

Л. Ф. Федоров, Н. Г. Рассохин

ПРОЦЕССЫ
ГЕНЕРАЦИИ
ПАРА
НА АТОМНЫХ
ЭЛЕКТРО-
СТАНЦИЯХ

МОСКВА. ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ. 1985

УДК [621.311.25:621.039] :621.181

Федоров Л. Ф., Рассохин Н. Г. Процессы генерации пара на атомных электростанциях. М.: Энергоатомиздат, 1985. 288 с, ил.

Описаны схемы и конструкции парогенераторов различных типов. Рассмотрены процессы теплопереноса во всех элементах парогенератора и способы интенсификации теплообмена. Дан анализ процессов гидродинамики одно- и двух-фазных потоков в каналах различной формы. Даны рекомендации по проектированию парогенераторов, описаны методы их исследования с помощью моделей и экспериментальных стендов.

Для научных работников и инженеров, занимающихся исследованием и проектированием ядерных паропроизводящих установок.

Табл. 1. Ил. 79. Библиогр. 63.

Рецензент А. Л. Шварц

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современное развитие ядерной энергетики характеризуется массовым строительством ядерно-энергетических установок, вырабатывающих в ряде стран значительную долю энергии. Ни одна отрасль техники не развивалась так быстро.

В нашей стране широко используются АЭС с корпусными и канальными ядерными реакторами, производство пара в которых осуществляется или в специальных теплоэнергетических устройствах — парогенераторах или непосредственно в активной зоне реактора. Сложная взаимосвязь процессов, протекающих при производстве пара на парогенерирующих поверхностях реактора и парогенератора, предопределяет надежную продолжительную работу этих элементов оборудования АЭС и безаварийное состояние станции.

В данной книге сделана попытка описания некоторых процессов, протекающих в элементах парогенерирующего оборудования АЭС, с позиции современного представления о механизмах переноса теплоты и массы.

Несмотря на то что исследованию процессов генерации пара посвящено достаточно большое количество работ, все же обобщающих зависимостей, описывающих процессы в конкретных реакторах и парогенераторах, крайне мало, и для инженеров, не имеющих достаточного опыта и занимающихся проектно-расчетными и экспериментально-исследовательскими работами, выбор расчетных формул и обоснование экспериментальных методик часто связаны с большими трудностями.

Отличительная особенность данной книги заключается в том, что авторы стремились изложить материал по процессам генерации пара, гидродинамике и теплообмену применительно к конкретным геометрическим формам твэлов кассет и технологических каналов ядерных реакторов и теплопередающих поверхностей парогенераторов.

Генерация пузырьков пара на теплообменных поверхностях, расположенных в свободном объеме, рассмотре-

на с позиции принципа минимума свободной энергии термодинамической системы жидкость — пузырек — поверхность, а генерация на поверхностях различной геометрии — при направленном движении потока с учетом взаимодействия основных сил, которые действуют на пузырек, растущий на поверхности до момента его отрыва. Приведены результаты аналитических и экспериментальных исследований истинных характеристик пароводяного потока в простых и сложных каналах с учетом его трехгрупповой структуры, а также гидродинамические и физико-химические исследования некоторых элементов парогенерирующих систем. Описаны методики экспериментальных исследований процессов при парообразовании, рассмотрены конструкционные особенности элементов оборудования АЭС и основы их проектирования.

Главы 3 — 10 написаны Л. Ф. Федоровым, главы 11 — 13 — Н. Г. Рассохиным. Остальные главы написаны совместно. Аналитические решения в § 3.4, 3.5, 6.4 выполнены В. Л. Федоровым.

Авторы

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В КНИГЕ

- t_w — температура стенки
 t_s — температура насыщения
 t_f — температура потока
 i' — энтальпия воды при t_s
 i — энтальпия потока
 r — теплота парообразования
 q — плотность теплового потока
 ρ' — плотность воды при t_s
 ρ'' — плотность сухого насыщенного пара
 λ — коэффициент теплопроводности
 α — коэффициент теплоотдачи
 a — коэффициент температуропроводности
 ν — коэффициент кинематической вязкости
 μ — коэффициент динамической вязкости
 $T_s = 273 + t_s$ — абсолютная температура насыщения
 $T_w = 273 + t_w$ — абсолютная температура стенки
 σ — коэффициент поверхностного натяжения
 x — массовое паросодержание
 β — расходное паросодержание
 φ — истинное паросодержание
Re — число Рейнольдса
Pr — число Прандтля
Pe — число Пекле
Nu — число Нуссельта
Fr — число Фруда
 τ — время
 $g = 9,81$ — ускорение свободного падения

Глава первая

КОНСТРУКЦИОННЫЕ СХЕМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ С КИПЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

1.1. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ АЭС

В нашей стране на АЭС широко используются ядерные реакторы канального типа, в которых теплоносителем является вода, а замедлителем — графит. Такая конструкция была разработана в конце 40-х годов. На отдельных этапах развития отечественной ядерной энергетики конструкция канального реактора была применена в Первой в мире АЭС, Сибирской, Белоярской, Билибинской, Ленинградской, Курской, Смоленской АЭС и др. [10]. Реализация в блоке большой единичной мощности, улучшение удельных показателей АЭС и повышение экономичности станций свидетельствуют о важных преимуществах реактора данного типа. Первый энергоблок с канальным реактором (РБМК) электрической мощностью 1000 МВт (РБМК-1000) был введен в эксплуатацию в 1973 г. на Ленинградской АЭС им. В. И. Ленина. Этот реактор стал головным в большой серии действующих и сооружаемых энергоблоков на различных станциях общей мощностью от 4000 до 6000 МВт.

