скорости циркуляции, что ясно из рис. 131. При значениях w_0 , сильно отличающихся от оптимального, величина α снижается приблизительно до 0,7 оптимального α . В результате выяснения картины процесса стал очевидным вывод по вопросу о влиянии геометрических факторов (диаметра и длины трубы) на величину α при кипении в трубах испарителей с естественной

циркуляцией. В области оптимальных режимов геометрические факторы не влияют на интенсивность процесса.

Сравнительными опытами по кипению в относительно гладкой латунной и шероховатой стальной трубах не обнаружена однозначная и имеющая практическое значение зависимость α от материала трубы при одинаковых тепловых нагрузках.

3. Расчетное определение оптимального гидродинамического режима

Для массовой доли жидкости $1 - x$ в парожидкостной смеси, вытекающей из подъемной трубы циркуляционного контура (в дальнейшем для сокращения записи целесообразно вести рассуждение применительно к пароводяной смеси и пользоваться понятиями массового и объемного водосодержания), можно написать такое соотношение:

$$1 - x = \frac{(1 - \varphi) \rho (w_{\text{п}} - w_r)}{(1 - \varphi) \rho (w_{\text{п}} - w_r) + w_0'' \rho_{\text{п}}}. \quad (\text{IX.11})$$

Для того чтобы поверхность нагрева смачивалась непрерывной пленкой жидкости, текущей в том же направлении, что и пар, очевидно, необходимо соблюдение условия $w_{\text{п}} > w_r$. Это условие обязательно, потому что в случаях высыхания пленки, периодических ее разрывов, смачивания ею только части периметра, знакопеременного движения и других нарушений режима ее течения будет наблюдаться понижение коэффициента теплоотдачи α_2 от стенки трубы к кипящей жидкости. В испарителях с паровым обогревом коэффициенты теплоотдачи при конденсации и кипении — величины одного порядка. Поэтому уменьшение α при кипении ведет к сильному понижению коэффициента теплопередачи и к снижению производительности испарителя.

Так как в общем случае $w_{\text{п}} = w_0''/\varphi$, из условия $w_{\text{п}} > w_r$ следует, что объемное паросодержание в выходном сечении подъемной трубы меньше отношения приведенной скорости пара к его относительной скорости $\varphi < w_0''/w_r$. Это неравенство можно представить так:

$$\varphi = \frac{w_0''}{w_r} - \Delta\varphi, \quad (\text{IX.12})$$

а истинное объемное водосодержание пароводяной смеси

$$\varphi_{\text{ж}} = 1 - \varphi = 1 - \frac{w_0''}{w_r} + \Delta\varphi_{\text{ж}}. \quad (\text{IX.13})$$

Величина $\Delta\varphi_{\text{ж}}$ характеризует запас истинного объемного водосодержания парожидкостной смеси.

Условия надежности поддержания высокого значения α можно сформулировать следующим образом: $\Delta\varphi_{ж} > 0$.

Специальные опыты, проведенные с целью выяснения величины $\Delta\varphi_{ж}$, показали, что необходимый $\Delta\varphi_{ж}$ в испарителях низкого давления при разных режимах и различных условиях в отличие от w_0 и K сохраняет практически постоянное значение, весьма невелик и составляет 0,010 — 0,015, т. е. что большое значение α в верхней части трубы сохраняется при режимах, близких к прямоточным.

Скорость циркуляции w_0 можно найти следующим образом. По теплопоглощению поверхности нагрева вычисляется приведенная скорость пара в конце подъемной трубы контура с естественной циркуляцией w_0'' . Затем определяется истинное объемное паросодержание смеси $\varphi = w_0''/w_r - \Delta\varphi$. Величина $\Delta\varphi$ (равная по своему абсолютному значению $\Delta\varphi_{ж}$) соответствует запасу объемного водосодержания и может быть принята равной 0,015.

Значение w_r нужно брать, вообще говоря, из кривых, построенных по экспериментальным данным $w_r = w_r(w_0, w_0'')$. При небольших значениях w_0 , характерных для испарителей, по данным ЦКТИ и нашим опытам, между w_r и w_0'' существует линейная зависимость $w_r = a + bw_0''$. Поскольку и в этой области w_r зависит, кроме w_0'' , также от w_0 , то расчет в общем случае следует производить методом последовательного приближения (предварительно задаваясь ожидаемой величиной w_0 и сопоставляя ее с полученным в результате расчета значением w_0), хотя практически обычно в этом нет необходимости. В тех же случаях, когда это нужно, расчет увязывается, как показывает опыт, при одном пересчете.

Итак, в интересующей нас области

$$\varphi = \frac{w_0''}{a + bw_0''} - \Delta\varphi. \quad (\text{IX.14})$$

Согласно нашим опытам можно принять, что $a = 0,85$; $b = 1,02$ (при характерных для испарителей низких давлениях). По найденному значению φ легко найти массовое водосодержание пароводяной смеси:

$$1 - x = \frac{(1 - \varphi) \left(w_0'' \frac{1 - b\varphi}{\varphi} - a \right) \rho}{(1 - \varphi) \left(w_0'' \frac{1 - b\varphi}{\varphi} - a \right) \rho + w_0'' \rho_{п}}. \quad (\text{IX.15})$$

Минимальная скорость циркуляции

$$w_0 = \frac{w_0'' \rho_{п}}{x\rho}. \quad (\text{IX.16})$$

Высота пьезометрического уровня жидкости $h_{п}$ есть функция напорной плотности $\rho_{п}$ парожидкостной смеси и потерь на трение и ускорение (потеря при входе пренебрежимо мала вследствие малого

значения w_0). Главной составляющей $gh_{\text{н}\rho}$ является давление, обусловленное столбом смеси, потери же на трение и ускорение имеют второстепенное значение. Обозначая это давление через $gh_{\text{н}\rho}$, а величину потерь соответственно через $\Delta p_{\text{т}}$ и $\Delta p_{\text{у}}$, можно написать

$$gh_{\text{н}\rho} = gh_{\text{н}\rho} + \Delta p_{\text{т}} + \Delta p_{\text{у}}. \quad (\text{IX.17})$$

Таким образом, задача сводится к определению $h_{\text{н}}$, $\Delta p_{\text{т}}$ и $\Delta p_{\text{у}}$. Так как w_0'' известно, а соответствующая оптимуму w_0 найдена, то решение поставленной задачи может быть доведено до конца. Очевидно, что

$$h_{\text{н}} = \frac{1}{\rho} \int_0^H \rho_{\text{н}} dh. \quad (\text{IX.18})$$

Не останавливаясь на элементарных выкладках, можно привести окончательное выражение для $\rho_{\text{н}}$ в любом сечении испаряющего участка:

$$\rho_{\text{н}} = \frac{w_0 \rho - w_0'' \rho_{\text{п}}}{w_{\text{ж}}} + \frac{w_0'' \rho_{\text{п}}}{w_{\text{ж}} + w_{\text{r}}}, \quad (\text{IX.19})$$

где $w_{\text{ж}}$ — абсолютная скорость жидкости в данном сечении.

Так как $w_0'' < w_{\text{ж}} + w_{\text{r}}$, то $\frac{w_0'' \rho_{\text{п}}}{w_{\text{ж}} + w_{\text{r}}} < \rho_{\text{п}}$, и учёт этого члена, не представляющий принципиальных затруднений, не имеет практического смысла, так как $\rho_{\text{п}}$ в промышленных испарителях весьма мало по сравнению с $\rho_{\text{н}}$. Поэтому целесообразно ограничиться таким выражением:

$$\rho_{\text{н}} \cong \frac{w_0 \rho - w_0'' \rho_{\text{п}}}{w_{\text{ж}}}. \quad (\text{IX.20})$$

Абсолютная скорость жидкости в функции w_0 , w_0'' и w_{r} выражается так:

$$w_{\text{ж}} = 0,5 \left\{ w_0 + w_0'' \left(1 - \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho} \right) - w_{\text{r}} + \sqrt{\left[w_0 + w_0'' \left(1 - \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho} \right) - w_{\text{r}} \right]^2 + 4w_0 w_{\text{r}}} \right\}. \quad (\text{IX.21})$$

Составляющая высоты пьезометрического уровня, обусловленная напорной плотностью смеси:

$$h_{\text{н}} = w_0 \int_0^H \frac{dh}{w_{\text{ж}}} - \frac{1}{\rho} \int_0^H \frac{w_0'' \rho_{\text{п}}}{w_{\text{ж}}} dh. \quad (\text{IX.22})$$

Нетрудно видеть, что решение задачи, собственно говоря, заключается в нахождении первого интеграла; второй интеграл представляет собой лишь небольшую поправку.

Для условий оптимума при постоянной по высоте трубы тепловой нагрузке и $w_r = a + bw_0$ первый интеграл приводится к виду

$$\int_0^H \frac{dh}{w_{ж}} = 2 \int_0^H \frac{dh}{n_1 + n_2 h - n_2 \sqrt{h^2 + n_3 h + n_4}}. \quad (\text{IX.23})$$

Здесь $n_1 = w_0 - a$; $n_2 = \left(1 - \frac{\rho_{\Pi}}{\rho} - b\right) \frac{w_0''}{H}$; $n_3 = \frac{2n_1 n_2 + 4w_0 b \frac{w_0''}{H}}{n_2^2}$;
 $n_4 = \frac{n_1^2 + 4w_0 a}{n_2^2}$; w_0'' — приведенная скорость пара в выходном сечении кипятильной трубы.

Подстановкой Эйлера подынтегральная функция приводится к рациональному виду:

$$\int_0^H \frac{dh}{w_{ж}} = 4 \int_{y_1}^{y_2} \frac{y^2 + n_3 y + n_4}{(n_2 y + n_1)(2y + n_3)} dy = 4 \left[A \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{n_2 y + n_1} + \right. \\ \left. + B \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{(2y + n_3)^2} + C \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{2y + n_3} \right], \quad (\text{IX.24})$$

где

$$C = \frac{4n_2 n_4 - n_2 n_3^2}{8n_1 n_2 n_3 - 8n_1^2 - 2n_2^2 n_3^2};$$

$$B = \left(n_3 - 2 \frac{n_1}{n_2}\right) C; \quad A = 0,25 - 0,5n_2 C;$$

$$y_1 = -\sqrt{n_4}; \quad y_2 = H - \sqrt{H^2 + n_3 H + n_4}.$$

Следовательно,

$$h'_H = w_0 \int_0^H \frac{dh}{w_{ж}} = 4w_0 \left[\frac{A}{n_2} \ln \frac{n_2 y_2 + n_1}{n_2 y_1 + n_1} - \right. \\ \left. - \frac{B}{2} \left(\frac{1}{2y_2 + n_3} - \frac{1}{2y_1 + n_3} \right) + \frac{C}{2} \ln \frac{2y_2 + n_3}{2y_1 + n_3} \right]. \quad (\text{IX.25})$$

Второй член выражения для h_H в (IX.22) представляет собой поправку Δh_H , величина которой на порядок меньше, чем h'_H . Для вычисления этой поправки нет смысла пользоваться очень громоздкой формулой, которая получается при нахождении второго интеграла в (IX.22). Величину Δh_H можно определять из простого соотношения, пользуясь средними значениями $\bar{\rho}_{\Pi}$, \bar{w}_0'' и $\bar{w}_{ж}$. При этом $\Delta h_H = \frac{\bar{\rho}_{\Pi}}{\rho} \cdot \frac{\bar{w}_0''}{\bar{w}_{ж}} H$. Потери на трение (Δp_T) и ускорение (Δp_y)

вычисляются по формулам, принятым для двухфазного потока в расчетах парогенераторов.

Для проверки метода расчета были проведены специальные опыты по определению значений высоты оптимального уровня $h_{п}$ при разных условиях работы кипяtilьной трубы на воде. Общий температурный напор, тепловая нагрузка поверхности нагрева и приведенная скорость пара изменялись при этом в таких пределах: ΔT — от 5 до 20 К, q — от 12 до 60 кВт/м² и w_0'' от 2 до 20 м/с. Результаты опытов и расчетов представлены в табл. 7

ТАБЛИЦА 7

Номер опыта	t_1/t_2	$h_{п}$, м (из опыта)	$h_{п}$, м (по расчету)
1	95/75	0,29	0,28
2	90/75	0,34	0,33
3	85/75	0,43	0,41
4	100/85	0,35	0,34
5	100/90	0,44	0,45
6	110/100	0,43	0,51
7	105/100	0,69	0,71
8	100/95	0,66	0,70
9	95/90	0,64	0,69

(t_1 — температура греющего пара, °С; t_2 — температура вторичного пара, °С). Эти опыты могут быть разбиты на три группы: а) с высокими w_0'' от 10 до 20 м/с (№ 1—3); б) со средними w_0'' от 5 до 10 м/с (№ 4—6); в) с низкими w_0'' от 2 до 3 м/с (№ 7—9).

Как видно из таблицы, результаты расчетов удовлетворительно согласуются с опытными

данными. Наибольшие расхождения наблюдаются для двух последних режимов, характеризующихся низкими значениями q и малыми w_0'' . Естественно, что в этом случае даже небольшая в абсолютном выражении неточность определения тепловой нагрузки могла заметно сказаться на результатах расчетов. Для остальных семи режимов имеет место вполне удовлетворительное совпадение абсолютных значений $h_{п}$, вычисленных и найденных из опытов. Для всех режимов наблюдается полная согласованность расчетных и экспериментальных данных в отношении характера изменения $h_{п}$ при переходе от одного режима к другому.

Изложенный метод позволяет теоретически исследовать влияние разных факторов на величину $h_{п}$. При выполнении вариантных расчетов для ориентировочной оценки $h_{п}$ можно пользоваться приближенным соотношением

$$h_{п} \cong 1,3 \frac{w_0}{w_{ж}} H. \quad (\text{IX.26})$$

Величины w_0 и $h_{п}$, соответствующие оптимальному гидродинамическому режиму испарителей, являются сложной функцией многих факторов. Так, например, размеры трубы влияют следующим образом. С увеличением длины трубы H величина $h_{п}$ в абсолютном выражении растет, а относительное ее значение (в процентах по отношению к H) падает. Увеличение диаметра трубы приводит к повышению абсолютного и относительного значений $h_{п}$.

Пользуясь приведенными ранее соотношениями, можно проанализировать влияние на h_n любого из определяющих факторов. К наиболее существенным из них относятся физические свойства жидкостей и растворов, давление греющего и вторичного пара, степень чистоты поверхности нагрева, плотность теплового потока.

4. Теплообмен при кипении в трубах и каналах в условиях совместного влияния тепловой нагрузки и скорости потока

Ранее было показано, что в условиях оптимума коэффициент теплоотдачи α при кипении в трубах практически постоянен по высоте трубы и равен α при кипении в большом объеме жидкости. Среднее значение α для всей трубы в этом случае достигает максимума. Соответствующий максимуму α оптимальный гидродинамический режим (скорость циркуляции и высоту пьезометрического уровня) можно определить изложенным в предыдущем параграфе методом, а α — по уравнению для α при кипении в условиях свободного движения.

При отклонении от оптимального режима средний для всей трубы коэффициент теплоотдачи заметно уменьшается. Его минимальное значение на 20—40% ниже максимального (в зависимости от условий работы — p , q и др.).

Полученный в 40-х годах [377] вывод о возможности расчета теплообмена при кипении в трубах по соотношениям для интенсивности теплообмена при кипении в большом объеме впоследствии был подтвержден опытами многих авторов как по кипению в трубах и каналах насыщенных жидкостей, так и по кипению с недогревом. Это объясняется существованием широкой области режимных параметров, в которой определяющей интенсивность теплообмена величиной является только тепловая нагрузка поверхности нагрева.

Обеспечение оптимального режима важно для испарителей с паровым обогревом, особенно в тех случаях, когда значения α при кипении низки (например, при кипении вязких жидкостей и растворов). Возможность реализации такого режима (с постоянным α по высоте трубы) зависит от многих факторов. В многоступенчатых установках эта возможность облегчается потому, что при поступлении перегретой жидкости из предыдущей ступени сокращается длина экономайзерного участка. В одноступенчатых установках более заметную роль играет сочетание ряда таких факторов, как давление, тепловая нагрузка, геометрические размеры труб и др. Чем меньше давление и тепловая нагрузка, тем меньше должно быть отношение высоты трубы к ее диаметру. Для одноступенчатых промышленных испарителей (при давлениях, близких к атмосферному, и умеренных тепловых нагрузках) отношение H/D , соответствующее оптимуму, находится в пределах 50—150.

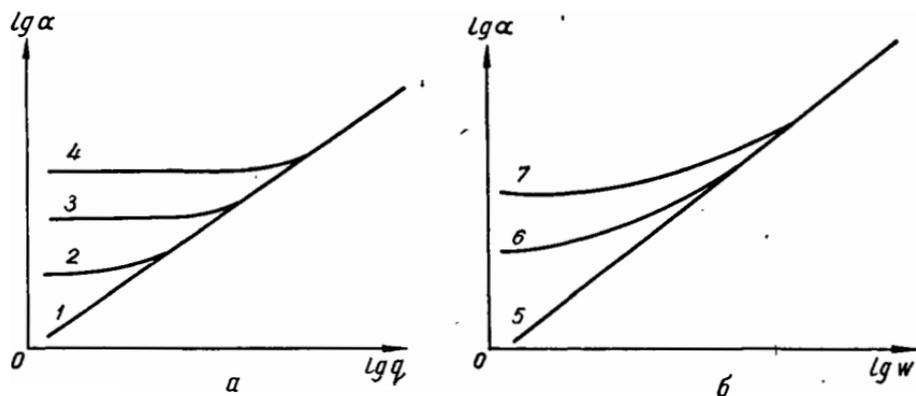
Протяженность экономайзерного участка при прочих равных условиях зависит от давления в контуре циркуляции. Это объясняется разными значениями $\frac{\partial i}{\partial p}$ при низких и высоких давлениях.

Так, например, для воды при $p = 50$ кПа $\frac{\partial i}{\partial p} = 2$ Дж/(кг · Па), а при $p = 5$ МПа $\frac{\partial i}{\partial p} = 0,06$ Дж/(кг · Па). В одноступенчатых испарителях низкого давления из-за повышенного недогрева

Рис. 132

Зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении от плотности теплового потока q (а) и скорости жидкости w (б):

1 — свободное движение; 2—4 — вынужденное течение ($w_2 < w_3 < w_4$); 5 — турбулентное течение без кипения; 6,7 — течение с кипением ($q_6 > q_7$).



протяженность экономайзерного участка может быть значительной. Для уменьшения ее нужно работать при малых скоростях циркуляции.

В длиннотрубных одноступенчатых испарителях при $H/D = 150 \div 300$ скорость циркуляции, соответствующая прямоточному режиму, больше, чем в короткотрубных, и давление в нижней части подъемной трубы относительно выше, чем в короткотрубных. Поэтому трудно обеспечить высокую интенсивность теплообмена в нижней части трубы при сохранении высокого α в верхней ее части. В этом случае приходится ориентироваться на второй максимум α , который наступает при большой высоте h_n . Он обусловлен повышенным значением α в верхней части трубы вследствие совместного влияния на α тепловой нагрузки и значительной скорости жидкости на этом участке (из-за относительно высоких w_0 и ускорения потока). Опытами [378, 380] установлено, что и при естественной циркуляции существует область режимов, в которой скорость жидкости влияет на α .

В условиях вынужденного движения жидкости, в особенности в случае принудительной циркуляции, скорость циркуляции может быть высокой. Кроме того, жидкость получает ускорение в

двухфазном потоке. Поэтому влияние скорости жидкости и парожидкостной смеси на интенсивность теплообмена при кипении может стать значительным [384]. При наличии двух соизмеримо влияющих факторов степень влияния каждого из них, естественно, зависит от отношения величин q и w или, точнее, от отношения коэффициентов теплоотдачи, обусловленных q и w . Совместное влияние q и w на α было впервые рассмотрено в работе Б. Крайца (см. [388]).

Общий характер зависимостей $\alpha = \alpha(q)$ при $w = \text{var}$ и $\alpha = \alpha(w)$ при $q = \text{var}$ показан на рис. 132. Такие зависимости получены экспериментально рядом авторов для чистых жидкостей и Р. Я. Ладиевым [385] для растворов (азотнокислого аммония).

Для корректной оценки соизмеримого влияния обоих факторов (q и w), строго говоря, нужно учитывать толщину пристенного слоя жидкости и распределение действительных скоростей жидкости в этом слое. Однако из-за больших трудностей это пока невозможно. В общем случае на скорость жидкости в двухфазном потоке влияет и скорость циркуляции w_0 , и скорость пароводяной смеси $w_{\text{см}}$, но в одних областях режимов преобладающее влияние оказывает w_0 , в других — $w_{\text{см}}$.

Поэтому влияние скорости жидкости на α при небольших паросодержаниях приближенно учитывается в эмпирических соотношениях косвенным путем через скорость циркуляции w_0 . При больших паросодержаниях потока принимается во внимание скорость парожидкостей смеси $w_{\text{см}}$, отражающая ускорение жидкой фазы в двухфазном потоке, и в некоторых случаях — изменение самого физического механизма процесса теплообмена.

При построении расчетной формулы для области режимных параметров, в которой коэффициент теплоотдачи при кипении зависит от q и w , возможны разные подходы. Специальные опыты и подробное рассмотрение вопроса о влиянии q и w_0 на α были выполнены впервые Л. С. Стерманом и Н. Г. Стюшиным [386]. Затем в [387] предложена формула для небольших паросодержаний потока, содержащая безразмерный комплекс $K_w = q/w_0 r \rho_{\text{п}}$ для учета влияния w_0 :

$$\frac{\text{Nu}_{\text{кип}}}{\text{Nu}_{\text{б.к}}} = 6150 \left[\frac{q}{r \rho_{\text{п}} w_0} \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p T_{\text{н}}} \right)^{0,333} \right]^{0,7}, \quad (\text{IX.27})$$

где $\text{Nu}_{\text{кип}}$ — число Нуссельта для теплоотдачи при кипении; $\text{Nu}_{\text{б.к}}$ — число Нуссельта для теплообмена при отсутствии кипения, определяемое из обычного соотношения для конвективного однофазного теплообмена.

Впоследствии для определения коэффициента теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного движения в случае небольших паросодержаний были предложены простые интерполяционные соотношения. Они удовлетворительно описывают переход от однофазной конвекции к развитому кипению и пригодны для нахождения α в переходной зоне совместного влияния q и w_0 . К ним

относится формула Д. А. Лабунцова [52]

$$\frac{\alpha}{\alpha_w} = \frac{4\alpha_w + \alpha_q}{5\alpha_w - \alpha_q} \quad (\text{IX.28})$$

при изменении отношения α_q/α_w от 0,5 до 2. В соответствии с экспериментальными данными, если $\alpha_q/\alpha_w < 0,5$, то можно принять, что $\alpha = \alpha_w$, если $\alpha_q/\alpha_w > 2$, то $\alpha = \alpha_q$ (где α_q — коэффициент теплоотдачи, вычисленный по формуле для развитого кипения при данной q , когда скорость потока не влияет на интенсивность теплообмена; α_w — коэффициент теплоотдачи, определенный по формуле для конвективного теплообмена однофазной жидкости при данной w_0).

С. С. Кутателадзе предложил [388] интерполяционную зависимость в форме, обеспечивающей предельные переходы,

$$\frac{\alpha}{\alpha_w} = \sqrt[n]{1 + \left(\frac{\alpha_q}{\alpha_w}\right)^n} \quad (\text{IX.29})$$

(если $\alpha_q/\alpha_w \rightarrow 0$, то $\alpha \rightarrow \alpha_w$; если $\alpha_q/\alpha_w \rightarrow \infty$, то $\alpha \rightarrow \alpha_q$). В конкретном виде расчетной формулы значение n принято равным 2 на основании опытных данных по кипению воды в трубах.

В случае большой скорости парожидкостной смеси $w_{\text{см}}$ для учета ее влияния предложен ряд эмпирических зависимостей, основанных на разных подходах. К числу наиболее известных, рекомендуемых в зарубежной литературе зависимостей, относятся формулы вида

$$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{ж}}} = A \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^n, \quad (\text{IX.30})$$

в которых в качестве определяющей величины принят параметр Мартинелли

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu}{\mu_{\text{п}}}\right)^{0,1}. \quad (\text{IX.31})$$

Значения коэффициента A в (IX.30) для труб, кольцевых каналов и трубных пучков, по данным разных авторов, в зависимости от условий опытов изменяются от 1,5 до 3,5, а показателя степени n — от 0,4 до 0,8.

Дж. Ченом [389] предложен иной вид расчетной формулы на основе параметра X_{tt} :

$$\alpha = \alpha_q S + \alpha_w F, \quad (\text{IX.32})$$

где S и F — полученные им эмпирическим путем значения безразмерных функций параметра $1/X_{tt}$ $S = S(1/X_{tt}, \text{Re}_{\text{ж}})$ и $F = F(1/X_{tt})$.

В последнее время в ЦКТИ [390] на основе подхода, аналогичного [388], и обработки многочисленных собственных экспериментальных данных, полученных при кипении воды в трубах и кольцевых каналах, предложена относительно простая по своей струк-

туре формула для α_p при больших паросодержаниях потока:

$$\frac{\alpha_p}{\alpha} = \left[1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\alpha_q}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{w_{cm} r \rho}{q} \right)^{3/2} \right]^{1/2}, \quad (\text{IX.33})$$

где α определяется по (IX.29) при $n = 2$.

Безразмерный комплекс $w_{cm} r \rho / q$ трактуется в [390] как отношение величины пропорциональной массовой скорости в пленке ($w_{cm} \rho$) к массовой скорости пара, образующегося в пристенном слое жидкости.

Судя по рис. 14, приведенному в [390], заметное влияние w_{cm} на коэффициент теплоотдачи начинает сказываться при значении комплекса $\left(\frac{\alpha_q}{\alpha} \right)^{4/3} \left(\frac{w_{cm} r \rho}{q} \right) > 10^5$. По простоте, физическому смыслу и точности формула (XI.33) представляется более предпочтительной, чем ранее приведенные соотношения.

Все же в вопросе о влиянии w_{cm} на α далеко не все ясно. При высоких w_{cm} коэффициент теплоотдачи сильно зависит от w_{cm} . В этой области возможно подавление кипения и изменение механизма теплообмена. Однако условия, при которых начинается подавление пузырькового кипения, происходит частичное и затем полное его подавление, и теплообмен осуществляется путем испарения с поверхности тонкой пленки жидкости, изучены недостаточно и границы существования этих режимов не определены. Возможно, что это и является причиной большого разброса значений эмпирических коэффициентов A и n в формулах вида (IX.30). Во всяком случае эти вопросы требуют дальнейшего более глубокого изучения.

Движение двухфазного потока в вертикальной трубе сопровождается более или менее четко выраженными пульсациями расхода и давления [373, 391]. Особенно резко пульсации проявляются при снарядном режиме течения. Для циркуляционных контуров высокого давления этот режим нехарактерен. Поэтому при высоких давлениях пульсации в большинстве случаев невелики и практически не влияют на интенсивность теплообмена. При низких давлениях в относительно коротких трубах пульсации хоть и имеют более выраженный характер, но обычно также не приводят к существенному ухудшению теплообмена вследствие малого их периода.

В длиннотрубных циркуляционных контурах ($H \geq 5 \div 7$ м), работающих при низком давлении (особенно при вакууме), возникают низкочастотные пульсации с большой амплитудой. Они могут вызвать выбросы жидкости и пара в подтрубное пространство и осушение выходных участков. Это вызывает резкое снижение интенсивности теплоотдачи на выходных участках и уменьшение среднего коэффициента теплоотдачи для всей трубы.

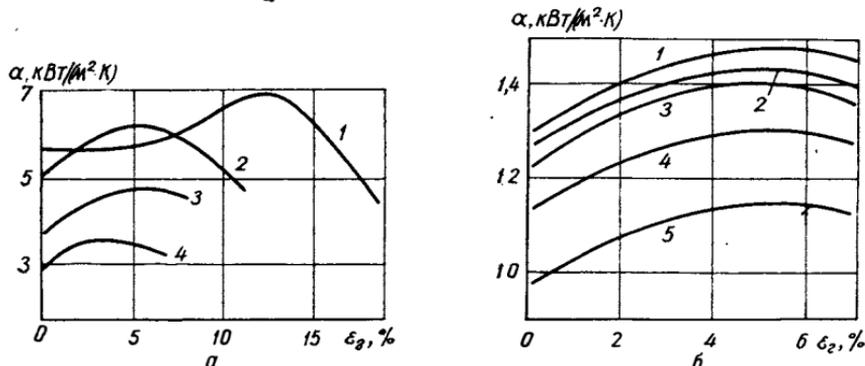
Роль пульсаций как одной из основных причин ухудшения работы длиннотрубных испарителей низкого давления подчеркнута и освещена И. М. Федоткиным и С. И. Ткаченко [392]. Возникновение и развитие пульсаций в таких испарителях связано с режимом

течения двухфазного потока, большим удельным объемом пара, малым гидравлическим сопротивлением экономайзерного участка и большим сопротивлением выходного участка трубы. Поэтому уменьшения интенсивности пульсаций и их вредных последствий можно достичь снижением сопротивления выходного участка, повышением сопротивления на входе в подъемную трубу (увеличением роли экономайзерного участка в общем сопротивлении трубы) или переходом к режиму с повышенным полезным напором.

Рис. 133

Зависимость коэффициента теплоотдачи от массового газосодержания:

a — вода ($1 - t_1/t_2 = 100/85^\circ \text{C}$; $2 - t_1/t_2 = 95/75^\circ \text{C}$; $3 - t_1/t_2 = 90/75^\circ \text{C}$; $4 - t_1/t_2 = 85/75^\circ \text{C}$; *б* — раствор сахара ($1 - 62^\circ \text{Br}$; $2 - 63^\circ \text{Br}$; $3 - 65^\circ \text{Br}$; $4 - 69^\circ \text{Br}$; $5 - 71^\circ \text{Br}$).



Эффективным методом интенсификации теплообмена при кипении в трубах и каналах является подвод легкой фазы (газообразной или паровой) в нижнюю часть кипятильной трубы. Этот метод был предложен и впервые исследован в ИТЭ [393]. Подвод легкой фазы способствует уменьшению пульсаций, интенсификации теплообмена на нижнем участке вертикальной трубы и повышению среднего значения α для всей трубы. Степень интенсификации зависит от количества подводимого газа. Опытами [393] установлено, что максимальный эффект достигается при оптимальном массовом газосодержании $\epsilon_r = G_r/G_n$, где G_r — количество подводимого газа, кг/с; G_n — количество образующегося в трубе пара, кг/с. Оптимальное значение ϵ_r зависит от свойств жидкости и режимных параметров (рис. 133). Дальнейшее исследование этого метода и разработка путей его практического применения получили успешное развитие в работах В. Ф. Коваленко с сотрудниками [394, 395], в результате чего достигнуто существенное повышение эффективности судовых опреснительных установок.

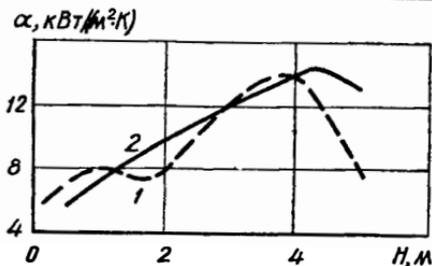
Подвод пара к входному участку трубы оказался эффективным способом ослабления пульсаций в длиннотрубных испарителях вследствие увеличения полезного напора. На рис. 134 показано характерное изменение локального коэффициента теплоотдачи

вдоль трубы при подводе пара [392]. В этом случае подача пара способствует повышению средней интенсивности теплообмена за счет сокращения выходного участка с ухудшенной теплоотдачей.

Так как теоретический коэффициент теплопередачи (для чистых поверхностей нагрева) в испарителях с паровым обогревом высок, то даже небольшие загрязнения поверхности нагрева накипью приводят к существенному уменьшению производительности испарителей. Поэтому задача борьбы с накипеобразованием в испари-

Рис. 134

Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте трубы ($p = 98$ кПа, $h_{II} = 100\%$):
1 — без подвода пара;
2 — с подводом пара.



телях весьма актуальна. Подвод легкой фазы оказался эффективным и в этом отношении [396, 397].

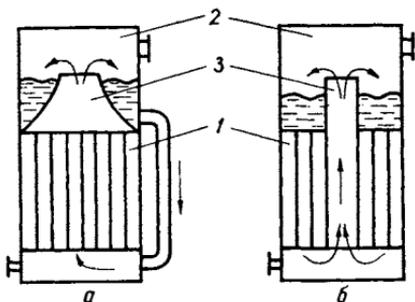
Накипеобразование — один из видов кристаллизации растворенных в жидкости веществ. Изменение режима течения потока при мелкодисперсном вдуве газовой фазы приводит к турбулизации потока и пограничного слоя, нарушая ионный обмен между ядром потока и ламинарным диффузионным подслоем у стенки трубы. Кроме того, газовые пузырьки адсорбируют на своей поверхности субмикрочастицы, образуя дополнительные центры кристаллизации в ядре потока. Таким образом, вдув газовой фазы снижает общее пересыщение раствора ионами накипеобразователей и отвлекает процесс накипеобразования от стенки трубы в ядро потока, где накипь выделяется в виде шламов.

Исследование структуры накипи и ее теплофизических свойств [396] показало, что в случае кристаллизации карбоната кальция на стенке в виде аргонита, имеющего игольчатую структуру при преимущественной ориентации большой оси кристаллов перпендикулярно поверхности нагрева, теплопроводность накипи оказывается максимальной. Это объясняется анизотропностью теплопроводности кристаллов аргонита по различным осям. Образование монокристаллов аргонита, имеющих высокую микротвердость, приводит также к частичному разрушению отложений накипи и к самоочистке поверхности нагрева [397].

С повышением концентрации раствора накипеобразователей и температуры кипения наблюдается кристаллизация карбонатов кальция в виде кальцита, имеющего структуру, отличающуюся низкой теплопроводностью. Подвод легкой фазы, снижая концентрацию накипеобразователей в пристенном слое, способствует образованию карбонатной накипи в виде аргонита.

Таким образом, интенсификация теплообмена при подводе легкой фазы достигается вследствие повышения среднего коэффициента теплоотдачи кипяtilьной трубы и уменьшения термического сопротивления накипи. Этот способ борьбы с накипеобразованием оказывается эффективнее, чем увеличение скорости циркуляции [397]. Заметное влияние на накипеобразование оказывает режим течения парожидкостного потока. Минимальная скорость отложения накипи наблюдается при пузырьковой форме течения.

Рис. 135



Схемы выпарных аппаратов с обычной (а) и обращенной (б) циркуляцией и вынесенной зоной кипения:

1 — поверхность нагрева; 2 — паровое пространство; 3 — подъемный участок контура циркуляции.

Ухудшенная теплоотдача в длиннотрубных циркуляционных контурах связана с осушением выходного участка трубы. Для улучшения орошения стенки на выходном участке используются спиральные вставки [392], расположенные в верхней части трубы. Эти вставки не оказывают заметного влияния на интенсивность теплообмена (на участках без ухудшенного теплообмена), но расширяют область тепловых нагрузок, при которых не наблюдается ухудшения теплоотдачи. Так, спиральная вставка в трубе длиной 5 м (длина вставки 3 м, ширина 15 мм, шаг 166 мм) расширяет диапазон тепловых нагрузок без ухудшенного теплообмена на 15—20% при атмосферном давлении и приблизительно на 50% при вакууме.

Низкочастотные пульсации расхода, вызывающие ухудшение теплоотдачи в длиннотрубных контурах, могут быть снижены путем увеличения полезного напора, развиваемого подъемной трубой. Этого можно достичь либо снижением сопротивления подъемного участка, либо увеличением движущего напора циркуляции. С этой целью над обогреваемым участком подъемной трубы устанавливается труба-надставка большого диаметра [392], в результате чего при незначительном увеличении сопротивления заметно возрастает движущий напор, что приводит к повышению полезного напора.

Этот метод интенсификации теплообмена в испарителях наиболее полно выражен в конструкциях выпарных аппаратов с вынесенной зоной кипения. Они могут быть с обычной или обращенной циркуляцией (рис. 135). В таких аппаратах подогрев жидкости осуществляется в опускных или подъемных трубах до температу-

ры, превышающей температуру насыщения в сепараторе. Однако кипения в обогреваемых трубах либо вообще нет, либо оно только начинается на выходе из подъемных обогреваемых труб. Это объясняется повышенным давлением в обогреваемых трубах по сравнению с давлением насыщения в сепараторе.

Объемное кипение жидкости происходит в необогреваемой трубе большого диаметра вследствие падения гидростатического давления. Такие аппараты устойчиво работают при обычных для промышленных испарителей давлениях.

Испарители с обращенной циркуляцией предложены [398] и исследованы в ИТЭ [378]. Конструктивно они могут быть оформлены в разных вариантах. Испарители этого класса имеют преимущества по сравнению с обычными, особенно при кипении накипе-, кристалло- и пенообразующих растворов.

В парогенераторах и испарителях с газовым обогревом коэффициент теплоотдачи при кипении во много раз больше коэффициента теплоотдачи от газа к стенке трубы и коэффициент теплопередачи практически полностью определяется интенсивностью теплообмена с газовой стороны. Поэтому в устройствах с газовым обогревом повышение α при кипении не имеет такого значения, как в испарителях и выпарных аппаратах, обогреваемых паром.

Процесс теплообмена при кипении в каналах (прямоугольного сечения, кольцевых и плоских щелях и т. п.) в общем аналогичен таковому в трубах и подчиняется тем же закономерностям. Отклонения от обычных закономерностей могут быть лишь в редких случаях при весьма малых геометрических размерах каналов, ограничивающих рост паровых пузырей и влияющих на внутренние характеристики процесса кипения.

КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

1. Трубы

Установление закономерностей возникновения и протекания кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении в трубах и каналах — весьма важная проблема для энергонапряженных устройств новой энергетической техники, работающих при высоких плотностях теплового потока. Максимально возможная энергонапряженность таких устройств ($\text{МВт}/\text{м}^2$) и предельная их мощность (МВт) определяются величинами критических тепловых потоков, чем и объясняется постоянный интерес к этой проблеме и большое количество посвященных ей экспериментальных исследований. Достаточно подробная библиография советских работ по кризису теплоотдачи при кипении в трубах приведена О. В. Ремизовым в его обзоре [399].

Разработка теории и методов расчетного определения критической плотности теплового потока $q_{\text{кр}}$ в условиях вынужденного движения жидкости и парожидкостного потока значительно сложнее аналогичной задачи для условий свободного движения жидкости, хотя решение и этой задачи также представляет большие трудности. В условиях свободного движения $q_{\text{кр}}$ определяется физическими свойствами жидкости и ее пара. В общем случае $q_{\text{кр}}$ для данной жидкости является функцией давления p и недогрева до насыщения $\Delta T_{\text{нед}}$. Случай кипения в большом объеме жидкости, недогретой в своей основной массе до температуры насыщения,

встречается в технических устройствах редко. Для условий свободного движения характерно кипение насыщенной жидкости, когда $q_{кр} = q_{кр}(p)$.

При вынужденном движении жидкости в трубах и каналах энергонапряженных устройств условия процесса кипения сложнее. В этом случае энтальпия потока в месте кризиса может сильно отличаться от энтальпии насыщенной жидкости. Кроме того, на закономерности возникновения кризиса накладывается влияние направленной скорости вынужденного движения и геометрических факторов. Критическая тепловая нагрузка оказывается сложной функцией всех этих факторов: $q_{кр} = q_{кр}(p, x, \rho w, D, l)$, где x — относительная энтальпия, ρw — массовая скорость потока, D и l — диаметр и длина (высота) трубы.

В трактовке природы кризиса теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения существуют разные подходы и точки зрения (так же, как и при теоретическом анализе вопроса о $q_{кр}$ в условиях свободного движения).

При подходе, основанном на гидродинамической модели кризиса, предполагается, что кризис обусловлен потерей устойчивости структуры двухфазного пристенного слоя и образованием устойчивых паровых пленок на участках поверхности нагрева.

В то же время на основании экспериментального исследования кризиса показано, что максимальное локальное паросодержание пристенного двухфазного слоя при наступлении кризиса теплообмена может быть значительно меньше единицы и что паровые пленки над отдельными участками поверхности нагрева существуют задолго до возникновения кризиса [400]. Подчеркнута также определяющая роль свойств жидкости, устойчивости паровых «лоскутов» и возможности их превращения в сплошную паровую пленку.

Как было показано в гл. VII, при обосновании обобщенной зависимости для критической плотности теплового потока в условиях свободного движения оказалось плодотворным представление о предельной плотности действующих центров парообразования. Этот подход можно распространить и на случай вынужденного движения. В основу расчетных зависимостей может быть положена формула для определения $q_{кр}$ при свободном движении. Для учета более сложных условий задачи при вынужденном движении она должна быть дополнена членами, учитывающими влияние массовой скорости, относительной энтальпии и размеров трубы.

Следует заметить, что в формулировке самого понятия «критический тепловой поток» имеет место некоторая неопределенность. В [374] первая критическая плотность теплового потока (которая применительно к трубам и каналам рассматривается в данной главе) определяется как максимально возможная (при данных условиях) плотность теплового потока при пузырьковом кипении и отмечается, что в случае $q > q_{кр}$ чистая форма пузырькового кипения невозможна.

В то же время встречаются и другие определения величины $q_{кр}$. Критическим называют тепловой поток, при котором происходит покраснение или пережог трубы, внезапное повышение ее температуры, колебания температуры, наблюдается максимум коэффициента теплоотдачи (что близко к определению в [374]) и т. п. Встречаются такие термины, как «быстрый» и «медленный» кризис (пережог).

Так как в некоторых случаях возможна надежная работа технических устройств в закризисной области, то ряд авторов считают термин «критическая тепловая нагрузка» в отношении труб и каналов вообще устаревшим.

При повышении q до наступления кризиса температура стенки возрастает медленно и плавно. В некоторый момент времени темп роста температуры стенки с повышением q более или менее заметно (в зависимости от режимных параметров) увеличивается, что свидетельствует о наступлении кризиса. Эта формулировка близка (по значениям $q_{кр}$) к определению $q_{кр}$ в [374].

Обработка опытных данных о $q_{кр}$ обычно производится в координатной системе $q - x$ (по локальным параметрам в месте кризиса).

В последнее время обработка данных иногда ведется в системе координат $N_{кр} - i_{вх}$, где $N_{кр}$ — критическая мощность канала. В работах ФЭИ показаны некоторые преимущества этой координатной системы, особенно при неравномерном обогреве трубы по высоте. Возможны и другие формы представления опытных данных о $q_{кр}$. Однако ни одна из систем не обладает универсальностью в отношении охвата всего многообразия сочетаний определяющих параметров.

Особенностью кризиса кипения в трубе является то, что в отличие от кипения в большом объеме резкое повышение температуры стенки трубы с увеличением тепловой нагрузки может произойти либо при переходе от пузырькового кипения к пленочному, либо вследствие высыхания (в верхней части трубы) смачивающей стенку пленки жидкости. Предыдущие замечания о $q_{кр}$ относятся к первому случаю, в некоторой мере аналогичному протеканию кризиса в условиях свободного движения. Второй случай является специфическим при кипении в трубах.

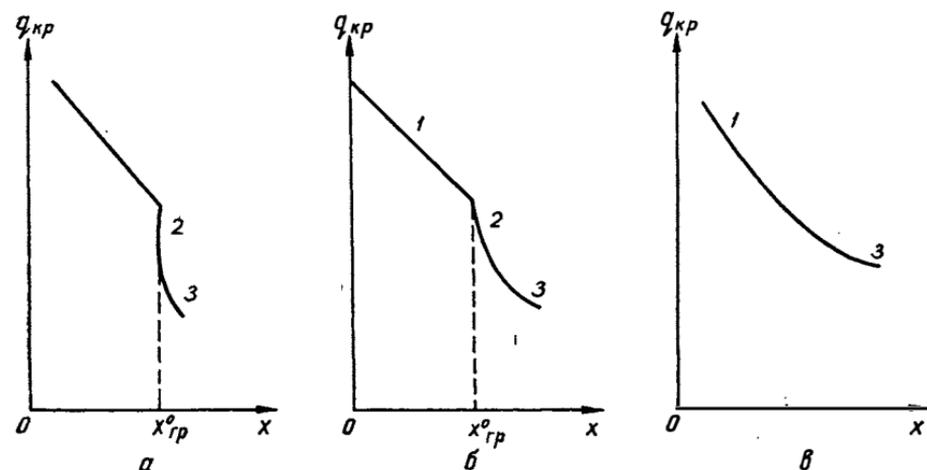
Переход от пузырькового кипения к пленочному в трубах происходит при кипении недогретой жидкости и при умеренных паросодержаниях двухфазного потока (обычно при пузырьковом режиме течения парожидкостной смеси или в первой стадии дисперсно-кольцевого режима). При высоких паросодержаниях (малой кратности циркуляции) в условиях дисперсно-кольцевого режима течения при малой толщине пристенной жидкой пленки может произойти ее высыхание. В том и другом случае механизм процесса сложен, так как его определяет ряд процессов, взаимосвязанных и действующих одновременно. По терминологии, предложенной В. Е. Дорошуким [401], кризис, обусловленный переходом пузырькового кипения в пленочное, называется кризисом

первого рода, а резкое ухудшение теплообмена в верхней части трубы вследствие высыхания жидкой пленки — кризисом второго рода. Такая терминология не вполне строга, но в определенной мере удобна.

Характер кривых зависимости $q_{кр}$ от относительной энтальпии потока x представлен на рис. 136, где по оси абсцисс откладываются расчетные значения x без учета неравновесности потока. Учас-

Рис. 136

Зависимость критической плотности теплового потока от массового паросодержания в трубах при различных давлениях.



ток 1 кривых $q_{кр} = q_{кр}(x)$ соответствует первому случаю (переходу к пленочному кипению). Конкретные значения $q_{кр}$ зависят от p , ρw , x и размеров трубы.

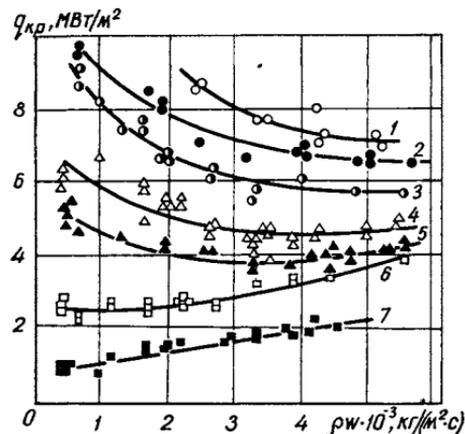
Характер влияния некоторых параметров в этом случае может выглядеть различным образом в зависимости от способа представления опытных данных (выбора базового параметра). При обработке по локальным параметрам сравнение производится при постоянной энтальпии в месте кризиса. В этом случае влияние массовой скорости в зависимости от давления проявляется неоднозначно (рис. 137). С ростом давления от 2 до 20 МПа характер влияния ρw на $q_{кр}$ изменяется. До давлений 10 МПа наблюдается отрицательное влияние ρw на $q_{кр}$, при $p > 10$ МПа — положительное. В случае повышения давления от 2 до 20 МПа величина $q_{кр}$ монотонно уменьшается. Аналогичное уменьшение критической плотности теплового потока наблюдается при росте энтальпии в зоне кризиса и постоянных p и ρw .

С увеличением диаметра трубы значение $q_{кр}$ уменьшается. Влияние длины определяется отношением l/D . В случае беспульсационного режима течения при $l/D > 20$ влияние l на $q_{кр}$ не обнаруживается.

Согласно опытным данным пренебрежимо малым оказалось влияние на $q_{кр}$ материала трубы, толщины стенки, шероховатости поверхности, наличия газов в жидкости и длительности работы поверхности нагрева.

Из сопоставления опытных данных о $q_{кр}$ при постоянной энтальпии воды на входе в трубу видно, что массовая скорость влияет однозначно — с увеличением ρw возрастает $q_{кр}$, а давление — неоднозначно и сложным образом.

Рис. 137



Влияние массовой скорости на критическую плотность теплового потока при различных давлениях ($x = 0$) [402]:

- 1 — $p = 2$ МПа; 2 — $p = 3$ МПа;
- 3 — $p = 4$ МПа; 4 — $p = 8$ МПа;
- 5 — $p = 10$ МПа; 6 — $p = 14$ МПа;
- 7 — $p = 20$ МПа.

Кризису теплоотдачи второго рода предшествует уменьшение толщины пленки. При больших толщинах пленки поверхность ее волнистая, и с гребней волн потоком срывается жидкость. С возрастанием паросодержания и скорости смеси $w_{см}$ толщина пленки уменьшается.

При некотором значении паросодержания $x_{Др}$ характер зависимости гидравлического сопротивления потока от расходного массового паросодержания изменяется, что объясняется исчезновением волн на поверхности пленки и переходом к течению с гладкой микропленкой на стенке. При дальнейшем повышении q микропленка высыхает, что сопровождается резким ухудшением теплообмена и наступлением кризиса теплоотдачи второго рода.

Принято считать, что кризис этого рода соответствует расходу жидкости в пленке, равному нулю. Существует ряд попыток составления баланса влаги в некотором сечении трубы с учетом подтекания жидкости и осаждения капель из ядра потока с одной стороны и испарения жидкости — с другой (в предположении подавления пузырькового кипения и отсутствия механического уноса). Однако предлагаемые схемы расчета носят преимущественно качественный характер. Строгого аналитического описания и решения задачи пока нет.

При давлениях до 16 МПа и массовых скоростях от 750 до

5000 кг/(м² · с) наблюдается резкое изменение характера зависимости $q_{кр}$ от x . На линии $q_{кр}(x)$ появляется излом, после которого участки 2 (см. рис. 136, а, б) линии $q_{кр}(x)$ становятся вертикальными (по данным ВТИ) или круто наклонными (по данным ФЭИ).