Принципиальная схема энергоблока с реактором РБМК представлена на рис. 1.1.

Реактор РБМК является гетерогенным канальным реактором, активная зона 5 которого имеет форму цилиндра. В вертикальные отверстия графитовой кладки активной зоны вставлены технологические каналы 4 и каналы системы управления и защиты (СУЗ) 3. В нижнюю часть технологических каналов по водоподводящим трубам 8 подается теплоноситель, который, поднимаясь вверх, подогревается до температуры кипения и затем испаряется. Пароводяная смесь по отводящим трубам 9 из технологических каналов подается в сепараторы 2.

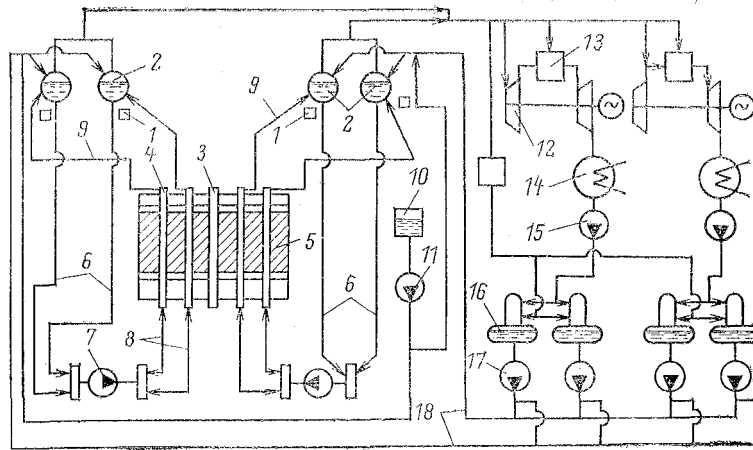


Рис. 1.1. Принципиальная схема энергоблока с реактором РБМК

На отводящих трубах установлена система контроля герметичности оболочек 1. В барабанах-сепараторах осуществляется разделение пароводяной смеси. Из водяных объемов барабанов по опускным трубопроводам 6 вода поступает в циркуляционные насосы 7, а затем в технологические каналы. Описанный тракт представляет собой контур с многократной принудительной циркуляцией (МПЦ). В реакторе РБМК две автономные циркуляционные петли, каждая из которых отводит теплоту от половины тепловыделяющих кассет. В одну петлю входят два сепаратора пара, опускные трубопроводы, четыре главных циркуляционных насоса, всасывающий и напорный коллекторы, водоподводящие трубопроводы, технологические каналы и отводящие пароводяную смесь трубопроводы. В периоды пуска реактора, нормальной работы и начального расхолаживания циркуляция теплоносителя осуществляется насосами марки ЦВН-7 (центробежными, вертикальными, одноступенчатыми с уплотнением вала, исключаяющим выход теплоносителя в помещение). Расход насоса $8000 \text{ м}^3/\text{ч}$, давление на выходе 2 МПа, абсолютное давление на всасе 7 МПа.

Из сепараторов пар направляется в два турбогенератора высокого давления 12, на выходе из которых установлены сепараторы-пароперегреватели 13, в них осуществляется подсушка отработавшего в ступенях пара посредством подачи пара высоких параметров. Отработавший пар конденсируется в конденсаторах 14, конденсат насосами 15 подается в подогреватели и деаэратеры 16. Из деаэратеров питательными насосами 17 конденсат подается в барабаны по трубопроводам 18. В схеме предусмотрен бак аварийной питательной воды 10 с аварийным питательным насосом 11.

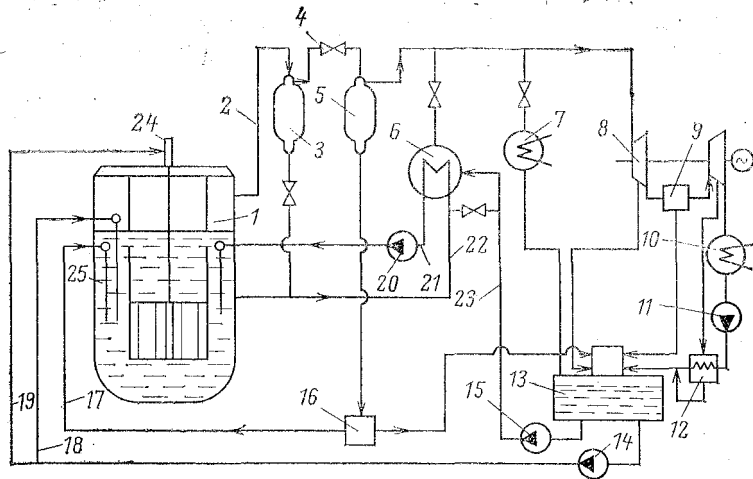


Рис. 1.2. Принципиальная схема установки с реактором ВК-50

В энергоблоке РБМК-1000 установлены две паровые турбины электрической мощностью 500 МВт каждая, работающие на насыщенном паре.