Граничные расходные массовые паросодержания соответствующую предельным кратностям циркуляции, расчет которых не всегда (например, при естественной циркуляции) может быть выполнен с большой точностью. Поэтому признано целесообразным ограничить область безопасной работы оборудования минимальным граничным паросодержанием $x_{гр}^0$, соответствующим точке излома (см. рис. 136 а, б) линии $q_{кр}(x)$, независимо от того, идет ли далее линия $q_{кр}(x)$ вертикально или наклонно. Величина $x_{гр}^0$ зависит от давления, массовой скорости и диаметра трубы.

При давлениях более 16 МПа резкого излома линии $q_{кр}(x)$ и участка 2 не наблюдается (см. рис. 136, в). Линия $q_{кр}(x)$ приобретает вид плавной кривой. В этом случае, хотя механизм кризиса теплоотдачи на участках 1 и 3 различен, $q_{кр}$ можно определять из соотношений вида $q_{кр}(\rho, \rho w, x, D)$ или из соответствующих таблиц и графиков.

Несмотря на огромное количество экспериментальных работ, посвященных изучению кризиса теплоотдачи, в том числе критических тепловых потоков в трубах, удовлетворительной обобщающей зависимости для $q_{кр}$, пригодной в широком интервале изменения определяющих параметров, пока нет.

В последнее время рабочей группой Научного совета по комплексной проблеме «Теплофизика» АН СССР проведены систематизация, анализ и отбор экспериментальных данных по критическим тепловым потокам при кипении воды в равномерно обогреваемых круглых трубах и в табличной форме составлены рекомендации по определению $q_{кр}$ и $x_{гр}^0$. Эти данные наиболее надежны и ими следует пользоваться при решении задач инженерной практики [403].

Таблицы рекомендуемых значений $q_{кр}$ и $x_{гр}^0$ (см. приложение) охватывают диапазон давлений 3—20 МПа, массовых скоростей 500—5000 кг/(м² · с), недогревов 0—75 К, массовых паросодержаний 0—0,75. Значения $q_{кр}$ в таблицах даны для трубы внутренним диаметром 8 мм и для относительных длин труб $l/D > 20$. Для труб других диаметров в диапазоне от 4 до 16 мм $q_{кр} = q_{кр 8} \left(\frac{8}{D}\right)^{0,5}$.

Табличные значения $x_{гр}^0$ также даны для трубы диаметром 8 мм. Они определяются по заданным давлению и массовой скорости. Для труб диаметром 4—16 мм $x_{гр}^0 = x_{гр 8}^0 \left(\frac{8}{D}\right)^{0,15}$. Приведенные в таблице значения $x_{гр}^0$ справедливы при подаче в трубу недогретой воды или смеси с массовым паросодержанием $x_{вх}$, отличающимся от указанного в таблице $x_{гр}^0$ не менее чем на 0,15.

Опытных данных о критических тепловых потоках и критической мощности труб при неравномерном их обогреве пока мало. Результаты выполненных опытов позволяют заключить, что при плавном изменении тепловой нагрузки не наблюдается заметного влияния неравномерности обогрева на критическую мощность трубы. В одних случаях $N_{кр}$ оставалось практически постоянным, в других — наблюдалось небольшое (порядка 10%) уменьшение $N_{кр}$.

В случае резких изменений тепловой нагрузки по высоте трубы и сильных всплесков тепловыделения $N_{кр}$ трубы заметно снижается. Чем больше неравномерность тепловыделения, тем меньше критическая мощность трубы.

2. Кольцевые каналы

Опытные данные о кризисе теплоотдачи при кипении в кольцевых каналах, полученные различными исследователями, не всегда согласуются между собой. Имеющиеся расхождения носят преимущественно количественный характер. Они вызваны особенностями методик проведения эксперимента, способами фиксации кризиса теплообмена, в ряде случаев отсутствием контроля устойчивости гидродинамических режимов работы экспериментальных установок, а также неконтролируемыми нарушениями геометрии проточной части кольцевого канала, возникающими в процессе изготовления и монтажа.

Все же результаты работ последнего времени позволили выявить влияние на $q_{кр}$ в кольцевых каналах основных определяющих факторов.

С увеличением паросодержания x критическая плотность теплового потока плавно снижается. Зависимость $q_{кр}(x)$, как и в трубах, носит характер, близкий к линейному. В гладких концентричных кольцевых каналах влияние на $q_{кр}$ относительной энтальпии потока в месте кризиса уменьшается с увеличением давления, длины и диаметра обогреваемого канала, а также с уменьшением массовой скорости и ширины кольцевой щели [404, 405]. В капиллярных щелях зависимость критической плотности теплового потока от недогрева слабая [405]. Уменьшение наклона кривой $q_{кр}(x)$ наблюдается также с увеличением эксцентриситета кольцевого зазора [406—410] и в некоторых режимах — с применением интенсификаторов [404, 408].

С повышением массовой скорости потока теплоносителя при недогреве жидкости всегда наблюдается рост $q_{кр}$. В области малых паросодержаний в коротких кольцевых каналах влияние скорости на $q_{кр}$ практически отсутствует, причем диапазон паросодержаний, в котором изменение скорости не приводит к существенному изменению $q_{кр}$ тем больше, чем больше обогреваемый диаметр и меньше ширина кольцевой щели [404, 408]. При давлениях, меньших 16 МПа, в длинных кольцевых каналах в области паросодержаний наблюдается обратное влияние массовой скорости на $q_{кр}$ [411].

В области такого влияния массовой скорости при паросодержаниях тем меньших, чем больше массовая скорость, некоторыми авторами [411, 412] обнаружено резкое изменение наклона кривой зависимости $q_{кр}$ (x).

Зависимость критической плотности теплового потока от давления в кольцевых каналах отличается от аналогичной зависимости в трубах. В трубах обнаружено монотонное снижение $q_{кр}$ с ростом давления от 2 до 20 МПа. В кольцевых каналах, как и в условиях свободного движения, наблюдается максимум кривой $q_{кр}$ (p). Значение p , соответствующее максимуму $q_{кр}$, перемещается с изменением режимных параметров и ширины кольцевой щели от $1/3$ до $2/3$ $p_{кр}$ [413].

При высоких массовых скоростях и больших недогревах максимум кривой $q_{кр}$ (p) сдвигается в сторону более низких давлений, а уменьшение зазора смещает максимум в сторону более высоких давлений [405]. Близкое расположение стенок в узких кольцевых каналах затрудняет отвод пара от теплоотдающей поверхности, что способствует образованию паровых пробок и снижению критической плотности теплового потока в области низких давлений. С ростом же давления уменьшается удельный объем пара и вероятность образования паровых пробок снижается.

• Еще сложнее обстановка в каналах с эксцентриситетом, где наряду с тепловой и гидродинамической неравноценностями по сечению имеются широкая и узкая части кольцевого канала. В результате совместного воздействия параметров потока в широкой и узкой частях кольцевого зазора влияние давления на критическую плотность теплового потока с увеличением эксцентриситета становится более слабым [407, 409, 410].

Увеличение эксцентриситета кольцевого зазора приводит к значительному снижению критической плотности теплового потока, особенно при больших недогревах [407, 409, 410]. В области паросодержаний в результате более интенсивного перемешивания кипящего потока теплоносителя влияние эксцентриситета кольцевого зазора на $q_{кр}$ ослабевает [404, 406—408].

Анализ данных, полученных в кольцевых каналах различной длины, показал, что значительное уменьшение критической плотности теплового потока наблюдается лишь при увеличении обогреваемой длины до 0,2—0,3 м, а дальнейшее ее увеличение уже не приводит к заметному снижению $q_{кр}$ [404, 410, 413, 414]. Однако увеличение длины кольцевого канала повышает вероятность появления эксцентриситета кольцевого зазора, что в свою очередь может привести к уменьшению величины $q_{кр}$ в длинных каналах [406, 408].

Ширина кольцевой щели, начиная с которой ее увеличение уже не приводит к значительному повышению критической плотности теплового потока, равна 1,5—2 мм [405, 414], а ширина щели, увеличение которой начинает сопровождаться плавным снижением $q_{кр}$, равна приблизительно 4 мм [408]. Увеличение усредненной

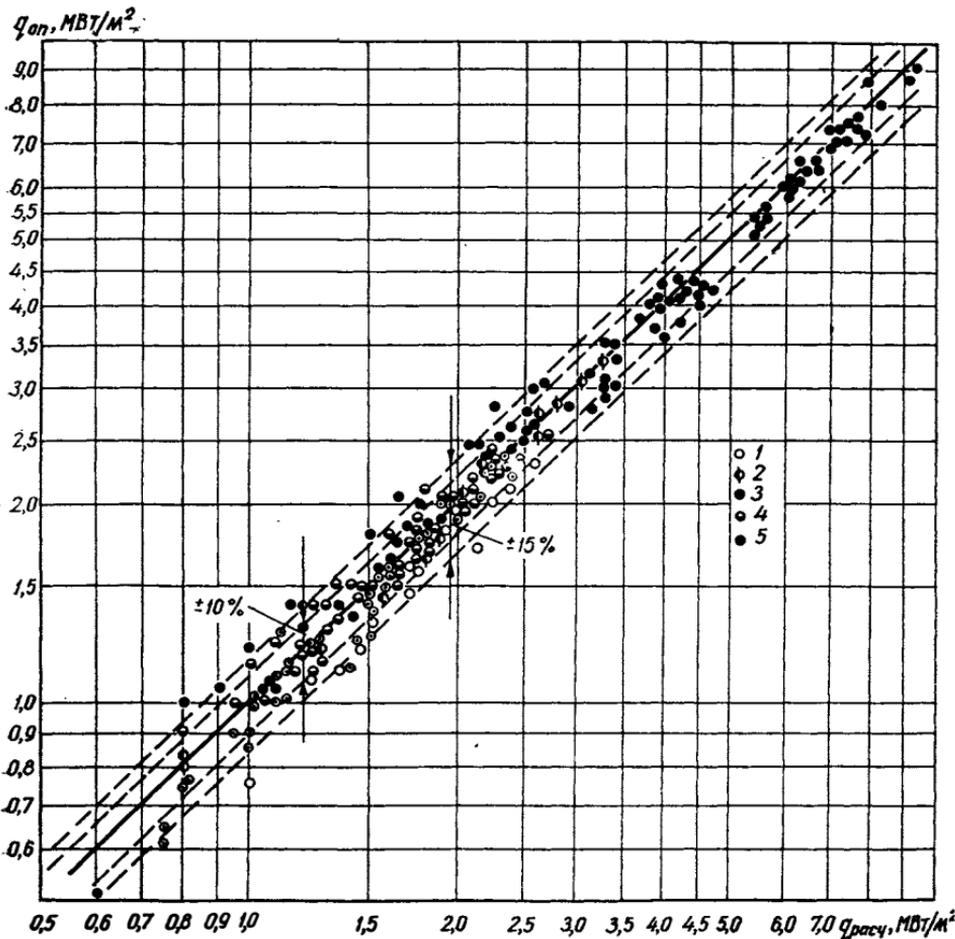
ширины кольцевой щели приводит к более интенсивному перемешиванию потока теплоносителя и выравниванию энтальпии по сечению эксцентричного кольцевого зазора [404].

С увеличением диаметра обогреваемого стержня критическая плотность теплового потока монотонно убывает [408]. Исследование влияния на $q_{кр}$ кривизны теплоотдающей поверхности [415] показало, что при вынужденном движении охлаждающей жидкости вдоль круглого стержня уменьшение величины $q_{кр}$ с увеличением

Рис. 138

Обобщение формулой (X.4) (табл. 8) опытных данных о $q_{кр}$:

1 — [408]; 2 — [406]; 3 — [414, 417]; 4 — [422, 424, 425]; 5 — [407].



диаметра можно объяснить изменением градиента скорости в пристенном слое в зависимости от кривизны поверхности. Градиент скорости при прочих равных условиях возрастает с ростом

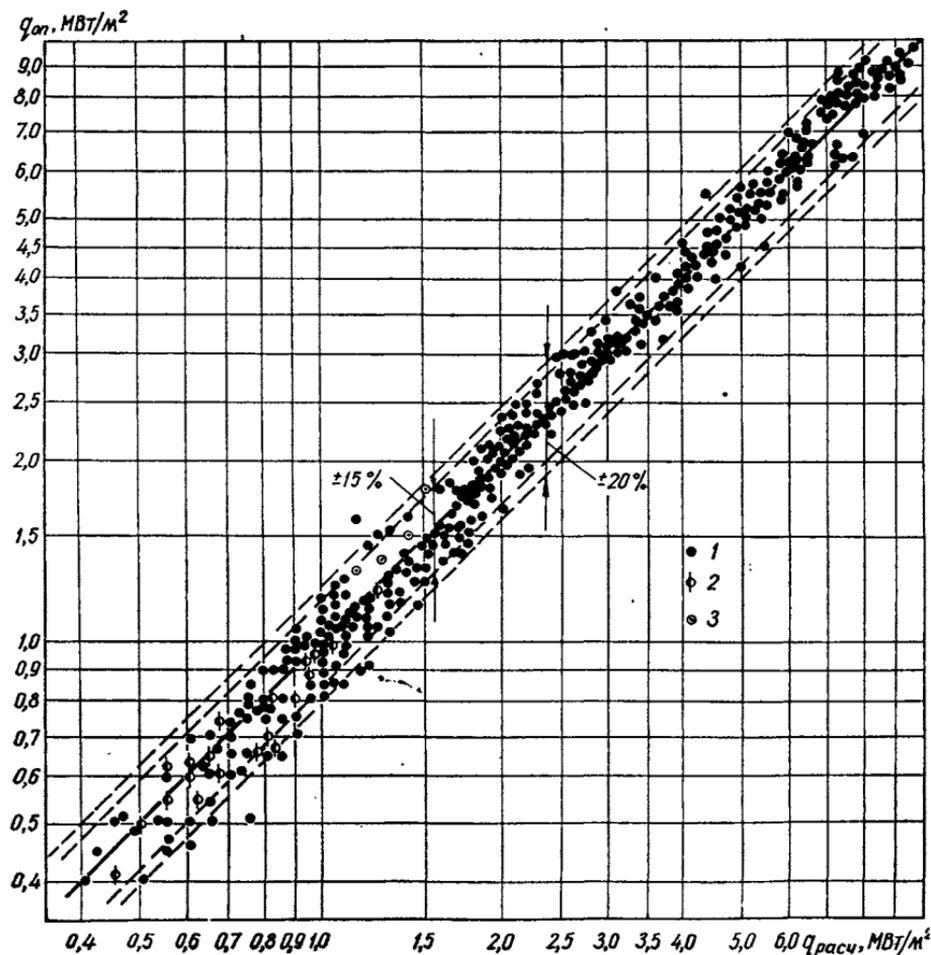
кривизны, а значения $q_{кр}$ оказываются выше на стержнях меньшего диаметра (большей кривизны).

Различной кривизной теплоотдающей поверхности можно объяснить также достижение более высоких плотностей теплового потока на внутренней поверхности кольцевого канала (по сравнению с наружной) при недогревах. В области же паросодержаний более высокие плотности теплового потока достигаются на внешней поверхности [416], так как в этом случае проявляется влияние ка-

Рис. 139

Обобщение формулой (X.5) (табл. 8) опытных данных о $q_{кр}$, полученных в кольцевых каналах с эксцентриситетом:

1 — данные ИТТФ при $\varepsilon = 0,2 \div 0,8$; 2 — [408]; 3 — [406].



Номер формулы	Источник	Формула для расчета критической плотности теплового потока в кольцевых каналах	Область применения
(X.1)	[427]	<p>где</p> $\frac{q_{кр}\mu}{\sigma r} = 4,833 \cdot 10^{-8} \left(\frac{c_p T_H}{r} \right)^{0,8} K_w^{0,4} K_x,$ $K_w = \rho_w \omega \frac{\mu}{\sigma r} \left(\frac{\rho}{\rho_H} \right)^{0,2};$ $K_x = \begin{cases} (1-x)^n & \text{при } x \geq 0; \\ \left[1 - 0,45x \left(\frac{\rho}{\rho_H} \right)^{0,85} \right] & \text{при } x < 0; \end{cases}$ $n = \begin{cases} 0,8 & \text{при } K_w \leq 1,6 \cdot 10^{-2}; \\ 50K_w & \text{при } 1,6 \cdot 10^{-2} \leq K_w \leq 6 \cdot 10^{-2}; \\ 3 & \text{при } K_w > 6 \cdot 10^{-2}; \end{cases}$ <p>$q_{кр}$ [МВт/м²]; μ [кг/(м · с)]; σ [Н/м]; ρ, ρ_H [кг/м³]; c_p [кДж/(кг · К)]; T_H [К]; r [кДж/кг]; $\rho\omega$ [кг/(м² · с)]</p>	<p>Односторонний наружный и внутренний обогрев;</p> <p>$p = 2,0 \div 19,6$ МПа;</p> <p>$\rho\omega = 190 \div 5000$ кг/(м² · с);</p> <p>$l/d_a > 100$;</p> <p>x от 0 до:</p> <p>0,9 при $p = 2,0$ МПа 0,6 при $p = 9,8$ МПа 0,4 при $p = 17,7$ МПа 0,25 при $p = 19,6$ МПа</p>
(X.2)	[414]	<p>где</p> $q_{кр} = q_0 \left[1 - 5,076 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\rho_H}{\rho} \right)^{0,731} \rho\omega x \right],$ $q_0 = 0,3359 \cdot 10^{-4} r^{1,58} L^{-0,262},$ <p>$q_{кр}, q_0$ [МВт/м²]; r [кДж/кг]</p>	<p>Внутренний обогрев;</p> <p>$p = 9,8 \div 17,7$ МПа;</p> <p>$\rho\omega = 600 \div 4200$ кг/(м² · с);</p> <p>$x \leq 0,2$;</p> <p>$L_{об} = 0,1 \div 0,4$ м;</p> <p>$d_{об} = 6 \div 12$ мм;</p> <p>$d_a = 2 \div 4$ мм</p>

(X.3)	[416]	$q_{кр} = q_0 \left[1 - 5,076 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\rho_{п}}{\rho} \right)^{0,731} \rho \omega \left(x + \frac{10^3 q f_2}{\rho \omega r f_1} \right) \right],$ <p>где</p> $q_0 = 0,3359 \cdot 10^{-4} r^{1,58} L^{-0,262}; \quad r \text{ [кДж/кг]; } \rho \omega \text{ [кг/(м}^2 \cdot \text{с)];}$ $f_1 \text{ — площадь проходного сечения канала, м}^2;$ $f_2 \text{ — площадь поверхности, от которой отводится тепловой поток, м}^2;$ $q \text{ — удельный тепловой поток от поверхности, на которой кризис не фиксировался, МВт/м}^2$	<p>Двусторонний обогрев; $p = 9,8 \div 14,7$ МПа;</p> $w_{\text{вых}} = 1 \div 6$ м/с; $\Delta t \leq 100^\circ \text{C};$ $x < 0,2$
(X.4)	[404]	$q_{кр} = q_{кр}^{c.д} K_p (\rho \omega)^{0,25} \left(\frac{d_a}{d_{об}} \right)^{0,2} l_{об}^{-0,2} \left[1 - 0,06 (\rho \omega)^{0,5} \left(\frac{d_a}{d_{об}} \right)^{0,2} x \right],$ <p>где</p> $q_{кр}^{c.д} = 7r \sqrt{af\rho\rho_{п}} 10^{-6};$ $K_p = 0,67 + \frac{0,72}{22,1 - p},$ $p \text{ [МПа]; } q_{кр}, q_{кр}^{c.д} \text{ [МВт/м}^2\text{]; } \rho \omega \text{ [кг/(м}^2 \cdot \text{с)]; } r \text{ [Дж/кг];}$ $d_a, d_{об}, l_{об} \text{ [мм]; } a \text{ [м}^2\text{/с]; } f \text{ [с}^{-1}\text{]; } \rho, \rho_{п} \text{ [кг/м}^3\text{]}$	<p>Односторонний наружный и внутренний; двусторонний (до $\bar{x} < 0,2$) обогрев; $p = 5 \div 20$ МПа; $\rho \omega = 200 \div 5000$ кг/(м² · с); $d_a = 1 \div 8$ мм; $d_{об} = 8 \div 100$ мм; $l_{об} = 100 \div 2000$ мм; $x < x_{гр}^0$</p>
(X.5)	[404]	$q_{кр}^a = q_{кр} [1 - 0,58 (\rho \omega)^{-0,37} \left(\frac{d_a}{d_{об}} \right)^{0,5} l_{об}^{0,29} \left(\frac{d_a}{d_{об}} \right)^{0,33} \varepsilon^{0,5} (1 - 0,3x)],$ <p>где $\varepsilon = \frac{\delta - \delta_{узк}}{\delta}$ — относительный эксцентриситет;</p> $\delta \text{ — зазор кольцевой щели, мм}$	<p>Эксцентричные кольцевые каналы $0 < \varepsilon < 1$ в пределах применимости формулы (X.4)</p>

Номер формулы	Источник	Формула для расчета критической плотности теплового потока в кольцевых каналах	Область применения
(X.6)	[404]	$q_{\text{кр}}^{\text{турб}} = q_{\text{кр}} \left[1 + 2,6 \cdot 10^{-3} (\rho w)^{0,75} \left(\frac{d_a}{d_{\text{об}}} \right)^{-0,33} \left(\frac{h}{s} \right)^{0,5} l_{\text{об}}^{0,1} \left(\frac{h}{\delta} \right)^{-x} \right],$ <p>где $q_{\text{кр}}$ — критическая плотность теплового потока в гладком кольцевом канале; h — высота полукольцевых поперечных ребер, мм; s — шаг между поперечными ребрами, мм</p>	<p>Односторонний наружный или внутренний обогрев с турбулизаторами на нетеплоотдающей поверхности в пределах применимости [формулы (X.4); $h < \delta/2$, $s/h = 10 \div 50$</p>
(X.7)	[424]	$\frac{\Delta i_{\text{кр}}}{i_{\text{п}}} \left(\frac{\rho_{\text{в}} w}{\rho} \sqrt[4]{\frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{g\sigma}} \right)^{0,3} \left(1 + \frac{200}{F/s} \right) =$ $= 1,8 - 0,8 \left(\frac{\rho_{\text{в}} w}{\rho} \sqrt[4]{\frac{\rho - \rho_{\text{п}}}{g\sigma}} \right)^{0,15} \frac{i_{\text{вх}}}{i},$ <p>где $\Delta i_{\text{кр}}$ — приращение теплосодержания жидкости в канале в момент возникновения кризиса; F/s — отношение величины теплоотдающей поверхности канала к площади его поперечного сечения</p>	<p>Односторонний наружный, односторонний внутренний обогрев; $p = 7,3 \div 20$ МПа; $\rho w = 500 \div 2500$ кг/(м² · с); $t_{\text{вх}} = 30 \div 280$ °С; $l_{\text{об}} = 450 \div 900$ мм; $d_a = 3$ мм</p>
(X.8)	[25]	$\frac{\Delta i_{\text{кр}}^{\text{п}}}{\Delta i_{\text{кр}}} = 1 + 7,5 \cdot 10^{-3} \left(1 - \frac{l_{\text{max}}}{l_{\text{об}}} \right)^2 \text{Fr}_* \left(\frac{q_{\text{max}}}{q_{\text{min}}} \right)^2,$ <p>где $\Delta i_{\text{кр}}^{\text{п}}$ — приращение теплосодержания на полной длине канала в момент возникновения кризиса;</p>	<p>Неравномерный по длине обогрев; $p = 4 \div 20$ МПа; $\rho w = 300 \div 8000$ кг/(м² · с); $l = 0,1 \div 6,0$ м; $d_a = 2 \div 12$ мм; $d_{\text{об}} = 6 \div 90$ мм;</p>

$\Delta i_{кр}$ — приращение теплосодержания до места возникновения кризиса;

$$q_{max}/q_{min} = 1 \div 10$$

$$Fr_* = \frac{\rho_a w}{\rho} \sqrt[4]{\frac{\rho - \rho_{п}}{g\sigma}}$$

(X.9) [411]

$$q_{кр} = K_p K_x K_d \left[10,3 - 7,8 \left(\frac{p}{9,8} \right) + 1,6 \left(\frac{p}{9,8} \right)^2 \right] \times \\ \times \left(\frac{\rho w}{1000} \right)^{1,2} \left[0,25 \left(\frac{p}{9,8} - 1 \right) - x \right] e^{-1,5x},$$

где

$$K_p \text{ — поправка на давление, } K_p = \begin{cases} 1 & \text{при } p \leq 6,9 \text{ МПа;} \\ 1,2 \sqrt{\frac{p}{9,8}} & \text{при } p \geq 6,9 \text{ МПа;} \end{cases}$$

$$K_x \text{ — поправка на паросодержание, } K_x = \begin{cases} 1 & \text{при } x \leq 0; \\ e^{-2x} & \text{при } x \geq 0; \end{cases}$$

$$K_d \text{ — поправка на геометриче-} \\ \text{ские размеры, } K_d = \begin{cases} \left(\frac{d_a}{d_{об}} \right)^{0,2} & \text{при } d_a \leq 8 \text{ мм;} \\ \left(\frac{64}{d_{об} d_a} \right)^{0,2} & \text{при } d_a \geq 8 \text{ мм;} \end{cases}$$

$x_{гр}^0$ определяется из соотношения [412]:

$$(x_{гр}^0)^2 \rho w \frac{v}{\sigma} \left(\frac{\rho}{\rho_{п}} \right)^{0,5} = 6,6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{8}{d_{об}} \right)^{0,3} \left(\frac{8}{d_a} \right)^{0,3}$$

Односторонний внутренний обогрев:
 $p = 4 \div 19,6$ МПа;

$$\rho w = 500 \div 5000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$$

$$-0,4 < x < x_{гр}^0;$$

$$d_{об} = 6 \div 96 \text{ мм};$$

$$\delta = 2 \div 22 \text{ мм};$$

$$l/d_a > 50$$

Внутренний обогрев;

$$p = 1,4 \div 16,7 \text{ МПа};$$

$$\rho w = 500 \div 5000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$$

$$d_{об} = 3 \div 40 \text{ мм};$$

$$d_a = 3 \div 10 \text{ мм}$$

сательных напряжений на границе раздела паровой и жидкой фаз.

Опыты с одновременным обогревом внутренней и внешней поверхностей кольцевого канала [417] показали, что в области недогревов кризис раньше возникает на внешней поверхности, затем при $x \cong 0$ он возникает на обеих поверхностях сразу, а с увеличением паросодержания кризис теплообмена возникает раньше на внутренней поверхности [416, 417].

Опыты при двустороннем обогреве кольцевых каналов в области недогревов при давлениях выше 10 МПа не показали отличия величин $q_{кр}$ по сравнению с односторонним обогревом [418]. В области же паросодержания и при низких давлениях в [416, 417] получены более высокие плотности теплового потока как на внутренней, так и на внешней поверхностях кольцевого канала в условиях двустороннего обогрева по сравнению с односторонним.

В кольцевых каналах с интенсификаторами в виде полукольцевых поперечных ребер на необогреваемой поверхности обнаружено увеличение критической плотности теплового потока по сравнению с гладкими каналами [404, 408, 419]. Более заметное повышение $q_{кр}$ наблюдалось в области паросодержаний и при больших массовых скоростях [404, 408, 420], что свидетельствует не только о более интенсивной турбулизации потока теплоносителя с повышением скорости, но и о более интенсивной подпитке пленки жидкости на обогреваемой поверхности за счет срыва капель с необогреваемой поверхности при кольцевой структуре потока.

Неравномерность тепловыделения по сечению и длине кольцевого канала приводит к снижению $q_{кр}$ по сравнению с равномерно обогреваемыми каналами [421—425], хотя общие закономерности влияния режимных параметров на $q_{кр}$ в неравномерно обогреваемых каналах аналогичны наблюдаемым при равномерном обогреве. Существенные результаты экспериментальных исследований кризиса теплообмена в кольцевых каналах с неравномерным обогревом получены в КПИ А. П. Орнатским с сотрудниками [422, 424, 425].

Для анализа влияния неравномерности тепловыделения в кольцевых каналах определились два основных подхода: «локальный», основанный на предсказании кризисной ситуации по локальным параметрам в сечении кризиса, и «глобальный», предсказывающий кризисную ситуацию на основе интегральных характеристик процесса.

Точность локального подхода по определению места и параметров кризисных условий уменьшается с уменьшением обогреваемой длины каналов, а точность глобального подхода уменьшается с увеличением коэффициента неравномерности. Использование локального и глобального подходов для анализа экспериментальных результатов нельзя связывать с раскрытием физического механизма кризиса теплоотдачи. Это только попытка обобщения немногочисленных опытных данных по неравномерному обогреву кольцевых каналов.

Недостаточность точных сведений о механизме кризиса теплоотдачи при кипении в условиях вынужденного движения не позволила создать достоверную физическую модель явления и дать ее математическое описание. Полуэмпирические расчетные уравнения [229, 426—428], предложенные для гладких труб и кольцевых каналов, не обобщают всех опытных данных, полученных в кольцевых каналах.

Эмпирические соотношения, представленные в [405—408, 411, 413, 414, 417, 424, 425, 429], справедливы лишь для узкого диапазона определяющих параметров. Наиболее распространенные из них даны в табл. 8.

Там же приведены полученные в ИТТФ [404] соотношения, охватывающие достаточно широкий диапазон изменения определяющих параметров. Из рис. 138 и 139 видно удовлетворительное обобщение этими соотношениями отечественных и зарубежных опытных данных о $q_{кр}$ в кольцевых каналах, полученных в последние 15—20 лет. В [404] показано обобщение формулами (X.4) — (X.6) обширных данных ИТТФ (разброс опытных точек в пределах $\pm 15\%$).

3. Пучки стержней

Стержневые тепловыделяющие элементы получили широкое применение в отечественных и зарубежных конструкциях энергетических атомных реакторов [430—433]. Этим определяется важность проблемы кризиса теплоотдачи при кипении в пучках стержней (поскольку критическая плотность теплового потока ограничивает максимальную мощность реактора).

На протяжении последних двух десятилетий в разных странах проведено значительное количество исследований кризиса теплоотдачи при кипении в стержневых сборках. Преобладающая часть работ выполнена на трех- и семистержневых сборках при длине рабочих участков от 1 до 2 м. Лишь в последние годы начали проводиться исследования кризиса теплоотдачи при кипении в многостержневых сборках большой длины [431, 433]. Поэтому существующие эмпирические зависимости для определения $q_{кр}$ пока не полностью охватывают весь диапазон геометрических и режимных параметров, характерных для атомной энергетики.

Большое разнообразие внутреннего устройства пучков, различие в способах дистанционирования стержней, многообразие условий входа теплоносителя и другие особенности пучков делают задачу разработки методов расчета критических характеристик в пучке достаточно сложной.

Обстоятельное исследование проблемы кризиса теплообмена предполагает изучение структуры и количественных характеристик пароводяного потока. В простейшем случае при кипении в трубах одновременно протекает ряд процессов тепло- и массообмена между жидкой пленкой и паровым ядром потока. В пучке стержней

картина еще более усложняется вследствие сложной формы и разных размеров каналов (зазоров), межячейкового перемешивания потоков и др. [135, 229, 429, 431, 435]. Поэтому нахождение истинных паросодержаний и расходов теплоносителя, определяющих условия возникновения кризиса теплоотдачи в пучках стержней, представляет большие трудности. При экспериментальном изучении структуры двухфазных потоков используются разные методы: γ - и рентгеновское просвечивание, электрическое зондирование, изокинетические отборы, фотографирование, в последнее время — голография [229, 434].

Для полного гидродинамического описания двухфазного потока теплоносителя необходимо знать содержание фаз в потоке. Однако, несмотря на то, что к настоящему времени накоплен некоторый экспериментальный материал по определению истинного паросодержания, до сих пор еще не существует единой обобщающей зависимости, пригодной для широкого диапазона изменения основных режимных и конструктивных параметров. Данные по двухфазному потоку, полученные в пучках стержней, очень немногочисленны, что объясняется большой трудоемкостью и сложностью экспериментов.

В [436] представлены источники имеющихся данных по исследованию кризиса теплоотдачи в пучках стержней, полученные до 1970 г. Экспериментальные данные для 126 рабочих участков сведены в библиотеку данных для ввода в память ЭВМ и внесены в расчетную программу с целью хранения, накапливания, большей доступности и облегчения анализа. Данные представлены для диапазона давлений от 1,0 до 18,5 МПа, наибольшее их количество при $p = 8,0$ МПа. Большинство данных для массовых скоростей менее $680 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ получено в шведских лабораториях, тогда как данные при $\rho w > 680 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ получены в английских и американских лабораториях.

Работа по созданию банка опытных данных по кризису теплоотдачи при кипении воды в стержневых сборках проведена и в СССР [437].

Данные по кризису теплоотдачи в пучках стержней, полученные В. И. Субботиным с сотрудниками, И. Т. Аладьевым с сотрудниками, В. Н. Смолиным, В. С. Осмачкиным и др. [431, 438—450] охватывают широкий диапазон изменения режимных и геометрических параметров: давление от 3 до 20 МПа, массовая скорость от 300 до $5000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, диаметры стержней от 5 до 20 мм, обогреваемая длина стержней от 0,2 до 7,0 м, количество стержней в пучке до 37.

Как отечественные, так и зарубежные данные в большинстве случаев представлены зависимостями $q_{кр}$ от усредненных в сечении кризиса режимных параметров потока — относительной энтальпии x , массовой скорости ρw и давления p .

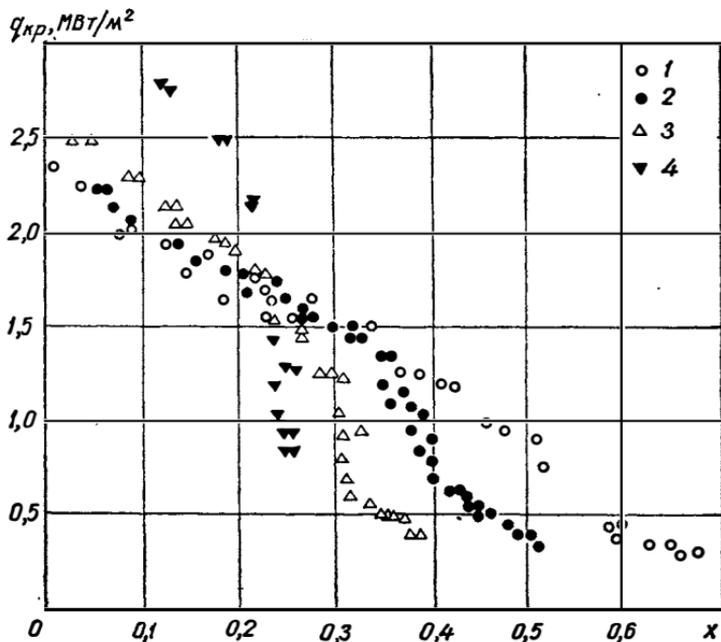
Из анализа экспериментальных результатов следует, что кризис теплоотдачи при вынужденном течении жидкости определяется

как параметрами потока, так и гидродинамической обстановкой в канале, которая в свою очередь зависит от геометрических характеристик канала. Тепловая и гидродинамическая обстановка в многостержневых сборках определяется диаметром и шагом расположения стержней, межстержневыми зазорами, зазором между обечайкой и периферийными стержнями, формой дистанционирующих устройств, количеством стержней, формой тепловыделяющей части стержней и др.

Рис. 140

Зависимость $q_{кр}$ от массового паросодержания для стержневыхборок при $p = 7,4$ МПа [431, с. 310]:

1 — $\rho w = 600$ кг/(м² · с); 2 — $\rho w = 1000$ кг/(м² · с); 3 — $\rho w = 1500$ кг/(м² · с); 4 — $\rho w = 2500$ кг/(м² · с).



С увеличением паросодержания потока теплоносителя критическая плотность теплового потока плавно уменьшается, а зависимость $q_{кр}(x)$ носит, как правило, характер, близкий к линейному.

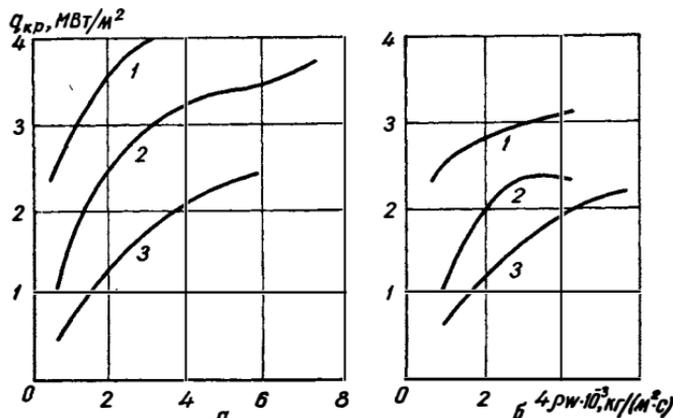
Влияние массовой скорости носит более сложный характер. В области недогрева и малых паросодержаний с увеличением массовой скорости $q_{кр}$ растет. При достижении некоторого значения массового паросодержания в стержневых сборках аналогично трубам наблюдается обратное влияние массовой скорости на $q_{кр}$ (рис. 140). В области обратного влияния массовой скорости при паросодержаниях, тем меньших, чем больше массовая скорость, происходит резкое изменение наклона кривой зависимости $q_{кр}(x)$.

С увеличением давления при постоянной массовой скорости критическая плотность теплового потока уменьшается [135, 441, 446]. Однако в [451] показано существование обратного влияния давления на критическую плотность теплового потока в диапазоне давлений от 4,4 до 8,3 МПа. В [452] отмечено, что влияние давления на критическую плотность теплового потока зависит от режима течения и оказывается относительно небольшим в режимах при высоких паросодержаниях с небольшой тенденцией к уменьшению

Рис. 141

Влияние на $q_{кр}$ зазора между стержнями при различных скоростях и энтальпии [453]:

1 — $\delta = 1,87$ мм; 2 — $\delta = 1,26$ мм; 3 — $\delta = 0,38$ мм; а — на выходе из сборки — вода недогретая до T_H на 2 К; б — на выходе из сборки — пароводяная смесь ($x = 0,043$).



$q_{кр}$ с увеличением давления. Следует отметить, что данных по определению влияния давления на $q_{кр}$ в широком диапазоне изменения массовых скоростей и паросодержаний получено мало.

Величина зазора между стержнями не оказывает заметного влияния на критический тепловой поток, если зазор больше некоторой величины. Минимальный зазор, при котором еще сохраняются высокие плотности тепловых потоков, как и в кольцевых каналах, имеет величину порядка 1,5—2,0 мм [446, 453]. Влияние вазора на $q_{кр}$ существенно лишь при зазорах меньших 2,0 мм в случае относительно малых массовых скоростей и паросодержаний. Из [453] следует (рис. 141), что критическая плотность теплового потока возрастает при увеличении зазора от 0,38 до 1,87 мм, а дальнейшее его увеличение до 4,6 мм уже не приводит к заметному росту $q_{кр}$.

При малых зазорах между стержнями и обечайкой в периферийных ячейках паросодержание выше, чем во внутренних. Увеличение пристеночного зазора сначала приводит к выравниванию гидравлических сопротивлений периферийных и внутренних яче-

ек и, следовательно, к одинаковым локальным паросодержаниям, а при дальнейшем увеличении этого зазора увеличивается паросодержание во внутренних ячейках. Таким образом, локальные паросодержания в отдельных ячейках могут значительно отличаться от среднего в зависимости от величины пристеночного зазора в выходном сечении многостержневого пучка.

Уменьшение зазора может возникать в реакторе вследствие производственных допусков, смещения стержней при сборке (эксцентриситет) или от деформации конструктивных элементов кассеты в процессе эксплуатации. Исследования перекоса пучка стержней в кожухе, а также изгибов стержней [454] и их эксцентричного смещения [455] показали, что уменьшение зазора между стержнем и кожухом, особенно в самом горячем углу пучка стержней, вызывает значительное снижение критической плотности теплового потока по сравнению с нормальным расположением стержней в пучке.

В каналах, имитирующих плотно упакованный пучок стержней [439], кризис происходит всегда в углу канала, а значение критической плотности теплового потока в несколько раз ниже, чем в свободном пучке. В угловых ячейках канала образуются застойные зоны [446], способствующие преждевременному возникновению кризиса теплоотдачи.

Для формирования потока теплоносителя пучок стержней помещается в обечайку, как правило, необогреваемую. В большинстве случаев не дается обоснования выбора формы и размеров этой обечайки, хотя влияние ее на кризис теплообмена может быть значительным из-за перераспределения потока теплоносителя между элементарными ячейками.

В эмпирических формулах «эффект холодной стенки», как правило, учитывается введением теплового диаметра. В [456] использовано представление об эффекте холодной стенки для учета влияния неравномерности энерговыделения по радиусу сборки как «частичное необогревание» одних стержней по отношению к другим. Представление об эффекте холодной стенки используется и в соотношениях [457], показывающих, что этот эффект зависит от относительного размера площади кожуха по сравнению с площадью обогреваемой поверхности стержней.

Влияние обогреваемой длины на кризис теплоотдачи заметнее проявляется в пучках, характеризующихся большой неравномерностью энтальпии по ячейкам пучка, обусловленной слабым перемешиванием и разным тепловыделением в ячейках в зависимости от их местоположения. При оптимальных размерах канала пучка, когда кризис фиксируется одновременно на всех стержнях, критическая плотность теплового потока практически не зависит от длины пучка, а отклонение размеров канала от оптимальных в любую сторону приводит к снижению критической плотности теплового потока, если ее относить к средней энтальпии. С увеличением длины увеличивается перекося энтальпии по сечению пучка, поэтому для более длинных пучков стержней следует ожидать бо-

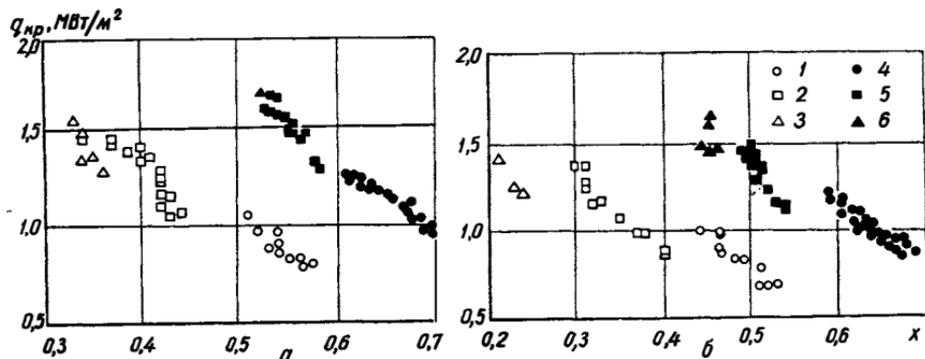
лее низких значений критической плотности теплового потока при одинаковых паросодержаниях.

Дистанционирование стержней в пучке осуществляется различными способами: навивкой на их поверхность проволоки, использованием специальных втулок, планок, решеток и других элементов. Оптимальная конструкция дистанционирующего устройства должна способствовать интенсивному перемешиванию потока теплоносителя. При этом можно достичь заметного увеличения критиче-

Рис. 142

Зависимость $q_{кр}$ от скорости и массового паросодержания [431, с. 312] при $p = 7,4$ МПа (а) и $p = 9,8$ МПа (б) в сборках с решетками сотового вида (1—3) и с интенсификаторами (4—6):

1, 4 — $\rho w = 600$ кг/(м²·с); 2, 5 — $\rho w = 1000$ кг/(м²·с); 3, 6 — $\rho w = 1500$ кг/(м²·с).



ской плотности теплового потока [449]. Уменьшение расстояния между дистанционирующими решетками приводит к затяжке кризиса теплообмена, однако в этом случае значительно увеличивается гидравлическое сопротивление канала [458].

Применение интенсификаторов [431, 458—461], турбулизирующих поток теплоносителя в межстержневом пространстве, существенно расширяет область бескризисной работы стержневых сборок по паросодержанию и тепловому потоку (рис. 142). Для определения оптимальных методов интенсификации требуется накопление опытных данных в широком диапазоне изменения геометрических характеристик пучка стержней и режимных параметров.

Влияние аксиальной формы теплового потока (изменения его по длине тепловыделяющих элементов) на критическую мощность в пучках стержней исследовано недостаточно. Необходимо проведение дальнейших исследований в этой области, поскольку аксиальное распределение теплового потока заметно изменяется в процессе работы реактора.

Экспериментальные исследования кризиса теплоотдачи при кипении в условиях нестационарных режимов, важные для диагностики различных аварийных ситуаций, а также для осуществления уско-

ренного пуска и останова реактора, малочисленны и носят пока только поисковый характер [172, 462]. Это объясняется не только большой трудоемкостью и стоимостью проведения таких работ, но и существенными методическими трудностями. Теоретические же решения [433, 450, 463, 464] с использованием вычислительных программ для расчета локальных и мгновенных значений расхода и энтальпии и соотношений для расчета кризиса в стационарных условиях пока не могут дать удовлетворительных результатов. Точность расчетов динамических режимов невысока. Она определяется точностью нахождения расходов в условиях аварий с потерей теплоносителя (когда массовая скорость очень быстро достигает малых значений) и точностью расчета критической плотности теплового потока в стационарных режимах.

При создании теоретических решений для предсказания теплового и гидродинамического режимов стержневых сборок используется также метод, известный в литературе под названием ячейкового анализа.

С помощью этого метода в СССР и за рубежом разработаны расчетные программы для определения распределений расхода и энтальпии в пучках стержней [431, 432]. Наиболее распространены за рубежом расчетные программы СОBRA и НАМВО.

Недостаток ячейкового анализа и соответствующих ему программ заключается в том, что они базируются на представлениях об однофазном течении, которые затем распространяются на двухфазные потоки путем введения эмпирических постоянных, не всегда имеющих физический смысл применительно к двухфазным системам. Поэтому сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по программам СОBRA и НАМВО [465] показало, что без изменения теплогидравлической основы вычислительных кодов невозможно достигнуть согласия с имеющимися экспериментальными данными для пучков стержней.

Распространенные в СССР в последнее время соотношения для расчета критической плотности теплового потока в продольно-омываемых пучках стержней представлены в табл. 9. Наличие большого количества опубликованных в отечественной и зарубежной литературе эмпирических (обычно громоздких) формул для определения $q_{кр}$ в пучках стержней обусловлено разнообразием и шириной диапазона изменения определяющих параметров и отсутствием пока единого подхода к решению этой проблемы, основанного на достаточно полных и строгих физических представлениях. Общим существенным недостатком многих предложенных соотношений является то, что основу их составляют расчетные зависимости для круглых труб, в то время как для открытых подканалов пучков стержней важную роль в создании кризисных условий играют гидравлическая и тепловая неравномерности и особенности формирования жидкой пленки на поверхности стержней, чем и объясняется различный уровень критических тепловых потоков в трубах и в стержневых сборках.

Номер формулы	Источник	Формула для расчета критической плотности теплового потока в пучках стержней	Область применения
(X.10)	[441]	$q_{кр} = 0,65 \cdot 10^6 \cdot \rho w^{0,2} (1-x)^{1,2} (1,3 - 0,000436\rho);$ $q_{кр} [\text{Вт/м}^2]; \quad \rho [\text{Н/см}^2].$ <p><i>Примечание.</i> Предложенная авторами [441] более детальная методика определения $q_{кр}$ приведена в [449]</p>	$p = 2,94 \div 13,72 \text{ МПа};$ $380 \leq \rho w \leq 4930 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)};$ $-0,18 \leq x \leq 0,6$
(X.11)	[445]	$Q = \frac{0,131 (1 - 0,286X)^{1/3}}{42 \left(1 + \frac{L}{3,54}\right)},$ <p>где</p> $Q = \frac{q_{кр}}{\rho \rho [gd_T (ga)^{1/3} (Pr)^{1/3} Re^{1/3}]; \quad X = x_{кр} We^{1/3};$ $Pr = \frac{\nu}{a}; \quad Re = \frac{\rho w d_T}{\mu}; \quad We = \frac{(\rho w)^2 d_T}{\rho \sigma};$ <p>L — обогреваемая длина пучка, м; $d_T = \frac{4F}{P_{об}}$ — эквивалентный тепловой диаметр, м; F — проходное сечение, м²; $P_{об}$ — обогреваемый периметр, м.</p> <p><i>Примечание.</i> Методика определения $q_{кр}$ в неравномерно обогреваемых пучках стержней приведена в [431, с. 9—19]</p>	$p = 4,0 \div 18 \text{ МПа};$ $500 \leq \rho w \leq 5000 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)};$ $-0,5 \leq X \leq 3,0;$ $4 \leq d_T \leq 20 \text{ мм};$ $0,4 \leq L \leq 7,0 \text{ м}$

(X.12)	[443]	$q_{кр} = 10^6 \cdot 2,28 [0,2 + (\rho\omega \cdot 10^{-3})]^{0,3} (1,28 - 0,004p) \times$ $\times [1 - 1,35 (\rho\omega \cdot 10^{-3})^{0,17} x];$ $q_{кр} [\text{ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч}); \quad p [\text{бар}]]$	$p = 3 \div 10 \text{ МПа};$ $400 \leq \rho\omega \leq 5000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$ $-0,1 \leq x \leq 0,3$
(X.13)	[446]	$q_{кр} = q_{кр}^{с.п} \left[\left(\frac{\rho_{п}}{\rho} \right)^{0,25} - 0,68 (\rho\omega \cdot 10^{-3})^{1,5} \left(\frac{\rho}{\rho_{п}} \right)^{0,5} (x - 0,2) \right];$ $q_{кр} [\text{МВт}/\text{м}^2]$	$10 \leq p \leq 20 \text{ МПа};$ $250 \leq \rho\omega \leq 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$ $-0,5 \leq x \leq 0,2;$ $l_{об} = 100 \div 600 \text{ мм}$
(X.14)	[431, с.60]	$q_{кр} = 0,0274 (1 - x)^{1,965} (\rho\omega)^{0,505} (1,3 - 0,00094p);$ $p [\text{МПа}); \quad q_{кр} [\text{МВт}/\text{м}^2]$	$p = 16,7 \text{ МПа};$ $2500 \leq \rho\omega \leq 4100 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$ $-0,07 \leq x \leq 0,27;$ $L = 1,0 \div 2,5 \text{ м}$
(X.15)	[431, с.69]	$q_{кр} = \frac{(21,20 - 4,22 \cdot 10^{-2}p) \rho\omega^{0,34} - 1,05 \cdot 10^{-3} \rho\omega x_{вх} r}{\left[\frac{r}{(3,76 - 0,0153p)} - 84,5 \right] + \frac{L}{d_T}};$ <p>L — обогреваемая длина сборки, м; d_T — эквивалентный тепловой диаметр сборки, м; p [ата]; r [ккал/кг]; $q_{кр}$ [МВт/м²]</p>	$10,5 \leq p \leq 17,0 \text{ МПа};$ $510 \leq \rho\omega \leq 2000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с});$ $-0,39 \leq x_{вх} \leq -0,06;$ $0,15 \leq x_{вых} \leq 0,74$

Приложение

I. Критические давления различных жидкостей, МПа

Гелий	0,23	Бутан	3,80	Фреон-22	4,99
Водород	1,29	Фреон-13	3,86	Аргон	5,00
Октан	2,50	Изобутилен	3,97	Пропанол	5,05
Неон	2,65	Циклогексан	4,03	Этилен	5,06
Гептан	2,74	Толуол	4,05	Кислород	5,09
Гексан	3,03	Фреон-12	4,11	Фреон-21	5,17
Фреон-114	3,27	Дифенил	4,18	Изопропанол	5,37
Пентан	3,37	Пропан	4,26	Криптон	5,49
Азот	3,40	Фреон-11	4,37	Ксенон	5,83
Фреон-113	3,42	Углерод четы- реххлористый	4,56	Этанол	6,39
Эфир дифенило- вый	3,45	Метан	4,64	Фреон-40	6,68
Эфир диэтило- вый	3,61	Ацетон	4,76	Двуокись угле- рода	7,38
Ксилол	3,62	Этан	4,91	Метанол	7,95
Изобутан	3,65	Бензол	4,92	Аммиак	11,29
		Бутанол	4,96	Вода	22,12

II. Граничные паросодержания при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм [403]

Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Давление, ата (МПа)					
	30 (2,94)	50 (4,90)	70 (6,87)	100 (9,81)	120 (11,77)	140 (13,73)
750	0,75	0,75	0,70	0,60	0,55	0,45
1000	0,65	0,65	0,60	0,50	0,45	0,35
1500	0,55	0,55	0,45	0,40	0,35	0,30
2000	0,45	0,45	0,40	0,30	0,30	0,30
2500	0,40	0,40	0,35	0,30	0,30	—
3000	0,35	0,35	0,30	0,30	—	—
4000	0,30	0,30	0,25	—	—	—
5000	0,30	—	—	—	—	—

Пр и м е ч а н и е. Приведенные в таблице значения граничного паросодержания $x_{гр}^0$ соответствуют минимальным из наблюдавшихся в опытах различных организаций.

III. Критическая плотность теплового потока при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм, МВт/м² [403]

Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Недогрев, К				Массовое паросодержание					
	75	50	25	ϕ	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
<i>p</i> = 30 ата (2,94 МПа)										
1000	—	—	8,80	8,20	7,25	6,35	5,60	4,95	4,30	3,70
2000	10,53	9,65	8,60	7,75	5,90	4,75	3,80	2,90	—	—
3000	11,25	10,05	8,65	7,40	5,20	3,95	3,05	—	—	—
4000	12,10	10,35	8,75	7,20	4,80	3,50	2,65	—	—	—
5000	12,60	10,65	8,85	7,05	4,30	3,30	2,50	—	—	—
<i>p</i> = 50 ата (4,90 МПа)										
1000	—	8,55	8,00	7,40	5,95	5,20	4,60	4,05	3,60	3,20
2000	9,75	9,00	8,15	7,10	5,10	4,05	3,40	2,90	—	—
3000	10,40	9,40	8,25	6,90	4,60	3,50	2,75	—	—	—
4000	11,20	9,75	8,30	6,60	4,30	3,15	2,10	—	—	—
5000	11,65	10,15	8,40	6,35	4,05	2,85	1,75	—	—	—
<i>p</i> = 70 ата (6,87 МПа)										
1000	8,15	7,60	6,85	6,15	4,70	4,00	3,50	3,05	2,60	2,10
2000	8,85	8,00	7,00	5,90	4,05	3,20	2,55	2,05	—	—
3000	9,75	8,45	7,15	5,55	3,60	2,65	1,90	—	—	—
4000	10,20	8,90	7,25	5,35	3,30	2,25	—	—	—	—
5000	11,40	9,60	7,40	5,65	3,10	1,95	—	—	—	—
<i>p</i> = 100 ата (9,81 МПа)										
1000	6,55	5,95	5,05	4,55	3,45	2,85	2,40	2,00	1,60	—
2000	7,65	6,50	5,40	4,45	2,95	2,20	1,65	—	—	—
3000	8,75	7,50	6,00	4,30	2,60	1,75	1,20	—	—	—
4000	10,00	8,25	6,40	4,50	2,40	1,55	0,95	0,55	0,35	—
5000	11,40	9,40	6,90	4,65	2,25	1,35	0,90	0,60	0,40	—
<i>p</i> = 120 ата (11,77 МПа)										
1000	5,55	4,80	4,20	3,45	2,65	2,20	1,75	1,45	—	—
2000	7,20	6,15	4,85	3,55	2,40	1,75	1,15	—	—	—
3000	8,75	7,15	5,55	3,70	2,15	1,30	0,80	0,55	—	—
4000	9,60	7,85	6,20	3,90	2,15	1,30	0,80	0,55	0,40	—
5000	11,10	8,80	6,75	4,45	2,15	1,35	0,90	0,60	0,45	—
<i>p</i> = 140 ата (13,73 МПа)										
1000	4,50	3,95	3,40	2,80	2,00	1,60	1,30	—	—	—
2000	6,15	5,15	4,15	3,10	1,95	1,30	0,80	—	—	—
3000	7,55	6,30	4,90	3,40	1,90	1,15	0,80	0,55	0,35	—
4000	9,25	7,40	5,70	3,80	2,05	1,30	0,90	0,65	0,45	—
5000	10,60	8,45	6,40	4,30	2,20	1,50	1,05	0,75	0,50	—
<i>p</i> = 160 ата (15,70 МПа)										
1000	3,75	3,25	2,70	2,10	1,55	1,20	0,90	0,65	0,40	—
2000	5,40	4,50	3,65	2,45	1,75	1,25	0,85	0,45	0,30	—
3000	6,80	5,65	4,45	2,85	1,85	1,30	0,85	0,55	0,40	—
4000	8,30	6,70	5,25	3,15	2,10	1,45	1,00	0,70	0,45	—
5000	9,80	7,85	5,90	3,75	2,40	1,65	1,20	0,80	0,55	—

Продолжение приложения III

Массовая скорость, кг/(м ² ·с)	Недогрев, К				Массовое паросодержание					
	75	50	25	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6

$p = 180$ ата (17,65 МПа)

1000	3,45	2,85	2,25	1,60	1,15	0,85	0,65	0,40	0,20
2000	4,60	3,75	3,00	2,10	1,45	1,10	0,75	0,45	0,30
3000	5,70	4,70	3,55	2,35	1,80	1,35	0,95	0,65	0,40
4000	7,25	5,75	4,40	2,85	2,05	1,55	1,15	0,80	0,50
5000	8,70	6,85	4,95	3,05	2,40	1,70	1,20	0,85	0,60

$p = 200$ ата (19,62 МПа)

1000	2,30	2,05	1,75	1,35	0,95	0,70	0,50	0,30	—
2000	3,55	2,85	2,40	1,65	1,30	1,00	0,70	0,45	0,30
3000	4,95	3,75	3,00	1,90	1,55	1,20	0,90	0,65	0,40
4000	6,25	4,85	3,55	2,00	1,70	1,40	1,10	0,75	0,50
5000	7,55	5,80	4,05	2,30	2,10	1,70	1,25	0,90	0,60

1. Гиббс Дж. В. Термодинамические работы.— М.; Л. : Гостехиздат, 1950.— 492 с.
2. Вукалович М. П., Новиков И. И. Техническая термодинамика.— М.; Л. : Госэнергоиздат, 1952.— 567 с.
3. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость.— М. : Наука, 1972.— 312 с.
4. Скрипов В. П. Кризис кипения и термодинамическая устойчивость жидкости.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск : Изд-во АН БССР, 1962, т. 2, с. 60—65.
5. Кулешов Г. Г., Моисеенко В. В., Поводайло Г. П. К вопросу о связи границ устойчивости фаз и свойств в однофазной области.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск : Наука и техника. 1968, т. 2, с. 137—142.
6. Павлов П. А., Скрипов В. П. Импульсный перегрев воды.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск : Наука и техника, 1968, т. 2, с. 131—136.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей.— Л. : Наука, 1975.— 592 с.
8. Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы : Кавитация.— Журн. эксперим. и теорет. физики, 1942, 12, № 11/12, с. 525—538.
9. Каган Ю. О кинетике кипения чистой жидкости.— Журн. физ. химии, 1960, 34, № 1, с. 92—101.
10. Volmer M. Kinetik der Phasenbildung.— Dresden; Leipzig : Steinkopff, 1939.— 220 S.
11. Аладьев И. Т. Предисловие.— В кн.: Вопросы физики кипения. М. : Мир, 1964, с. 5—12.
12. Несис Е. И. Кипение жидкостей.— М. : Наука, 1973.— 280 с.
13. Бэнков С. Г. Вскипание на твердой поверхности в отсутствии растворенной газовой фазы.— В кн.: Вопросы физики кипения. М. : Мир, 1964, с. 80—98.
14. Арефьева Е. И., Аладьев И. Т. О влиянии смачиваемости на теплообмен при кипении.— Инж.-физ. журн., 1958, 1, № 7, с. 11—17.
15. Скрипов В. П. Кризис кипения как термодинамический кризис.— Тр./Урал. политехн. ин-т, 1962, вып. 123, с. 50—57.
16. Чигарева Т. С. Кинематографическое изучение механизма роста и отрыва пузырьков пара при кипении жидкостей на горизонтальных гладких поверхностях и порах.— Инж.-физ. журн., 1966, 11, № 6, с. 773—778.
17. Андреев И. А. Кипение мартеновской ванны.— Тр. ЦНИИ наркомата тяжелой пром-сти, 1945, № 23, с. 18—41.
18. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении.— Изв. АН СССР. Энергетика и трансп., 1963, № 1, с. 58—71.
19. Новиков В. С., Костанчук Д. М. Начало кипения недогретой жидкости.— Теплофизика высок. температур, 1972, 10, № 5, с. 1065—1072.
20. Новиков В. С. Активация центров парообразования. Ч. 1.— Инж.-физ. журн., 1976, 30, № 3, с. 403—410.

21. *Рознов У. М.* Теплообмен при кипении.— В кн.: Современные проблемы теплообмена. М.; Л.: Энергия, 1966, с. 212—260.
22. *Гриффитс П., Уоллис Д.* Роль состояния поверхности при пузырьчатом кипении.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 99—137.
23. *Сю Я. Я.* О предельных размерах впадин на поверхности нагрева, являющихся активными центрами парообразования.— Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Сер. С, 1962, 84, № 3, с. 18—29.
24. *Han C. J., Griffith P.* The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1965, 8, № 6, p. 887—904.
25. *Howell J. R., Siegel R.* Incipience, growth and detachment of boiling bubbles in saturated water from artificial nucleation sites of known geometry and size.— In: Proc. 3d Int. Heat Transfer Conf. New York: Sci. press, 1966, vol. 4, p. 12—23.
26. *Hatton A. P., Hall J. S.* Photographic study of boiling on prepared surfaces.— In: Proc. 3d Int. Heat Transfer Conf. New York: Sci. press, 1966, vol. 4, p. 24—37.
27. *Dzakowich G. S., Frost W.* An analytical description of the waiting period between successive vapor bubbles formed during nucleate boiling.— In: Proc. 1968 Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst. Stanford: Stanford Univ. press, 1968, p. 98—115.
28. *Александров М. В.* К вопросу о начале пузырькового кипения жидкости.— Инж.-физ. журн., 1969, 16, № 5, с. 804—810.
29. *Леонтьев А. И., Курдюшкин А. Г.* О возникновении паровой фазы на горизонтальной поверхности нагрева.— Инж.-физ. журн., 1969, 16, № 6, с. 1110—1115.
30. *Чернобай В. А.* О начале пузырькового кипения при вынужденном движении жидкости.— Киев, 1971.— 8с.— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 2998—71 Деп.
31. *Hatton A. P., James D. D., Liew T. L.* Measurement of bubble characteristics for pool boiling from single cylindrical cavities.— In: Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf: Elsevier, 1970, vol. 5, par. B1.2.
32. *Кривешко А. А.* Исследование процесса пузырькового кипения с применением локального обогрева теплоотдающей поверхности: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1977.— 22 с.
33. *Городов А. К.* Экспериментальное исследование кипения жидкостей в области низких давлений при обогреве поверхности нагрева циркулирующей жидкостью: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— М., 1976.— 20 с.
34. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М., Островский Ю. Н.* Начало кипения недогретой воды при малых скоростях ее вынужденного движения.— Теплофизика и теплотехника, 1973, вып. 25, с. 19—22.
35. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М.* Скорость роста паровых пузырей при кипении недогретой воды.— Теплофизика и теплотехника, 1971, вып. 19, с. 3—8.
36. *McAdams W. H., Kennel W. E., Minden C. S. et al.* Heat transfer at high rate to water with surface boiling.— Ind. Eng. Chem., 1949, 41, № 9, p. 1945—1955.
37. *Buchberg H., Romie F., Lipkins R., Greenfield M.* Heat transfer, pressure drop and burnout studies with and without surface boiling for deaerated and gassed water at elevated pressures in a forced flow system.— In: Proc. 1951 Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst. Stanford: Stanford Univ. press, 1951, p. 177—191.
38. *Трещев Г. Г.* Число центров парообразования при поверхностном кипении.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоке. М.; Л.: Энергия, 1964, с. 118—129.
39. *Полетаевкин П. Г.* Гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды.— Теплоэнергетика, 1959, № 12, с. 13—19.
40. *Тарасова Н. В., Орлов В. М.* Теплоотдача и гидравлическое сопротивление

- при поверхностном кипении воды в кольцевых каналах.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоке. М.; Л.: Энергия, 1964, с. 162—187.
41. *Rayleigh J. W.* On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity.— *Phil. Mag.*, 1917, **34**, N 200, p. 94—98.
 42. *Bosnjakovic F.* Verdampfung und Flussigkeitsüberhitzung.— *Techn. Mech. und Thermodyn.*, 1930, **1**, N 10, S. 358—362.
 43. *Фритц В., Энде В.* Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 162—188.
 44. *Карлоу Х. С.* Теория теплопроводности.— М.: Гостехиздат, 1947.— 288 с.
 45. *Плестет М. С., Цвук С. А.* Рост паровых пузырей в перегретых жидкостях.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 189—211.
 46. *Форстер Г., Зубер Н.* Рост парового пузыря в перегретой жидкости.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 212—225.
 47. *Дераарабедян П.* Скорость роста пузырей пара в перегретой воде.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 226—250.
 48. *Scriven L. E.* "On the dynamics of phase growth.— *Chem. Eng. Sci.*, 1959, **10**, № 1/2, p. 1—13.
 49. *Birkhoff G., Margulies R. S., Horning W. A.* Spherical bubble growth.— *Phys. Fluids*, 1958, **1**, N 3, p. 201—204.
 50. *Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С. и др.* Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давления.— *Теплофизика высок. температур*, 1964, **2**, № 3, с. 446—453.
 51. *Лабунцов Д. А.* Теплообмен при пузырьковым кипении жидкости.— *Теплоэнергетика*, 1959, № 12, с. 19—26.
 52. *Лабунцов Д. А.* Обобщенные зависимости для критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в условиях свободного движения.— *Теплоэнергетика*, 1960, № 7, с. 76—80.
 53. *Борнхорст У. Д., Хэтсонлуос Г. Н.* Определение скорости роста пузырей с учетом дискретности у поверхности раздела фаз.— *Прикл. механика*, 1967, **89**, № 4, с. 125—132.
 54. *Mikic B. B., Rohsenow W. M., Griffith P.* On bubble growth rates.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1970, **13**, N 4, p. 657—666.
 55. *Theofanus T., Biasi L., Isbin H. S., Fauske H.* A theoretical study on bubble growth in constant and time-dependent pressure fields.— *Chem. Eng. Sci.*, 1969, **24**, N 5, p. 885—897.
 56. *Муратова Т. М., Лабунцов Д. А.* Кинетический анализ процессов испарения и конденсации. *Теплофизика высок. температур*, 1969, **26**, № 3, с. 959—967.
 57. *Board S. J., Daffey R. B.* Spherical vapour bubble growth in superheated liquids.— *Chem. Eng. Sci.*, 1971, **26**, N 3, p. 263—274.
 58. *Moore F. D., Mesler R. B.* The measurement of rapid surface temperature fluctuation during nucleate boiling of water.— *AIChE Journal*, 1961, **7**, N 4, p. 620—624.
 59. *Rogers T. F., Mesler R. B.* An experimental study of surface cooling by bubbles during nucleate boiling of water.— *AIChE Journal*, 1964, **10**, N 5, p. 656—660.
 60. *Cooper M. G., Lloyd A. P.* Transient local heat flux at nucleate boiling.— In: *Proc. 3d Int. Heat Transfer Conf.* New York: Sci. press, 1966, vol. 3, p. 193—203.
 61. *Cooper M. G., Lloyd A. P.* The microlayer in nucleate pool boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, **12**, N 8, p. 895—913.
 62. *Jawurek H. H.* Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, **12**, N 8, p. 843—848.
 63. *Van Ouwelkerk H. J.* The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1971, **14**, N 9, p. 1415—1431.

64. Kotake S. On the liquid film of nucleate boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1970, 13, N 10, p. 1595—1609.
65. Олэндер Р. Р., Уоттс Д. Аналитическое выражение толщины микрослоя при парообразовании в условиях пузырькового кипения.— *Тр. Американо-ва инженеро-механиков*, Сер. С, 1969, 91, N 1, с. 148—151.
66. Zuber N. The dynamics of vapour bubbles in nonuniform temperature fields.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1961, 2, N 1, p. 83—102.
67. Лабунцов Д. А. Механизм роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении.— *Инж.-физ. журн.*, 1963, 6, № 4, с. 33—37.
68. Лабунцов Д. А. Современные представления о механизме пузырькового кипения жидкостей.— В кн.: *Теплообмен и физическая гидродинамика*. М.: Наука, 1974, с. 98—115.
69. Cooper M. G. The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 8, p. 915—923.
70. Cooper M. G., Vijuk R. M. Bubble growth in nucleate pool boiling.— In: *Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf: Elsevier*, 1970, vol. 5, pap. B2.1.
71. Sernas V., Hooper F. C. The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 12, p. 1627—1639.
72. Язов В. В. Исследование кипения жидкостей в области низких давлений: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— М., 1971.— 34 с.
73. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. О корреляции экспериментальных данных по теплообмену при кипении некоторых криогенных жидкостей в свободном объеме.— *Теплоэнергетика*, 1973, № 9, с. 57—63.
74. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Исследование теплоотдачи при пузырьковом кипении гелия.— В кн.: *Теплообмен*, 1974: Сов. исслед. М.: Наука, 1975, с. 221—228.
75. Даферти Д., Рубин Г. Рост и разрушение пузырей на поверхности кипения.— В кн.: *Вопросы физики кипения*. М.: Мир, 1964, с. 410—426.
76. Gunther F. C. Photographic study of surface boiling heat transfer to water with forced convection.— *J. Heat Transfer*, 1951, 73, N 2, p. 115—123.
77. Трещев Г. Г. Экспериментальное исследование механизма процесса поверхностного кипения.— В кн.: *Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях*. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1959, с. 51—68.
78. Cumo M., Farelo G., Pinchera G. C. Some aspects of free convection boiling heat transfer.— In: *Proc. 3d Int. Heat Transfer Conf. New York: Sci. press*, 1966, vol. 3, p. 228—239.
79. Bashforth F., Adams J. An attempt to test the theories of capillary action.— Cambridge: Univ. press, 1883.— 59 p.
80. Fritz W. Berechnung des Maximal Volumens von Dampfblasen.— *Phys. Z.*, 1935, 36, N 11, S. 379—384.
81. Жилина В. В. Связь между краевым углом и отрывным диаметром пузырька при повышенных давлениях.— *Исслед. по физике кипения*, 1972, вып. 1, с. 84—89.
82. Зыкина-Моложен Л. М., Кутателадзе С. С. К вопросу о влиянии давления на механизм парообразования в кипящей жидкости.— *Журн. техн. физики*, 1950, 20, № 1, с. 110—116.
83. Толубинский В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жидкости.— В кн.: *Тепло- и массоперенос*. Минск: Изд-во АН БССР, 1962, т. 2, с. 112—113.
84. Толубинский В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жидкостей.— *Изв. вузов. Энергетика*, 1963, № 10, с. 77—83.
85. Semeria R. L. Caracteristiques des bulles de vapeur sur une paroi chauffante dans l'eau en ébullition à haute pression.— *C. r. Acad. agr. France*, 1963, 256, N 6, p. 1227—1230.
86. Лабунцов Д. А., Кольчугин Б. А., Головин В. С. и др. Исследование механизма пузырькового кипения воды с применением киносъемки.— В кн.:

Теплообмен в элементах энергетических установок. М.: Наука, 1966, с. 156—166.

87. *Мамонтова Н. Н.* Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях.— Журн. прикл. механики и техн. физики, 1966, № 3, с. 140—144.
88. *Кутателадзе С. С., Мамонтова Н. Н.* Исследование критических тепловых потоков при кипении жидкости в большом объеме в условиях пониженных давлений.— Инж.-физ. журн., 1967, 12, № 2, с. 181—186.
89. *Cole R., Shulman H. L.* Bubble growth rates at high Jakob numbers.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1966, 9, N 12, p. 1377—1390.
90. *Cole R., Shulman H. L.* Bubble departure diameters at subatmospheric pressures.— Chem. Eng. Progr. Symr. Ser., 1966, 62, N 64, p. 6—16.
91. *Cole R.* Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures.— AIChE Journal, 1967, 13, N 4, p. 779—783.
92. *Ягов В. В., Городов А. К., Лабунцов Д. А.* Отрывные диаметры паровых пузырей при кипении воды и этанола в условиях пониженных давлений.— В кн.: Докл. науч.-техн. конф. Моск. энерг. ин-та, секция промтеплоэнергетики, подсекция сушильн. и теплообм. устройств. М.: Моск. энерг. ин-т, 1969, с. 139—145.
93. *Несис Е. И.* Кипение в реальных условиях.— Журн. техн. физики, 1952, 22, № 9, с. 1506—1512.
94. *Несис Е. И.* О механизме отрыва пузырьков от несмачиваемой горизонтальной поверхности.— Докл. АН СССР, 1965, 165, № 4, с. 871—873.
95. *Несис Е. И., Токмаков В. И., Чигарева Т. С.* О зависимости формы поверхностных пузырьков (капель) от их размера.— Изв. АН СССР. Энергетика и Трансп., 1967, № 2, с. 146—149.
96. *Несис Е. И.* Качественная картина роста поверхностных пузырьков.— Исслед. по физике кипения, 1975, вып. 3, с. 3—15.
97. *Несис Е. И., Комаров В. И.* Механизм роста и отрыва поверхностных пузырьков.— Исслед. по физике кипения, 1974, вып. 2, с. 44—51.
98. *Френкель Я. И.* О поведении жидких капель на поверхности твердого тела.— Журн. эксперим. и теорет. физики, 1948, 18, № 7, с. 659—667.
99. *Кириченко Ю. А., Слобожанин Л. А., Щербакова Н. С.* Определение размеров паровых пузырей при их квазистатическом росте на нагревателе.— Препринт Физ.-техн. ин-та низ. температур АН УССР.— Харьков, 1974.— 18 с.
100. *Слобожанин Л. А., Тюпцов А. Д.* Эволюция и отрыв капель и пузырей при их медленном росте.— Журн. прикл. механики и техн. физики, 1975, № 1, с. 106—113.
101. *Слобожанин Л. А., Щербакова Н. С.* Плоская задача о квазистатическом росте и отрыве капель и пузырей.— Препринт Физ.-техн. ин-та низ. температур АН УССР.— Харьков, 1976.— 16 с.
102. *Лабунцов Д. А., Ягов В. В.* Экспериментальное исследование кипения жидкостей в условиях свободного движения при пониженных давлениях.— В кн.: Материалы IV Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравл. сопротивлению. Л.: Наука, 1971, ч. 1, с. 10—13.
103. *Кириченко Ю. А.* Вопросы динамики паровых пузырей при кипении.— Препринт Физ.-техн. ин-та низ. температур АН УССР.— Харьков, 1971.— 26 с.
104. *Кириченко Ю. А.* Некоторые вопросы динамики паровых пузырей в условиях слабых полей массовых сил.— Инж.-физ. журн., 1972, 22, № 1, с. 3—12.
105. *Кириченко Ю. А., Долгой М. Л., Чаркин А. И.* Исследование динамики паровых пузырей в условиях пониженной гравитации.— Препринт Физ.-техн. ин-та низ. температур АН УССР.— Харьков, 1973.— 27 с.
106. *Кириченко Ю. А.* Оценка условий отрыва паровых пузырей при пузырьковым кипении.— Инж.-физ. журн., 1973, 25, № 1, с. 5—13.
107. *Кириченко Ю. А., Цыбульский В. В., Долгой М. Л. и др.* Влияние давления на внутренние характеристики кипения азота и кислорода.— Инж.-физ. журн., 1975, 28, № 4, с. 581—589.
108. *Van Krevelen D. W., Hofstijzer P. J.* Studies of gas-bubble formation.

Calculation of interfacial area in bubble contactor.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1950, 46, N 1, p. 29—35.

109. *Клинг Г.* О динамике образования пузырей при насыщении жидкости под давлением.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 376—402.
110. *Присняков В. Ф.* Об отрыве паровых пузырей от поверхности нагрева.— Инж.-физ. журн., 1970, 19, № 5, с. 912—919.
111. *Присняков В. Ф.* Частота образования пузырей при кипении.— Журн. прикл. механики и техн. физики, 1970, № 5, с. 143—146.
112. *Singh A., Mikić B. B., Rohsenow W. M.* Effect of superheat and cavity size on frequency of bubble departure in boiling.— Trans. ASME C, 1977, 99, N 2, p. 246—249.
113. *Tolubinsky V. I., Ostrovsky Y. N.* On the mechanism of boiling heat transfer.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1966, 9, N 12, p. 1463—1470.
114. *Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н.* Кинетика роста паровых пузырей на одиночном центре парообразования.— Вопр. техн. теплофизики, 1969, вып. 2, с. 6—9.
115. *Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н.* Влияние плотности теплового потока на частоту образования паровых пузырей.— Вопр. техн. теплофизики, 1971, вып. 3, с. 108—111.
116. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М., Кривешко А. А. и др.* Механизм теплообмена при кипении и его интенсивность.— В кн.: Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Минск: Наука и техника, 1974, ч. 1, с. 63—77.
117. *Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н.* Результаты исследования внутренних характеристик кипения.— В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Л.: Наука, 1977, с. 47—53.
118. *Борисов О. З.* Экспериментальное исследование механизма переноса тепла при кипении в условиях свободной конвекции: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— М., 1968.— 15 с.
119. *Jakob M., Linke W.* Der Wärmeübergang beim Vordampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Fläschchen.— Phys. Z., 1935, 36, N 8, S. 267—280.
120. *Толубинский В. И., Островский Ю. Н.* Скорость роста паровых пузырей при кипении растворов.— В кн.: Конвективный теплообмен. Киев: Наук. думка, 1965, с. 11—17.
121. *Толубинский В. И., Островский Ю. Н.* Механизм парообразования и интенсивность теплообмена при кипении бинарных смесей.— В кн.: Теплоотдача при изменении агрегатного состояния вещества. Киев: Наук. думка, 1966, с. 7—16.
122. *Толубинский В. И., Островский Ю. Н.* К механизму теплообмена при кипении бинарных смесей.— В кн.: Теплообмен и гидродинамика в двухфазных средах. Киев: Наук. думка, 1967, с. 9—17.
123. *Островский Ю. Н.* Механизм процесса и интенсивность теплообмена при кипении бинарных смесей: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1968.— 22 с.
124. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М.* Кинематографическое исследование механизма процесса кипения недогретой воды.— Вопр. техн. теплофизики, 1969, вып. 2, с. 12—15.
125. *Tolubinsky V. I., Kostanchuk D. M.* Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity of subcooled water boiling.— In: Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf: Elsevier, 1970, vol. 5, par. B2.8.
126. *Костанчук Д. М.* Исследование внутренних характеристик и интенсивности теплообмена при кипении воды с недогревом: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1971.— 27 с.
127. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М., Островский Ю. Н.* Внутренние характеристики процесса и интенсивность теплообмена при кипении.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1972, т. 2, ч. 1, с. 53—61.

128. Толубинский В. И., Костанчук Д. М., Кривешко А. А., Островский Ю. Н. Обобщение данных по теплоотдаче при кипении жидкостей на основе внутренних характеристик процесса.— Теплофизика и теплотехника, 1973, вып. 23, с. 3—8.
129. Tolubinsky V. I. Boiling heat transfer and vapour bubble growth rate.— In : Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokyo : Jap. Soc. Mech. Eng., 1974, vol. 4, par. B2.2.
130. Перкинс А., Уэстуотер Дж. Диаметр и частота отрыва пузырей при кипении метилового спирта.— В кн.: Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964, с. 258—281.
131. Трещев Г. Г. Экспериментальное исследование механизма теплообмена при поверхностном кипении воды.— Теплоэнергетика, 1957, № 5, с. 44—47.
132. Koumoutsos N., Moissis R., Spyridonos A. A study of bubble departure in forced convection boiling.— J. Heat Transfer C, 1968, 90, N 2, p. 223—230.
133. Цыганок А. А. Экспериментальное исследование переноса тепла при кипении в условиях свободной конвекции: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— М., 1971.— 29 с.
134. Деев В. И., Гусев В. В., Дубровский Г. П. Исследование механизма кипения воды при пониженных давлениях.— Теплоэнергетика, 1965, № 8, с. 73—75.
135. Тонг Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. М.: Мир, 1969.— 344 с.
136. Данилова Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук.— Л., 1968.— 33 с.
137. Данилова Г. Н., Бельский В. К., Куприянова А. В., Боршанская А. В. Изучение парообразования при кипении аммиака и фреонов.— В кн.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л.: Наука, 1973, с. 230—239.
138. Толубинский В. И. Механизм и внутренние характеристики процесса кипения.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1973, т. 10, ч. 1, с. 341—349.
139. Кириченко Ю. А., Левченко Н. М. Исследование внутренних характеристик кипения водорода.— Журн. прикл. механики и техн. физики, 1976, № 4, с. 103—108.
140. Гаряжа В. Т., Кулинченко В. Р. Исследование механизма теплообмена при кипении воды и сахарных растворов.— Теплофизика и теплотехника, 1973, вып. 24, с. 132—135.
141. Bewilogua L., G6rner W., Kn6ner R., Vinzelberg H. Heat transfer in liquid of hydrogen.— Cryogenics, 1974, 14, N 9, p. 516—517.
142. Винтер Е. Р., Уонг А. К., Мак-Фадден П. Исследование пузырькового объемного кипения в криогенных жидкостях с помощью высокоскоростной микрофотографической съемки.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1968, т. 9, с. 301—323.
143. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Кипение криогенных жидкостей.— М.: Энергия, 1977.— 289 с.
144. Толубинский В. И. О возможности расчетного определения средней скорости роста паровых пузырей.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 26, с. 3—9.
145. Данилова Г. Н., Бельский В. К., Куприянова А. В. Кинематографическое исследование процесса парообразования фреонов.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. М.; Л.: Энергия, 1964, с. 208—224.
146. Мамонтова Н. Н., Бобрович Г. И. Исследование механизма кипения при больших тепловых потоках посредством скоростной киносъемки.— В кн.: Теплообмен при конденсации и кипении. Л., 1965, с. 65—67.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 57).
147. Островский Ю. Н., Костанчук Д. М., Кривешко А. А. К вопросу о

- влиянии плотности теплового потока на внутренние характеристики процесса кипения.— *Вопр. техн. теплофизики*, 1973, вып. 4, с. 29—33.
148. *Жозов К. А.* Число центров парообразования.— В кн.: *Аэродинамика и теплообмен в рабочих элементах энергооборудования*. Л., 1969, с. 131—135. (Тр. ЦКТИ; Вып. 91).
 149. *Кутателадзе С. С.* Теплопередача при конденсации и кипении.— М.; Л.: Машгиз, 1952.— 232 с.
 150. *Боришанский В. М., Жозов К. А.* Отрыв пузырька от поверхности нагрева.— *Инж.-физ. журн.*, 1968, 15, № 4, с. 599—604.
 151. *Зайдель А. Н.* Ошибки измерений физических величин.— Л.: Наука, 1974.— 108 с.
 152. *Кичигин М. А.* Определение коэффициентов теплопередачи испарителей аналитическим путем.— Сб. н.-и. работ Киев. индустр. ин-та, 1939, № 8, с. 183—203.
 153. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплопередачи при изменении агрегатного состояния вещества.— М.: Машгиз, 1939.— 217 с.
 154. *Кружилин Г. Н.* Теплоотдача от поверхности нагрева к кипящей однокомпонентной жидкости при свободной конвекции.— *Изв. АН СССР. Отд.-ние техн. наук*, 1948, № 7, с. 967—980.
 155. *Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Кудрявцев А. П.* Режимы теплосъема при парообразовании в условиях свободной конвекции.— *Теплофизика высок. температур*, 1968, 6, № 4, с. 702—706.
 156. *Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Температурный режим поверхности нагрева при кипении в условиях резкого повышения мощности.— *Теплофизика и теплотехника*, 1977, вып. 32, с. 3—6.
 157. *Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Цыганок А. А., Грибов А. А.* Исследование влияния паровых пузырей на температуру теплоотдающей поверхности при пузырьковом кипении.— В кн.: *Теплообмен 1974: Сов. исслед.* М.: Наука, 1975, с. 229—235.
 158. *Вуотсино К. М., Джад Р. Л.* Исследование испарения микрослоя с помощью лазерной интерферометрии.— *Тр. Америк. о-ва инж.-механиков Сер. С*, 1975, 97, № 1, с. 89—94.
 159. *Гольцова Е. И.* Влияние одиночного центра парообразования и частоты отрыва паровых пузырей в нем на температуру стенки.— *Инж.-физ. журн.*, 1965, 9, № 4, с. 458—460.
 160. *Борисов В. З., Кириллов П. Л.* Процесс кипения на одиночном центре парообразования.— В кн.: *Вопросы теплофизики ядерных реакторов*. М.: Атомиздат, 1968, с. 138—143.
 161. *Борисов В. З., Кириллов П. Л.* Экспериментальное исследование механизма переноса тепла при одиночном центре генерации пузырей.— *Инж.-физ. журн.*, 1970, 18, № 5, с. 910—915.
 162. *Созин Ю. А.* Исследование теплообмена около отдельного центра парообразования.— *Теплофизика и теплотехника*, 1973, вып. 24, с. 135—140.
 163. *Маркус Б. Д., Дропкин Д.* Экспериментальное исследование температурных профилей в перегретом пограничном слое над горизонтальной поверхностью при пузырьковом кипении воды в большом объеме.— *Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Сер. С*, 1965, 87, № 3, с. 14—34.
 164. *Стюшин Н. Г., Элинзон Л. М.* Некоторые закономерности процесса кипения при атмосферном и пониженных давлениях в условиях естественной конвекции.— *Тр. Моск. ин-та хим. машиностроения*, 1962, 1, № 2, с. 92—95.
 165. *Афган Н., Йович Л.* Анализ флуктуаций перегрева жидкости при кипении на основе условного квантования сигнала.— *Препринт Ин-та тепло- и массообмена АН БССР*.— Минск, 1976.— 16 с.
 166. *Толубинский В. И., Костанчук Д. М., Островский Ю. Н.* Влияние чистоты поверхности нагрева на интенсивность теплоотдачи при кипении воды.— *Вопр. техн. теплофизики*, 1971, вып. 3, с. 12—14.
 167. *Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н.* Влияние материала теплоотдающей поверхности на интенсивность теплообмена при кипении.— *Теплофизика и теплотехника*, 1974, вып. 27, с. 146—148.

168. Головин В. С., Кольчугин Б. Л., Лабунцов Д. А. Исследование теплообмена при кипении этилового спирта и бензола на поверхностях из различных материалов.— Инж.-физ. журн., 1964, 7, № 6, с. 35—39.
169. Олмгрен Д., Смит Д. Начальный этап пузырькового кипения жидкого азота.— Конструирование и технология машиностроения, 1969, 91, № 4, с. 301—308.
170. Jakob M. Heat transfer.— New York : Wiley, 1949.— Vol. 1. 758 p.
171. Коулинг К., Мерт Х. Пузырьковое кипение и его зарождение в жидком водороде.— Конструирование и технология машиностроения, 1969, 91, № 2, с. 237—246.
172. Нестационарный теплообмен / В. И. Кошкин, Э. К. Калинин, Г. А. Дрейцер, С. А. Ярхо.— М. : Машиностроение, 1973.— 328 с.
173. Толубинский В. И. Теплообмен при кипении в условиях свободной конвекции.— Тр. Ин-та теплоэнергетики, 1950, № 2, с. 19—29.
174. Толубинский В. И. К теории теплообмена при кипении.— Изв. вузов. Энергетика, 1959, № 1, с. 15—22.
175. Толубинский В. И., Кривешко А. А., Островский Ю. Н. О консервативности закономерностей теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 28, с. 3—5.
176. Боришанский В. М. Коэффициенты теплоотдачи к кипящей воде при сверхвысоких давлениях.— Энергомашиностроение, 1958, № 7, с. 5—9.
177. Боришанский В. М. Теплоотдача при кипении под высоким, сверхвысоким и околоскритическим давлением.— М.; Л. : Машгиз, 1958.— 17 с.
178. Головин В. С., Кольчугин Б. А., Лабунцов Д. А. Экспериментальное исследование теплообмена и критических тепловых нагрузок при кипении воды в условиях свободного движения.— Инж.-физ. журн., 1963, 6, № 2, с. 3—7.
179. Мак-Фадден П., Грассман П. Взаимосвязь между частотой отрыва пузырей и их диаметром при пузырьчатом кипении.— В кн.: Вопросы физики кипения. М. : Мир, 1964, с. 403—409.
180. Мак-Адамс В. Х. Теплопередача.— М. : Metallurgizdat, 1961.— 686 с.
181. Nishikawa K. Heat transfer in nucleate boiling.— Mem. Fac. Eng. Kyushu Univ., 1956, 16, N 1/2, p. 29—37.
182. Толубинский В. И., Островский Ю. Н. Теплообмен при кипении этилового спирта.— В кн.: Конвективный теплообмен. Киев : Наук. думка, 1965, с. 39—46.
183. Фастовский В. Г., Артым Р. И., Ровенский А. Е. Кипение фреона-11, хлористого метилена и бензола на горизонтальной трубе.— Теплоэнергетика, 1958, № 2, с. 77—79.
184. Ратиани Г. В. Исследование коэффициента теплоотдачи при кипении фреона-12 в большом объеме : Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1955.— 26 с.
185. Ратиани Г. В., Авалиани Д. М. Теплообмен при кипении фреона-12 и фреона-22.— Холодильн. техника, 1963, № 1, с. 40—44.
186. Cichelli M. T., Bonilla C. F. Heat transfer to liquids boiling under pressure.— Trans. AIChE, 1945, 41, N 6, p. 755—787.
187. Хене Е., Губер Д. Кипение бензола, дифинила и бензолдифинильных смесей в большом объеме под давлением.— Тр. Америк. о-ва инж.-механиков. Сер. С, 1963, 85, № 3, с. 31—38.
188. Клименко А. П., Козицкий В. И. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении пропана.— Нефть. и газовая пром-сть, 1967, 31, № 1, с. 40—43.
189. Кравченко В. А., Толубинская Л. Ф. Влияние давления на теплообмен при кипении метана.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 27, с. 140—143.
190. Кравченко В. А., Толубинская Л. Ф. Теплообмен при кипении этана и этилена.— Теплофизика и теплотехника, 1976, вып. 31, с. 61—64.
191. Аверин Е. К., Кружилин Г. Н. Влияние поверхностного натяжения и

- вязкости на условия теплообмена при кипении воды.— Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук, 1955, № 10, с. 131—137.
192. *Кравченко В. А., Островский Ю. Н.* Влияние шероховатости поверхности на теплообмен при кипении легких углеводородов и азота.— Теплофизика и теплотехника, 1978, вып. 35, с. 44—47.
 193. *Кириченко Ю. А., Цыбульский В. В., Костромеев А. В.* Теплообмен при кипении жидкого кислорода в большом объеме.— Инж.-физ. журн., 1971, 21, № 2, с. 276—282.
 194. *Иванов М. Е., Елухин Н. К.* Теплоотдача при кипении кислорода и азота.— Кислород, 1958, № 3, с. 19—28.
 195. *Цыбульский В. В.* Исследование механизма, теплоотдачи и кризисов пузырькового кипения криогенных жидкостей: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Харьков, 1978.— 22 с.
 196. *Хане Е., Файерштайн Г.* Экспериментальное исследование влияния давления на теплопередачу при пузырьковом кипении при свободной конвекции углекислого газа вблизи критической точки.— В кн.: Тепло и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1972, т. 9, ч. 1, с. 86—105.
 197. *Скрипов В. П., Николаев Г. П.* Теплообмен с кипящей двуокисью углерода при давлениях, близких к критическому.— Изв. вузов. Энергетика, 1964, № 4, с. 66—71.
 198. *Beurtheret C. A.* Refrigeration des tubes électroniques par vaporisation d'eau.— L'Onde électrique, 1951, N 291, p. 271—281.
 199. *Щербakov В. К.* Теплопередача через стенку, оребренную продольными ребрами, при больших тепловых нагрузках: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1962.— 20 с.
 200. *Westwater J. W.* Development of extended surfaces for use in boiling liquids.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1973, 69, N 131, p. 1—9.
 201. *Haley K. W., Westwater J. W.* Heat transfer from a fin to a boiling liquid.— Chem. Eng., Sci., 1965, 20, N 5, p. 711.
 202. *Chian-Cheng Shih, Westwater J. W.* Use of coatings of low thermal conductivity to improve fins used in boiling liquids.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1972, 15, N 10, p. 1965—1968.
 203. *Siman-Tov M.* Analysis and design of extended surfaces in boiling liquids.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1970, 66, N 102, p. 174—184.
 204. *Бертере Ш. А.* Теплообмен при комплексном испарении жидкости в случае контакта с неизотермической стенкой.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1968, т. 9, с. 190—230.
 205. *Петухов Б. С., Ковалев С. А., Жуков В. М., Казаков Г. М.* Методика и экспериментальная установка для исследования местной теплоотдачи при кипении жидкости на неизотермической поверхности.— Теплофизика высок. температур, 1971, 9, № 6, с. 1260—1263.
 206. *Петухов Б. С., Ковалев С. А., Жуков В. М. и др.* Исследование местной теплоотдачи при кипении жидкостей на неизотермической поверхности.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1972, т. 2, ч. 1., с. 102—111.
 207. *Ковалев С. А., Гешеле В. Д., Деревянко Д. Я., Долгинцев И. И.* Закономерности теплообмена при кипении жидкости на оребренной стенке.— Теплофизика высок. температур, 1976, 14, № 3, с. 559—567.
 208. *Ройзен Л. И., Дулькин И. Н.* Тепловой расчет оребренных поверхностей.— М.: Энергия, 1977.— 254 с.
 209. *А. с. 556797 (СССР).* Криохирургический зонд / О. Ф. Киневский, Ю. Н. Островский.— Опубл. в Б. И., 1977, № 17.
 210. *Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М.* Теплообмен в жидкостных пленках.— Киев: Техніка, 1972.— 200 с.
 211. *Елухин Н. К., Вишнев И. П.* Теплообмен при кипении кислорода в трубах.— Кислород, 1959, № 4, с. 5—15.
 212. *Мориц К.* Влияние геометрии капилляров на максимальную тепловую нагрузку в тепловых трубах.— В кн.: Тепловые трубы. М.: Мир, 1972, с. 33—117.
 213. *Слесаренко В. М., Саверченко В. М., Угрьюмова С. Д.* Исследование про-

- цесса дистилляции морской воды в горизонтально-плочной установке.— Изв. вузов. Энергетика, 1976, № 7, с. 90—96.
214. *Nishikawa K.* Nucleate boiling in liquid film.— Trans. Jap. Soc. Mech. Eng., 1968, 34, N 261, p. 935—949.
 215. *Кочал Т. А., Копчиков И. А.* Исследование процесса кипения в тонкой пленке.— Изв. вузов. Энергетика, 1965, № 10, с. 50—55.
 216. *Толубинский В. И., Антоненко В. А., Островский Ю. Н.* Изменение числа действующих центров парообразования в зависимости от высоты слоя жидкости.— Инж.-физ. журн., 1977, 32, № 1, 13—17.
 217. *Vennet I. A. R., Collier J. G., Pratt H. R., Thornton J. D.* Heat transfer to two-phase gas-liquid systems. P. 1 Steam-water mixtures in the liquid-dispersed region in an annulus.— Trans. Inst. Chem. Eng., 1961, 39, N 2, p. 113—126.
 218. *Левераш В. И.* Экспериментальное исследование теплоотдачи к пленке кипящей жидкости, свободно стекающей по вертикальной поверхности.— Теплоэнергетика, 1969, № 3, с. 86—88.
 219. *Данилова Г. Н., Досов В. Г.* Исследование теплоотдачи при кипении фреона-21 в стекающей пленке.— Холодильн. техника, 1970, № 8, с. 39—42.
 220. *Иванович Л., Афган Н.* Исследование теплоотдачи и структуры двухфазного пароводяного потока при вынужденной конвекции.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск : Наука и техника, 1972, т. 8, ч. 1, с. 177—195.
 221. *Александров М. В., Боришанский В. М.* Существование пузырькового кипения в организованном двухфазном потоке.— Теплофизика высок. температур, 1975, 13, № 5, с. 1035—1039.
 222. *Толубинский В. И., Антоненко В. А., Островский Ю. Н.* Подавление пузырькового кипения в неподвижной пленке жидкости.— Теплофизика высок. температур, 1977, 15, № 4, с. 822—827.
 223. *Доманский И. В., Соколов В. Н.* Определение режимов устойчивой работы выпарных аппаратов с падающей жидкостной пленкой.— Журн. прикл. химии, 1967, 40, № 2, с. 365—370.
 224. *Zuber N., Staub F. W.* Stability of dry patches forming in liquid film flowing over heated surfaces — Int. J. Heat and Mass Transfer, 1966, 9, N 9, p. 897—905.
 225. *McPherson G. D.* Axial stability of the dry patch formed in dryout of a two-phase annular flow.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1970, 13, N 7, p. 1133—1152.
 226. *Hewitt G. F., Lacey P. M. C.* The breakdown of the liquid film in annular two-phase flow.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1965, 8, N 5, p. 781—791.
 227. *Толубинский В. И., Антоненко В. А., Островский Ю. Н.* Разрушение неподвижных кипящих пленок жидкости.— Теплофизика и теплотехника, 1977, вып. 32, с. 47—50.
 228. *Vankoff S. G.* Minimum thickness of a draining liquid film.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1971, 14, N 12, p. 2143—2146.
 229. *Хьюитт Д., Холл-Тейлор Н.* Кольцевые двухфазные течения.— М. : Энергия, 1974.— 407 с.
 230. *Низматулин Б. И., Милашенко В. И., Алексеев В. И. и др.* Исследование распределения жидкости и интенсивности массообмена между ядром потока и жидкой пленкой в дисперсно-кольцевом потоке.— В кн.: Тепломассообмен-V. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 2, с. 64—68.
 231. *Низматулин Б. И., Милашенко В. И., Шугаев Ю. З.* Исследование распределения жидкости между ядром и пленкой в дисперсно-кольцевом пароводяном потоке.— Теплоэнергетика, 1976, № 5, с. 77—79.
 232. *Дорожук В. Е., Низматулин Б. И.* Кризис теплообмена второго рода в вертикальной трубе при невысоких давлениях.— Теплоэнергетика, 1971, № 3, с. 79—80.
 233. *Florschuetz L. W., Henry C. L., Rashid Khan A.* Growth rates of free vapor

- bubbles in liquids at uniform superheats under normal and zero gravity conditions.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 11, p. 1465—1489.
234. *Зигель Р.* Теплообмен в условиях ослабленной гравитации.— В кн.: Успехи теплопередачи. М.: Мир, 1970, с. 162—259.
 235. *Чаркин А. И.* Исследование кипения кислорода в условиях имитации слабых полей массовых сил: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Харьков, 1974.— 28 с.
 236. *Кириченко Ю. А., Рубцова Е. С., Соляноко В. Ф.* Изучение роста и отрыва быстрорастущих газовых пузырей в условиях имитации слабых полей массовых сил.— *Вопр. гидродинамики и теплообмена в криог. системах*, 1974, вып. 4, с. 67—71.
 237. *Бекман У., Мерт Х. мл.* Фотографическое исследование процесса кипения в ускоряющейся системе.— *Тр. Амер. о-ва инж.-механиков*. Сер. С, 1965, 87, № 3, с. 60—68.
 238. *Усыкин С., Зигель Р.* Экспериментальное исследование процесса кипения в условиях уменьшенной и нулевой гравитации.— В кн.: Невесомость: Физические явления и биологические эффекты. М.: Мир, 1964, с. 103—131.
 239. *Комаров В. И., Баландин А. А.* Экспериментальное исследование роста и отрыва пузырьков в условиях центробежного моделирования сильных гравитационных полей.— *Исслед. по физике кипения*, 1975, вып. 3, с. 66—71.
 240. *Judd R. L., Merte H. Jr.* Evaluation of nucleate boiling heat flux predictions at varying levels of subcooling and acceleration.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1972, 15, N 2, p. 1075—1096.
 241. *Кириченко Ю. А., Чаркин А. И., Липатова И. В., Полушин В. Л.* Исследование теплообмена при кипении в условиях имитации слабых гравитационных полей.— *Инж.-физ. журн.*, 1969, 17, № 2, с. 201—209.
 242. *Веркин Б. И., Кириченко Ю. А., Долгой М. Л. и др.* Моделирование слабых гравитационных полей для исследования теплообмена при кипении.— В кн.: Гидравлика и теплообмен в элементах энергетического оборудования. Л., 1970, с. 152—164.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 101).
 243. *Turton J. S.* The effect of pressure and acceleration on the pool boiling of water and arcton 11.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1968, 11, N 9, p. 1295—1310.
 244. *Бутузов А. И., Файнзильберг С. Н., Безродный М. К. и др.* Экспериментальные данные по кипению фреона-12 и воды при свободном движении в условиях инерционных перегрузок.— *Теплофизика высок. температур*, 1969, 7, № 3, с. 490—494.
 245. *Файнзильберг С. Н., Усенко В. И.* Влияние инерционного ускорения на теплообмен при свободной конвекции и кипении фреонов.— *Теплоэнергетика*, 1970, № 9, с. 85—86.
 246. *Файнзильберг С. Н., Усенко В. И.* Исследование теплоотдачи при кипении фреонов-11 и 12 в условиях различных инерционных ускорений.— *Холодиль. техника*, 1973, № 5, с. 47—49.
 247. *Комаров В. И., Баландин А. А.* Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении в условиях моделирования сильных гравитационных полей.— *Исслед. по физике кипения*, 1972, вып. 1, с. 90—98.
 248. *Rallis C. J., Jawurek H. H.* Latent heat transfer in saturated nucleate boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1964, 7, N 10, p. 1051—1068.
 249. *Петровичев В. И., Кокорев Л. С., Деев В. И., Дубровский Г. П.* Исследование общих закономерностей при кипении натрия и воды в условиях свободной конвекции.— В кн.: Вопросы теплофизики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1968, с. 35—51.
 250. *Ponter A. B., Haigh C. P.* Sound emission and heat transfer in low pressure pool boiling.— *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1969, 12, N 4, p. 413—437.
 251. *Стюшин Н. Г., Элинзон Л. М.* Исследование интенсивности теплопередачи к кипящим жидкостям при атмосферном и пониженных давлениях

ях в условиях естественной конвекции.— Инж.-физ. журн., 1969, 16, № 1, с. 54—58.

252. Ягов В. В., Городов А. К., Лабунцов Д. А. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении жидкостей при пониженных давлениях в условиях свободного движения.— Инж.-физ. журн., 1970, 18, № 4, с. 624—630.
253. Городов А. К., Кабаньков О. Н., Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Экспериментальное исследование кипения воды в области низких давлений при обогреве поверхности теплообмена циркулирующей жидкостью.— Тр. Моск. энерг. ин-та, 1974, вып. 198, с. 48—59.
254. Лабунцов Д. А., Ягов В. В., Городов А. К. Экспериментальное исследование механизма процесса и теплообмена при кипении жидкостей в области низких давлений.— В кн.: V Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравл. сопротивлению. Л., 1974, секция 1, с. 69—71.
255. Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Овечкин Д. М., Кудрявцев А. П. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции.— М.: Наука, 1969.— 207 с.
256. Копл И. З. Анализ условий возникновения зародышей паровых пузырьков.— В кн.: Аэродинамика и теплообмен в рабочих элементах энергооборудования. Л., 1969, с. 135—152.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 91).
257. Копл И. З. Влияние поверхности на кипение жидкостей.— В кн.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л.: Наука, 1973, с. 258—274.
258. Дюндин В. А., Данилова Г. Н., Боришанская А. В. Теплообмен при кипении хладагентов на поверхностях с пористыми покрытиями.— В кн.: Теплообмен и гидродинамика. Л.: Наука, 1977, с. 15—29.
259. Ратшани Г. В., Шекриладзе И. Г. Исследование процесса развитого кипения жидкостей.— В кн.: Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси: Мецниереба, 1970, с. 44—62.
260. Corty C., Foust A. S. Surface variables in nucleate boiling.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1955, 51, N 17, p. 1—12.
261. Basu D. K. Nucleation boiling of Freon-113 on a tailored surfaces.— Chem. Eng. Commun., 1976, 2, N 2, p. 103—107.
262. Gorenflo O. Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kamtemittel bei freier Konvektion.— Chem. Ing. Techn., 1968, 40, N 15, S. 757—762.
263. Schroth H. H. Ein Beitrag zur Verdampfung an überfluteten Glatt- und Rippenrohren.— Luft- und Kältetechnik, 1968, 4, N 5, S. 212—218.
264. Дюндин В. А., Данилова Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов на ребристых трубах.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1972, т. 2, с. 175—176.
265. Данилова Г. Н., Дюндин В. А., Куприянова А. В. Исследование и интенсификация процесса теплообмена при кипении холодильных агентов.— В кн.: Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. Минск: Наука и техника, 1974, ч. 1, с. 117—134.
266. Бельский В. К. Исследование теплообмена при кипении Ф-12 на пучке трубок и одиночных очехленных трубках.— Холодил. техника, 1970, № 2, с. 40—44.
267. Данилова Г. Н., Дюндин В. А., Боришанская А. В. Влияние покрытий на теплообмен при кипении хладагентов в условиях свободной конвекции.— В кн.: Холодильные машины и установки. Л.: Наука, 1974, с. 110—115.
268. Gottmann C. F., O'Neil P. S., Minton P. E. Heat transfer. High efficiency heat exchangers.— Chem. Eng. Progr., 1973, 68, N 7, p. 73—75.
269. Лавочкин А. И., Шеварцман Е. Н. Теплоотдача при кипении фреона-142 в большом объеме.— Холодил. техника, 1974, № 10, с. 28—31.
270. Данилова Г. Н., Гуйго Э. И., Боришанская А. В. и др. Интенсификация теплообмена при кипении низкотемпературных жидкостей в

- условия малых плотностей теплового потока.— В кн.: Теплообмен-В. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 1, с. 22—31.
271. *Берман М. И., Горбис З. Р.* Экспериментальное исследование процесса кипения дистиллята воды в дисперсном слое.— Теплоэнергетика, 1973, № 11, с. 86—88.
 272. *Тепловые трубы*: Сб. статей / Под ред. Э. Э. Шпильрайна.— М. : Мир, 1972.— 420 с.
 273. *Горбис З. Р., Берман М. И.* Экспериментальное исследование кипения на поверхностях нагрева в условиях теплового псевдооживления слоя частиц.— Инж. физ. журн., 1974, 27, № 3, с. 389—396.
 274. *Горбис З. Р., Берман М. И.* Теплообмен при кипении жидкостей в дисперсном слое твердых частиц.— В кн.: Теплообмен-В. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 1, с. 56—60.
 275. *Ягов В. В., Лабунцов Д. А.* Интенсификация теплообмена и стабилизация процесса кипения в области вейма низких давлений.— Инж.-физ. журн., 1971, 20, № 6, с. 973—981.
 276. *Кудряцев А. П., Овечкин Д. М., Сорокин Д. Н. и др.* Теплоотдача при кипении натрия в большом объеме.— В кн.: Жидкие металлы. М. : Атомиздат, 1967, с. 268—283.
 277. *Шевчук Е. Н., Лабунцов Д. А.* Экспериментальное исследование теплообмена при кипении калия в условиях свободного движения.— В кн.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л. : Наука, 1973, с. 246—258.
 278. *Лабунцов Д. А., Шевчук Е. Н., Пазюк П. А.* О предельных уровнях теплообмена при кипении жидких металлов.— Теплофизика, высок. температур, 1965, 3, № 2, с. 276—284.
 279. *Субботин В. И., Ивановский М. И., Арнольд М. Н.* Физико-химические основы применения жидкометаллических теплоносителей.— М. : Атомиздат, 1970.— 295 с.
 280. *Сорокин Д. Н.* Экспериментальное исследование теплообмена при кипении металлов (в условиях свободной конвекции) и некоторых закономерностей процесса кипения : Автореф. дис. ... д-ра техн. наук.— М., 1974.— 31 с.
 281. *Madsen N., Bonilla C. F.* Heat transfer to sodium-potassium alloy in pool boiling.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1960, 56, N 30, p. 251—259.
 282. *Шевчук Е. Н.* Теплообмен при кипении калия в условиях свободного движения.— Теплофизика и теплотехника, 1969, вып. 15, с. 129—133.
 283. *Marto P. J., Rohsenow W. M.* Effect of surface conditions on nucleate pool boiling of sodium.— Trans. ASME C, 1966, 88, N 2, p. 51—59.
 284. *Нойс Р.* Экспериментальное изучение теплоотдачи при кипении натрия в большом объеме.— Тр. Америк. о-ва инж.-механиков. Сер. С, 1963, 85, № 2, с. 59—68.
 285. *Petukhov B. S., Kovalev S. A., Zhukov C. M.* Study of sodium boiling heat transfer.— In : Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. New York : Sci. press, 1966, vol. 5, p. 80—91.
 286. *Lyon R. E., Foust A. S., Katz D. L.* Boiling heat transfer with liquid metals.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1955, 51, N 7, p. 41—54.
 287. *Сорокин Д. Н.* Модель процесса теплообмена при пузырьковом кипении.— Теплофизика высок. температур, 1977, 15, № 4, с. 828—833.
 288. *Bobrovich G. J., Auzsentyuk B. P., Mamontova N. N.* On the mechanism of boiling of liquid-metals.— In : Paper JSME, Semi-Intern. Sympos. Tokyo, 1967, vol. 2, p. 171—178.
 289. *Авксентюк Б. П., Бобрович Г. И., Москвичева В. И., Мамантова Н. Н.* Исследование механизма кипения жидких металлов.— В кн.: Тез. докл. на 3-й Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравл. сопротивлению, секц. 4. Л., 1967, с. 9.
 290. *Боришанский В. М., Жогов К. А., Андреевский А. А. и др.* Теплоотдача при кипении щелочных металлов.— Атом. энергия, 1965, 19, № 2, с. 191—193.

291. Деев В. И., Дубровский Г. П., Кожарев Л. С. и др. Исследование теплоотдачи при кипении натрия в условиях свободной конвекции.— Атом. энергия, 1967, 22, № 1, с. 49—51.
292. Brooks R. D., Bonilla C. F. Liquid-metal heat transfer.— Nucleonics, 1964, 22, N 3, p. 43—48.
293. Аладьев И. Т., Горлов И. Г., Додонов Л. Д. и др. Критические тепловые потоки и теплоотдача при кипении калия в трубах.— Изв. АН СССР. Энергетика и трансп., 1966, № 2, с. 136—143.
294. Брукс Р., Савочка С. Теплообмен при кипении и конденсации щелочных металлических теплоносителей в космических энергетических установках.— Вопр. ракет. техники, 1965, № 4, с. 80—96.
295. Григорьев Л. Н. Образование новой фазы при кипении многокомпонентных смесей.— В кн.: Теплообмен при конденсации и кипении. Л., 1965, с. 122—129.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 57).
296. Григорьев Л. Н., Усманов А. Г. Теплоотдача при кипении бинарных смесей.— Журн. техн. физики, 1958, 28, № 2, с. 325—332.
297. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Кривешко А. А. Теплообмен при кипении бинарных смесей (механизм и интенсивность процесса).— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск : Наука и техника, 1968, т. 2, с. 211—218.
298. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Кривешко А. А. Теплообмен при кипении водоглицириновых смесей.— Теплофизика и теплотехника, 1969, вып. 15, с. 23—26.
299. Молявин В. В., Григорьев Л. Н. Число центров парообразования при кипении бинарных смесей.— Инж.-физ. журн., 1969, 17, № 1, с. 160—163.
300. Кравченко В. А., Островский Ю. Н., Толубинская Л. Ф. Кипение легких углеводородов и смесей этилен-этан.— В кн.: Теплообмен-V. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 1, с. 66—69.
301. Sternling C. V., Tichacek L. J. Heat transfer coefficients for boiling mixtures.— Chem. Eng. Sci., 1961, 16, N 2, p. 297—337.
302. Afgan N. H. Boiling heat transfer and burnout heat flux of ethyl alcohol-benzene mixtures.— In : Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. New York : Sci. press, 1966, vol. 3, p. 175—185.
303. Григорьев Л. Н., Саркисян Л. А., Усманов А. Г. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении трехкомпонентных смесей.— Препринт Ин-та тепло- и массообмена АН БССР.— Минск, 1964.— 8 с.
304. Григорьев Л. Н., Усманов А. Г., Хайрулин И. Х. Исследование теплообмена и кризиса при кипении бинарных смесей.— Тр. Казан. хим.-технол. ин-та. Сер. хим. наук, 1968, вып. 37, с. 88—97.
305. Van Stralen S. J. D. The boiling paradox in binary systems.— In : Heat Transfer 1970 : Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf : Elsevier, 1970, vol. 5, par. B7.6.
306. Чернобыльский И. И., Павлицев М. И. Исследование кризиса кипения растворов.— В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева. Л., 1965, с. 29—34.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 58).
307. Маторин А. С. Критические плотности теплового потока при кипении бинарных смесей.— Вопр. техн. теплофизики, 1971, вып. 3, с. 31—33.
308. Попов В. Д. Основы теории тепло- и массообмена при кристаллизации сахарозы.— М. : Пищ. пром-сть, 1973.— 320 с.
309. Нееструева Е. И., Гонсалес Х. Распределение паросодержания при поверхностном кипении воды методом бета-просвечивания.— Теплоэнергетика, 1960, № 9, с. 34—39.
310. Кружилин Г. Н. Теплоотдача от горизонтальной плиты к кипящей жидкости при свободной конвекции.— Докл. АН СССР, 1947, 58, № 8, с. 1657—1660.
311. Rohsenow W., Griffith P. Correlation of maximum heat transfer data for boiling of saturated liquids.— Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1956, 52, N 18, p. 47—49.

312. *Маторин А. С.* Обобщение опытных данных о кризисе теплоотдачи при кипении чистых жидкостей и бинарных смесей в большом объеме.— Теплофизика и теплотехника, 1971, вып. 19, с. 64—67.
313. *Кутателадзе С. С.* Гидродинамическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции.— Журн. техн. физики, 1950, 20, № 11, с. 1389—1392.
314. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена.— Новосибирск : Наука, 1970.— 660 с.
315. *Боршанский В. М.* О критериальной формуле для обобщения опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме кипения.— Журн. техн. физики, 1956, 26, № 2, с. 452—456.
316. *Zuber N.* Stability of Boiling Heat Transfer.— J. Heat Transfer, 1958, 80, N 4, p. 711—720.
317. *Казакова Е. А.* О максимальном тепловом потоке при кипении воды под высоким и сверхвысоким давлениями.— Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук, 1950, № 9, с. 1377—1387.
318. *Казакова Е. А.* Влияние давления на возникновение первого кризиса при кипении воды на горизонтальной пластине.— В кн.: Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1953, с. 92—101.
319. *Морозов В. Г.* Исследование прекращения пузырькового кипения на погруженной поверхности.— В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева. Л., 1965, с. 64—77.— (Тр. ЦКТИ; Вып. 58).
320. *Гоголин И. И., Бобрович Г. Я., Кутателадзе С. С., Москвичева В. Н.* Критические тепловые потоки при кипении бинарных смесей.— Журн. прикл. механики и техн. физики, 1962, № 4, с. 108—111.
321. *Science C. T., Colver C. P., Slipcevic C. M.* Pool boiling of methane between atmospheric pressure and the critical pressure.— Adv. Cryog. Eng., 1967, 12, p. 395—409.
322. *Смит Д.* Влияние характеристик поверхности на кипение криогенных жидкостей.— Конструирование и технология машиностроения, 1969, 91, № 4, с. 308—314.
323. *Андреев В. К., Гордеев Ю. В., Деев В. И. и др.* Экспериментальное исследование критической плотности тепловых потоков при кипении гелия в большом объеме.— Вопр. теплофизики ядер. реакторов, 1976, вып. 5, с. 97—100.
324. *Кириченко Ю. А., Козлов С. М., Левченко Н. М.* Экспериментальное исследование кризисов кипения водорода и азота.— Вопр. гидродинамики и теплообмена в криог. системах, 1974, вып. 4, с. 62—66.
325. *Кириченко Ю. А., Цыбульский В. В., Долгой М. Л., Коновал И. М.* Интенсивность теплообмена при кипении криогенных жидкостей в области низких давлений.— Препринт Физ.-техн. ин-та низ. температур АН УССР.— Харьков, 1972.— 20 с.
326. *Хане Е., Фойерштейн Г.* Максимальные и минимальные тепловые потоки при околоскритическом кипении в большом объеме.— В кн.: Тепло-массообмен-V. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 1, с. 302—315.
327. *Фастовский В. Г., Артым Р. И.* Экспериментальное исследование критической тепловой нагрузки при кипении бинарных смесей.— Теплоэнергетика, 1958, № 8, с. 74—78.
328. *Толушкин В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Влияние диаметра нагревателя на нестационарный критический тепловой поток.— Теплофизика и теплотехника, 1975, вып. 29, с. 16—18.
329. *Усенко В. И.* Экспериментальное исследование теплоотдачи при свободной конвекции и кипении фреонов (Ф-11, Ф-12) и критических плотностей тепловых потоков в большом объеме в диапазоне ускорений $a = (1 \div 5000) g$: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1971.— 20 с.
330. *Сосновский В. И.* Исследование теплообмена и критических тепловых потоков при кипении фреонов в щелевых каналах и на оребренных поверхностях: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1977.— 23 с.

331. *Рагвани Г. В., Авалиани Д. И.* Теплообмен и критические тепловые нагрузки при кипении фреонов.— Холодильн. техника. 1965, № 3, с. 23—28.
332. *Голубинский В. И., Кичигин А. М., Повстень С. Г.* Обобщенная зависимость для критических тепловых потоков при кипении жидкостей в условиях свободного движения.— Теплофизика и теплотехника, 1976, вып. 30, с. 3—9.
333. *Голубинский В. И., Кичигин А. М., Повстень С. Г.* О критической плотности теплового потока при кипении воды в условиях свободного движения.— Теплофизика и теплотехника, 1978, вып. 35, с. 3—6.
334. *Голубинский В. И.* Интенсивность теплообмена и кризис теплоотдачи при кипении в условиях свободного движения.— В кн.: Теплообмен-В. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 1, с. 321—330.
335. *Kruzhilin G., Subbotin V.* Cooling of water-water reactors.— In : Proc. of Second United Nations International Conf. of the Peaceful uses of atomic energy. Geneva : United nat. publ., 1958, vol. 7, p. 801—812.
336. *Кутателадзе С. С., Валукина Н. В., Гоголин И. И.* Зависимость критического теплового потока от размера нагревателя при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции.— Инж.-физ. журн., 1967, 12, № 5, с. 569—575.
337. *Noyes R. C., Lurte N.* Boiling Sodium Heat Transfer.— In : Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. New York : Sci. press, 1966, vol. 5, p. 92—100.
338. *Hall W. B., Harrison W. G.* Transient boiling of water at atmospheric pressure.— In : Proc. 3rd Int Heat Transfer Conf. New York : Sci. press, 1966, vol. 3, p. 186—190.
339. *Johnson H. A., Schrock V. E., Selph F. B. et al.* Transient pool boiling of water at atmospheric pressure.— In : International development in Heat Transfer : Proc. Int. Heat Transfer Conference. New York : Amer. Soc. Mech. Eng., 1961, p. 244—254.
340. *Johnson H. A.* Transient boiling heat transfer.— In : Heat Transfer 1970 : Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf : Elsevier, 1970, vol. 5, par. B3.1.
341. *Kawamura H., Tachibana F., Akiyama M.* Heat transfer and DNB heat flux in transient boiling.— In : Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf : Elsevier, 1970, vol. 5, par. B8.3.
342. *Боришанский В. М., Фокин Б. С.* Ухудшение температурного режима при внезапном увеличении тепловой нагрузки поверхности нагрева, расположенной в большом объеме жидкости.— В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева. Л., 1965, с. 58—63. (Тр. ЦКТИ; Вып. 58).
343. *Боришанский В. М., Фокин Б. С.* Возникновение кризиса теплоотдачи при нестационарном наращивании теплового потока.— В кн.: Теплообмен и гидродинамика в элементах парогенераторов и теплообменников. Л., 1967, с. 31—62. (Тр. ЦКТИ; Вып. 78).
344. *Дурье Х., Джонсон Х.* Неустановившийся процесс объемного кипения воды на вертикальной поверхности при ступенчатом выделении тепла.— Тр. Амер. о-ва инж. механиков, Сер. С, 1962, 84, № 3, с. 30—38.
345. *Голубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Исследование «нестационарных» критических тепловых потоков.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 26, с. 39—43.
346. *Голубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Кризис кипения при резком повышении мощности для нагревателей различной теплоемкости.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 26, с. 139—142.
347. *Голубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Влияние начального уровня тепловыделения на нестационарный критический тепловой поток.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 27, с. 56—59.
348. *Голубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е.* Нестационарный кризис кипения при различных начальных тепловыделениях и теплоемкостях нагревателя.— Теплофизика и теплотехника, 1975, вып. 29, с. 3—5.

349. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е. Нестационарный кризис теплоотдачи при кипении.— Теплофизика и теплотехника, 1976, вып. 30, с. 82—86.
350. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е., Швецов Ю. А. Нестационарный кризис теплоотдачи при кипении в условиях вакуума.— Киев, 1976.— 8 с.— Рукопись деп. в ВИНТИ, № 3466—76. Деп.
351. Писарев В. Е. Кризис кипения при резком повышении мощности в нагревателе.— М., 1976.— 14 с. Рукопись деп. в Информ-энерго, № 262.
352. Писарев В. Е. «Нестационарный» кризис теплообмена при кипении (кризис теплообмена при резком повышении тепловой нагрузки): — Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1977.— 22 с.
353. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Писарев В. Е. Нестационарный теплообмен с фазовыми переходами.— Теплофизика и теплотехника, 1977, вып. 33, с. 3—6.
354. Островский Ю. Н., Писарев В. Е. Некоторые особенности протекания нестационарного кризиса теплообмена на нагревателях малых диаметров.— Теплофизика и теплотехника, 1977, вып. 32, с. 99—101.
355. Калинин Э. К., Берлин И. И., Костюк В. В., Кочелав Ю. С. Теплообмен при пленочном кипении в элементах энергетических аппаратов.— М., 1972.— 148 с.
356. Berenson P. J. Film boiling heat transfer from a horizontal surface.— Trans. ASME C, 1961, 83, N 3, p. 351—359.
357. Hosler E. R., Westwater J. W. Film boiling on a horizontal plate.— ARS Journal, 1962, 32, № 5, p. 553—561.
358. Боришанский В. М. Теплопередача к кипящей жидкости при свободной конвекции: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук.— М., 1959.— 35 с.
359. Breen B. P., Westwater J. W. Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling heat transfer.— Chem. Eng. Progr., 1962, 58, N 7, p. 67—72.
360. Боришанский В. М., Малюченко П. А., Фокин Б. С. Исследование парового слоя при пленочном кипении на вертикальной поверхности.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. М.; Л.: Энергия, 1964, с. 243—248.
361. Боришанский В. М. Экспериментальное исследование теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальных трубках в большом объеме жидкости.— В кн.: Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961, с. 128—138.
362. Уэллейр, Джексон. Неустановившееся пленочное кипение четыреххлористого углерода и фреона-113 на горизонтальной цилиндрической поверхности.— Тр. Амер. о-ва инж.-механиков, Сер. C, 1972, 94, № 4, с. 34—37.
363. Боришанский В. М., Фокин Б. С. Теплоотдача при пленочном кипении в условиях свободной конвекции в большом объеме.— В кн.: Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. М.; Л.: Энергия, 1964, с. 221—235.
364. Ковалев С. А. Исследование механизма, теплообмена и устойчивости кипения обычных и диссоциирующих жидкостей в условиях свободной конвекции на изотермических и неизотермических (ребристых) поверхностях: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук.— М., 1977.— 37 с.
365. Петухов Б. С., Ковалев С. А., Жуков В. М., Кузма-Кичта Ю. А. Исследование механизма теплообмена при пленочном кипении жидкости.— В кн.: Теплообмен — 1974: Сов. исслед. М.: Наука, 1975, с. 236—242.
366. Bromley L. A. Heat transfer in stable film boiling.— Chem. Eng. Progr., 1950, 46, N 2, p. 221—227.
367. Боришанский В. М., Фокин Б. С. Полуэмпирическая теория теплообмена при пленочном кипении жидкостей, свободно конвектирующих около вертикальных поверхностей нагрева.— Препринт Ин-та тепло- и массообмена АН БССР.— Минск, 1964.— 15 с.
368. Калинин Э. К., Берлин И. И., Караваев В. Г. и др. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при пленочном кипении в условиях естественной конвекции.— Инж.-физ. журн., 1977, 33, № 1, с. 54—58.

369. *Петухов В. С., Ковалев С. А.* Методика и некоторые результаты измерения критической нагрузки при переходе от пленочного кипения к пузырьчатому.— *Теплоэнергетика*, 1962, № 5, с. 65—70.
370. *Боришанский В. М.* Влияние давления и свойств жидкости на прекращение пленочного кипения при свободной конвекции в большом объеме.— В кн.: *Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества*. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1953, с. 108—117.
371. *Берлин Н. И., Калинин Э. К., Костюк В. В. и др.* Исследование кризиса пленочного кипения при естественной конвекции.— *Инж.-физ. журн.*, 1973, 24, № 2, с. 205—210.
372. *Кутателадзе С. С., Стырикович М. А.* Гидродинамика газожидкостных систем.— М.: Энергия, 1976.— 295 с.
373. *Гидродинамика газожидкостных смесей в трубах*/В. А. Мамаев, Г. Э. Одишария, Н. И. Семенов, А. А. Точигин.— М.: Недра, 1969.— 208 с.
374. *Теория теплообмена: Терминология*.— М.: Наука, 1971.— 80 с.
375. *Петухов В. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А.* Теплообмен в ядерных энергетических установках.— М.: Атомиздат, 1974.— 407 с.
376. *Толубинский В. И.* Об интенсификации теплообмена в испарителях.— *Тр. Ин-та энергетике*, 1948, № 3, с. 88—98.
377. *Толубинский В. И.* Об основах теории расчета рабочего процесса в испарителях.— В кн.: *Юбил. сб. Киев. политехн. ин-та*. Киев, 1948, с. 359—367.
378. *Толубинский В. И.* Некоторые общие закономерности рабочего процесса испарителей: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук.— Киев, 1950.— 32 с.
379. *Осипова В. А.* Экспериментальное исследование процессов теплообмена.— М.: Энергия, 1969.— 392 с.
380. *Толубинский В. И.* Интенсивность теплообмена и гидродинамический режим испарителей.— *Тр. Ин-та теплоэнергетики*, 1952, № 8, с. 10—33.
381. *Толубинский В. И.* Работа контура с естественной циркуляцией при прямоточных и близких к ним режимам.— *Тр. Ин-та теплоэнергетики*, 1952, № 7, с. 56—68.
382. *Толубинский В. И.* Об относительной скорости пара при больших паросодержаниях двухфазного потока.— *Тр. Ин-та теплоэнергетики*, 1958, № 14, с. 43—48.
383. *Толубинский В. И.* Теплообмен при кипении сахарных растворов.— *Тр. Ин-та теплоэнергетики*, 1953, № 10, с. 3—11.
384. *Рассохин Н. Г., Швецов Р. С.* Экспериментальное исследование теплоотдачи при пузырьковом кипении воды в кольцевых каналах.— *Теплоэнергетика*, 1966, № 9, с. 81—82.
385. *Ладиев Р. Я.* Исследование теплоотдачи к кипящим растворам азотнокислого аммония в контурах с искусственной и естественной циркуляцией: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Киев, 1953.— 16 с.
386. *Стерман Л. С., Стюшин Н. Г.* Влияние скорости циркуляции на теплообмен при кипении.— В кн.: *Теплопередача и аэродинамика*. Л., 1951, с. 59—82. (Тр. ЦКТИ; Вып. 21).
387. *Стерман Л. С.* Исследование теплообмена при кипении жидкости в трубах.— *Журн. техн. физики*, 1956, 24, № 11, с. 2046—2053.
388. *Кутателадзе С. С.* Влияние скорости циркуляции на коэффициент теплоотдачи при кипении в трубах.— *Энергомашиностроение*, 1961, № 1, с. 12—15.
389. *Chen J. C.* A Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow.— *ASME Paper*, 1963, N 63—HT—34, p. 1—8.
390. *Андреевский А. А., Боришанский В. М., Фромзель В. Н., Фокин В. С.* Анализ зависимостей для расчета коэффициентов теплообмена при течении в парогенерирующих каналах жидкости, нагретой до температуры насыщения.— *Инж.-физ. журн.*, 1974, 26, № 1, с. 142—164.
391. *Морозов И. И., Герлига В. А.* Устойчивость кипящих аппаратов.— М.: Атомиздат, 1969.— 280 с.
392. *Федоткин И. М., Ткаченко С. И.* Теплогидродинамические процессы в выпарных аппаратах.— Киев: Техніка, 1975.— 213 с.

393. *Толубинский В. И., Ямпольский Н. Г.* Об эффективности применения воздуха для интенсификации теплоотдачи в промышленных вакуум-испарителях.— Тр. Ин-та теплоэнергетики, 1952, № 7, с. 48—55.
394. *Коваленко В. Ф., Лукин Г. Я.* Судовые водоопреснительные установки.— Л.: Судостроение, 1970.— 304 с.
395. *Коваленко В. Ф., Скрипник В. Н., Жидков И. А.* Исследование теплообмена и его интенсификация в вакуумных дистилляционных поверхностных опреснителях.— В кн.: Материалы 1-го Всесоюз. науч.-техн. совещ. по теплообм. и теплофиз. свойствам мор. и солоноватых вод при их использовании в парогенераторах и опреснителях. Баку, 1973, с. 104—113.
396. *Коваленко В. Ф., Шевяков В. П., Боев Ю. И., Ляшенко Б. И.* Исследование механизма кристаллизации при выпаривании соленых вод.— Изв. вузов. Энергетика, 1975, № 2, с. 124—127.
397. *Богорош А. Т., Федоткин И. М., Гулый И. С., Осейко Н. И.* Исследование влияния вдува углекислого газа на процесс накипеобразования.— Инж.-физ. журн., 1975, 28, № 4, с. 728—734.
398. *Толубинский В. И.* Испарители с усиленной циркуляцией.— Сообщ. Киев. политехн. ин-та, 1945, № 4, с. 10—12.
399. *Режисов О. В.* Кризис теплоотдачи в трубах.— Обнинск, 1975.— 55 с.— Препринт Физ.-энерг. ин-та № Е—11.
400. *Стырикович М. А., Невструева Е. И.* Некоторые новые методы экспериментального исследования механизма кипения и механизма кризиса кипения.— Теплофизика высок. температур, 1964, 2, № 3, с. 437—445.
401. *Дорожук В. Е.* Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах.— М.: Энергия, 1970.— 167 с.
402. *Алексеев Г. В., Зенкевич Б. А., Песков О. Л. и др.* Критические тепловые потоки при вынужденном течении воды.— Теплоэнергетика, 1965, № 3, с. 47—51.
403. *Рекомендации по расчету кризиса теплоотдачи при кипении воды в равномерно обогреваемых трубах.*— Препринт Науч. совета по комплекс. пробл. «Теплофизика».— М., 1975.— 24 с.
404. *Толубинский В. И., Домашев Е. Д., Литошенко А. К., Маторин А. С.* Кризис теплоотдачи при кипении в концентрических и эксцентрических кольцевых щелях.— В кн.: Теплообмен-V. Минск: Наука, и техника, 1976, т. 3, ч. 2, с. 49—58.
405. *Толубинский В. И., Литошенко А. К., Шевцов В. Л.* Обобщение опытных данных по критическим тепловым нагрузкам в кольцевых каналах.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1968, т. 2, с. 162—172.
406. *Levy S., Polomik E. E., Swan C. L., McKinney V. W.* Eccentric rod burnout at 1000 lbf/in² with net steam generation.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1962, 5, N 4, p. 595—614.
407. *Ефимов В. А., Аладьев И. Т., Трутнев Д. П., Марченко Л. Д.* Кризис кипения воды при нарушении геометрии кольцевых каналов.— В кн.: Теплообмен в элементах энергетических установок. М.: Наука, 1966, с. 182—190.
408. *Моеск Е. О., Matzner B., Yuil G. K.* Critical heat fluxes in internally heated annuli of large diameter cooled by boiling water at 1000 psia.— In: Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. New York: Sci. press, 1966, vol. 3, p. 87—97.
409. *Орнатский А. П., Чернобай В. А., Лазарев Н. А., Фураев В. С.* Исследование влияния эксцентриситета на кризис теплообмена в кольцевых каналах.— Теплоэнергетика, 1969, № 7, с. 74—75.
410. *Толубинский В. И., Литошенко А. К., Домашев Е. Д. и др.* Кризис теплообмена в кольцевых щелях при наличии эксцентриситета.— Теплоэнергетика, 1971, № 6, с. 64—66.
411. *Левитан Л. Л., Ланцман Ф. П.* Критические тепловые потоки в кольцевых каналах с внутренним обогревом.— Теплоэнергетика, 1977, № 4, с. 15—20.

412. *Дорожук В. Е., Ланцман Ф. П.* Кризис теплообмена 2-го рода в кольцевых каналах.— Энергомашиностроение, 1972, № 4, с. 46—47.
413. *Tolubinsky V. I., Litoshenko A. K., Shevtsov V. L.* Heat transfer crisis at water boiling in annular channels with external and internal heating.— In: Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf: Elsevier, 1970, vol. 6, par. B6.11.
414. *Алексеев Г. В., Зенкевич Б. А., Субботин В. И.* Опытные данные по критическим тепловым потокам в кольцевых каналах.— В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева. Л., 1965, с. 91—98. (Тр. ЦКТИ; вып. 58).
415. *Толубинский В. И., Шевцов В. Л., Литошенко А. К.* Влияние кривизны поверхности на величину критической плотности теплового потока в условиях вынужденного движения жидкости.— Теплофизика и теплотехника, 1971, вып. 19, с. 45—49.
416. *Беккер К., Хернборг Г.* Исследование условий возникновения кризиса при течении кипящей воды в вертикальном кольцевом канале.— Тр. Амер. о-ва инж.-механиков. Сер. С, 1964, 86, № 3, с. 130—136.
417. *Алексеев Г. В., Зенкевич Б. А., Субботин В. И.* Критические тепловые потоки в кольцевых каналах с двусторонним подводом тепла.— В кн.: Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева. Л., 1965, с. 123—127. (Тр. ЦКТИ; вып. 58).
418. *Толубинский В. И., Шевцов В. Л., Литошенко А. К., Домашев Е. Д., Струченко Г. Е.* Кризис теплообмена на внутренней поверхности кольцевых щелей при двустороннем обогреве.— Теплофизика и теплотехника, 1971, вып. 20, с. 47—50.
419. *Орнатский А. П., Чернобай В. А., Васильев А. Ф., Перков С. В.* Исследование кризиса теплоотдачи в кольцевых каналах при внешнем обогреве с поперечными ребрами на необогреваемой поверхности.— Вестн. Киев. политехн. ин-та. Сер. теплоэнергетики, 1973, № 10, с. 64—67.
420. *Благовестова Т. И., Казновский С. П., Мухан В. И. и др.* Исследование критической мощности стержневых ТВЭЛов с интенсификаторами применительно к реакторам типа РБМК.— В кн.: Теплофизика-74: Исслед. критич. тепловых потоков в пучках стержней. М., 1974, с. 291—306.
421. *Zenkevich B. A., Kirillov P. L., Alekseev G. V. et al.* Heat transfer burnout in water flow through round tubes and annuli.— In: Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf: Elsevier, 1970, vol. 8, par. B6.13.
422. *Орнатский А. П., Чернобай В. А., Васильев А. Ф.* Исследование кризиса теплоотдачи в кольцевых каналах при сложном законе тепловыделения по длине.— Теплофизика и теплотехника, 1973, вып. 24, с. 70—73.
423. *Толубинский В. И., Кичигин А. М., Москаленко А. А.* Кризис теплоотдачи при кипении в кольцевых каналах с локальными всплесками тепловыделения.— Вопр. атом. науки и техники. Реакторостроение, 1974, вып. 1, с. 57—61.
424. *Орнатский А. П., Чернобай В. А., Васильев А. Ф., Перков С. В.* Исследование кризиса теплоотдачи в кольцевых каналах при косинусоидальном тепловыделении по длине.— Теплофизика и теплотехника, 1974, вып. 26, с. 102—107.
425. *Орнатский А. П., Чернобай В. А., Васильев А. Ф., Перков С. В.* Закономерности кризиса теплоотдачи в кольцевых каналах при различных законах тепловыделения по длине.— Теплофизика и теплотехника, 1976, вып. 31, с. 13—19.
426. *Ивашкевич А. А.* Критические тепловые потоки при вынужденном движении жидкости в каналах.— Атом. энергия, 1960, 8, № 1, с. 51—54.
427. *Миропольский З. Л., Шицман М. Е.* Критические тепловые потоки при кипении воды в каналах.— Атом. энергия, 1961, 11, № 6, с. 515—521.
428. *Глушченко Л. Ф., Маевский Е. М.* К вопросу о методике обработки и сопоставления данных исследований критических тепловых потоков.— Теплофизика и теплотехника, 1972, вып. 22, с. 82—87.

429. *Collier I. G.* Convective boiling and condensation.— Harwell : Harwell Atomic Energy Establishment, 1973.— 421 p.
430. *Доллежалъ Н. А., Емельянов И. Я.* Опыт создания мощных энергетических реакторов в СССР.— Атом. энергия, 1976, 40, № 2, с. 117—126.
431. *ТФ-74.* Исследования критических тепловых потоков в пучках стержней. М., 1974.— 440 с.
432. *Клочкова Л. Ф., Сапанкевич А. П.* Кризис теплоотдачи в пучках стержней : (Аналит. обзор).— Препринт Физ.-энерг. ин-та.— Обнинск, 1976.— 218 с.
433. *Marinelly V.* Critical heat flux : a review of recent publication.— Nucl. Technol., 1977, 34, N 2, p. 135—171.
434. *Doroschuk V. E., Levitan L. L., Lantsman E. P. et al.* Investigation into burnout mechanism in steam-generating tubes.— In : Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto : Hemisphere publ. Co, 1978, vol. 1, p. 393—398.
435. *Weisman J., Bowring R. W.* Methods for detailed thermal and hydraulic analysis of water-cooled reactors.— Nucl. Sci. and Eng., 1975, 57, N 4, p. 255—276.
436. *Hughes E. D., Ka-Lam J., Baker A. N., Carbon M. W.* A compilation of rod array critical heat flux data sources and information.— Nucl. Eng. and Des., 1974, 30, N 1, p. 20—35.
437. *Мионов Ю. В., Разин Н. С., Смолин В. Н., Шпанский С. В.* Банк опытных данных по кризису теплоотдачи при кипении воды в стержневых сборках.— Теплоэнергетика, 1978, № 9, с. 65—67.
438. *Зенкевич Б. А., Субботин В. И., Троянов М. Ф.* Критические тепловые нагрузки при продольном омывании пучка трубок водой, недогретой до температуры насыщения.— Атом. энергия, 1958, 4, с. 370—372.
439. *Аладьев И. Т., Додонов Л. Д.* Критические тепловые потоки при течении недогретой воды в каналах сложной формы.— В кн.: Конвективный и лучистый теплообмен. М. : Изд-во АН СССР, 1960, с. 65—78.
440. *Ефимов В. А.* Исследование кризиса кипения воды в модели пучка стержней.— Теплоэнергетика, 1966, № 1, с. 59—64.
441. *Смолин В. Н., Поляков В. К.* Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней.— Теплоэнергетика, 1967, № 4, с. 54—58.
442. *Ефимов В. А., Трутнев Д. П., Марченко Л. Д.* Изучение кризиса кипения воды в пучках стержней.— В кн.: Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ. М. : Наука, 1968, с. 60—68.
443. *Миропольский З. Л., Семин Э. Г., Виноградова М. Н.* Статистические закономерности при исследовании кризиса теплообмена.— Теплоэнергетика, 1969, № 7, с. 49—52.
444. *Толубинский В. И., Мазка С. А., Васильев А. А.* Особенности кризиса кипения при продольном омывании пучков стержней.— Теплофизика и теплотехника, 1969, вып. 15, с. 5—10.
445. *Осмачкин В. С.* Кризис теплообмена при движении кипящей воды вдоль пучков тепловыделяющих стержней.— Препринт Ин-та атомной энергии № 2014.— М., 1970.— 16 с.
446. *Толубинский В. И., Кичигин А. М., Васильев А. А.* Кризис теплоотдачи при кипении воды в продольно омываемых пучках стержней.— Теплоэнергетика, 1971, № 3, с. 51—54.
447. *Осмачкин В. С., Лыцова Н. Н.* О расчете критических тепловых нагрузок в пучках стержней.— Препринт Ин-та атомной энергии № 2204.— М., 1972.— 9 с.
448. *Мионов Ю. В., Шпанский С. В.* Распределение параметров двухфазного потока по сечению канала с пучком ТВЭЛов.— Атом. энергия, 1975, 39, № 6, с. 403—408.
449. *Smolin V. N., Polyakov V. K.* Coolant boiling crisis in rod assemblies.— In : Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto : Hemisphere publ. Co, 1978, vol. 5, p. 47—52.
450. *Osmachkin V. S.* Problems of transient critical heat flux in rod bundles.

- In : Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto : Hemisphere publ. Co. 1978, vol. 5, p. 59—64.
451. *Janssen E., Schraub F.* Sixteen-rod heat flux investigation steam-water at 600—1250 psia.— In : Proc. ASME Winter Annual Meeting. New York : Amer. Soc. Mech. Eng., 1969, vol. 5, p. 81—89.
452. *Gellerstedt I., Lee R.* Correlation of critical heat flux in a bundle cooled by pressurized water.— In : Proc. ASME Winter Annual Meeting. New York : Amer. Soc. Mech. Eng., 1969, vol. 5, p. 63—71.
453. *Waters E. D., Fitzsimmons D. E.* DNB varies with rod spacing in 19-rod bundles.— *Nucleonics*, 1963, 21, N 10, p. 96—101.
454. *Израил С., Кастерман Дж., Мацнер Б.* Измерения критического теплового потока в 16-стержневой модели сборки тепловыделяющих элементов реактора BWR.— Тр. Америк. о-ва инж.-механиков. Сер. С, 1969, 91, № 3, с. 64—74.
455. *Кобори Т., Кижучи А., Обама Т., Мацко М.* Влияние геометрического фактора на критический тепловой поток в пучке стержней.— В кн.: Теплообмен-V. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 2, с. 90—95.
456. *Becker K. N., Hernborg G., Flinta I. E.* Measurements of burnout conditions for flow of boiling water in vertical 3-rod and 7-rod clusters.— *Nucleonics*, 1965, 23, № 7, p. 457—463.
457. *Tong L. S., Motley F. E., Cermak J. O.* Sealing ion of flow-boiling crisis.— In : Heat Transfer 1970 : Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Düsseldorf : Elsevier, 1970, vol. 6, pap. B6.12.
458. *Рябов А. Н., Филиппов В. Н.* Об интенсификации теплообмена в каналах реакторов типа РБМК.— *Атом. энергия*, 1975, 38, № 1, с. 56—57.
459. *Перепелица Н. И., Сапанкевич А. П.* Способы повышения параметров при кризисе теплоотдачи : (Аналит. обзор).— Препринт Физ.-энер. ин-та.— Обнинск, 1976.— 89 с.
460. *Рябов А. Н., Каменьщиков Ф. Т., Филиппов В. Н., Чалых А. Ф. и др.* Исследование кризиса теплоотдачи и гидравлического сопротивления в сборке стержней с интенсификаторами теплообмена.— В кн.: Теплообмен-V. Минск : Наука и техника, 1976, т. 3, ч. 2, с. 28—40.
461. *Aden V. G., Asmolov V. G., Blagovestov T. I. et al.* The study of heat exchange enhancement in models of fuel elements bundles at the coolant boiling.— In : Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto : Hemisphere publ. Co, 1978, vol. 5, p. 41—46.
462. *Смирнов О. К., Зайцев В. Н., Серов В. Е.* Исследование кризиса теплообмена при нестационарных гидродинамических условиях.— *Теплоэнергетика*, 1977, № 5, с. 81—83.
463. *Spore J. W., Shiralkar B. S.* A generalized computational model for transient two phase thermal hydraulics in a single channel.— In : Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto : Hemisphere publ. Co, 1978, vol. 5, p. 71—76.
464. *Hassid A.* Critical heat flux (burnout) in transients: Remarks on the available information.— *Energ. Nucl.*, 1973, 20, N 12, p. 699—703.
465. *Лахи Р. Т., Ширалкар Б. С., Радклиф Д. В.* Распределение массовой скорости и энтальпии в пучке стержней для однофазного и двухфазного потоков.— Тр. Америк. о-ва инж.-механиков. Сер. С, 1971, 93, № 2, с. 64—78.

Предисловие	
Введение	
Основные условные обозначения	
ГЛАВА I. РАВНОВЕСИЕ СИСТЕМЫ ЖИДКОСТЬ — ПАР	
1. Условия равновесия	
2. Устойчивость фаз	
ГЛАВА II. ЗАРОЖДЕНИЕ ПАРОВОЙ ФАЗЫ	
1. Образование паровой фазы в перегретой жидкости	
2. Возникновение зародышей на твердой поверхности	
3. Особенности поведения парагазовых зародышей	
4. Начало кипения на поверхности нагрева	
ГЛАВА III. РОСТ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ	
1. Динамика пузырей, растущих в объеме жидкости	
2. Скорость роста пузырей на твердой поверхности	
ГЛАВА IV. ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ	
1. Отрывной размер парового пузыря	
2. Частота образования (отрыва) пузырей	
3. Экспериментальные исследования работы одиночного центра паро- образования	
4. Усредненные внутренние характеристики процесса кипения чистых жидкостей и растворов	
5. Сопоставление опытных данных разных авторов	
ГЛАВА V. ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ	
1. Общие сведения	
2. Кривые кипения	
3. Колебания температуры теплоотдающей поверхности и кипящей жидкости вблизи центра парообразования	
4. Влияние свойств поверхности нагрева на теплообмен при кипении	
5. Уравнение подобия для теплообмена при пузырьковом кипении	
6. Экспериментальные данные о влиянии w'' на интенсивность теплообмена	
7. Расчетное определение w''	
8. Обобщение опытных данных об α при кипении	

ГЛАВА VI. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ КИПЕНИЯ	167
1. Неизотермические поверхности нагрева	167
2. Тонкие пленки кипящей жидкости	172
3. Ослабленные и усиленные гравитационные поля	184
4. Низкие приведенные давления	190
5. Жидкие металлы	197
6. Смеси и растворы	203
ГЛАВА VII. КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ	212
1. Уравнение подобия для определения критических тепловых нагрузок	212
2. Обобщение данных о $q_{кр}$	215
3. Кризис теплоотдачи при резком повышении тепловой нагрузки	222
ГЛАВА VIII. ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ	229
1. Механизм процесса и интенсивность теплообмена при пленочном кипении	229
2. Вторая критическая плотность теплового потока	235
ГЛАВА IX. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ	238
1. Общие характеристики и параметры процесса	238
2. Гидродинамический режим и интенсивность теплообмена при кипении в трубах	244
3. Расчетное определение оптимального гидродинамического режима	250
4. Теплообмен при кипении в трубах и каналах в условиях совместного влияния тепловой нагрузки и скорости потока	255
ГЛАВА X. КРИЗИС ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ	264
1. Трубы	264
2. Кольцевые каналы	270
3. Пучки стержней	279
Приложение	288
Список литературы	291

ВСЕВОЛОД ИВАНОВИЧ ТОЛУБИНСКИЙ

Теплообмен при кипении

*Печатается по постановлению ученого совета
Института технической теплофизики
АН УССР*

Редактор *И. Г. Бобрышева*
Редактор-библиограф *А. Т. Чусов*
Оформление художника *В. Г. Самсонова*
Художественный редактор *И. В. Козий*
Технический редактор *И. Н. Лукашенко*
Корректоры *Е. Н. Межеричук*,
Л. М. Тищенко

Информ. бланк № 3049

Сдано в набор 26.05.79. Подп. к печ. 24.12.79. БФ 00721.
Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 1.
Обыкн. нов. гарц. Выс. печ. Усл. печ. л. 19,75.
Уч.-изд. л. 18,98. Тираж 1300 экз.
Зак. № 9-1318. Цена 3 руб. 20 коп.

Издательство «Наукова думка».
252601, Киев, ГСП, Репина, 3.

Отпечатано с матриц Головного предприятия
республиканского производственного объединения
«Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, г. Киев,
Довженко, 3 в Киевской книжной типографии
научной книги, 252004, Киев, Репина, 4. Зак. 0-57,