В 1966 г. в нашей стране был сооружен и введен в эксплуатацию энергоблок электрической мощностью 50 МВт с корпусным атомным реактором ВК-50, в котором кипение теплоносителя осуществляется в активной зоне. Расположение реактора и парогенератора в одном корпусе имеет некоторые преимущества, дающие возможность исключить первый контур или упростить его.

На рис. 1.2 дана принципиальная схема установки с реактором ВК-50.

Пароводяная смесь, образующаяся в активной зоне реактора 1, поднимается вверх по рабочим кассетам и далее попадает в тяговый участок. На поверхности уровня воды в реакторе происходит отделение пара от воды. Вода по переливным окнам направляется в опускной участок 25, а пар отбирается из реактора по пароводящим трубам 2 и направляется в сепаратор высокого давления 3. Подсушенный пар дросселируется в клапане 4, проходит сепаратор среднего давления 5 и направляется в турбогенератор 8. На пути между сепаратором среднего давления и паровой турбиной основной пар смешивается с паром, поступающим из вспомогательного парогенератора 6, в котором генерация пара осуществляется за счет теплоты, которая поступает с водой, отбираемой из реактора по трубопроводу 22. Вода, отдавшая в парогенераторе теплоту, циркуляционным насосом 20 по трубопроводу 21 возвращается в опускной участок реактора 25,

После первой ступени турбины пар сепарируется во влагоотделителе 9, поступает во вторую ступень и на выходе из нее конденсируется в конденсаторе 10. Конденсат насосом 11 подается вначале в подогреватель 12, а затем в деаэрактор 13. Подача питательной воды в парогенератор осуществляется по трубопроводу 23 питательным насосом 15. В реактор питательная вода подается насосом 14 по трубопроводу 18. Вода для охлаждения привода 24 системы СУЗ подается по трубопроводу 19. Для компенсации потерь воды предусмотрена выпарная установка водоочистки 16, из которой конденсат может подаваться непосредственно в реактор по трубопроводу 17.

В процессе энергопуска и опытной эксплуатации установки ВК-50 проводилось опробование возможных режимов ее работы: раздельное получение пара в реакторе и парогенераторах, одновременная выработка пара в реакторе и парогенераторах с подачей получаемого пара в турбину и подачей пара только на вспомогательные конденсаторы 7. Исследования этих режимов работы позволили сделать вывод о целесообразности получения пара только в реакторе, так как это заметно сокращает количество находящегося в работе оборудования, повышает надежность установки и упрощает ее обслуживание.

1.2. КОНСТРУКЦИОННАЯ СХЕМА КАНАЛЬНОГО РЕАКТОРА

Реактор РБМК (рис. 1.3) предназначен для выработки насыщенного пара давлением 7 МПа.

Активная зона реактора включает в себя графитовую кладку 5 диаметром 11,8 и высотой 7 м, тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы), замедлитель, теплоноситель, технологические каналы, стержни — поглотители нейтронов. Активная зона окружена боковым отражателем 1 толщиной 1 м и торцевыми отражателями 3 и 15 толщиной 0,5 м каждый.

В 1963 ячейках квадратной решетки активной зоны размещены технологические каналы 6, в которых расположены тепловыделяющие сборки (ТВС) 7. Каналы системы контроля и управления располагаются, так же как и технологические, в центральных отверстиях графитовых колонн кладки. Стержни СУЗ функционально разделены на группы. Стержни ручного регулирования 5 обеспечивают радиальное регулирование поля энерговыделения. Средний уровень мощности обеспечивается стержнями автоматического регулирования 4. Поле энерговыделения по высоте регулируется укороченными стержнями-поглотителями 2. Для аварийного прекращения цепной реакции используются стержни ручного регулирования 8.

Часть технологического канала, размещенная в активной зоне, изготовлена из циркониевого сплава и представляет собой трубу наружным диаметром 88 мм с толщиной стенки 4 мм. Для обеспечения теплового контакта с блоками кладки на трубу надеты графитовые коль-

ца. Каналы для стержней системы управления и защиты изготовлены из того же циркониевого сплава и представляют собой трубу наружным диаметром 88 мм с толщиной стенки 3 мм. Снаружи на эти каналы также надеты графитовые кольца. Охлаждение каналов и стержней системы управления и защиты осуществляется подачей воды с температурой 40 °С в верхнюю полость каждого элемента. Для этой цели используется самостоятельный автономный контур с насосно-теплообменной установкой. Боковой отражатель активной зоны охлаждается водой, циркулирующей через каналы 9.

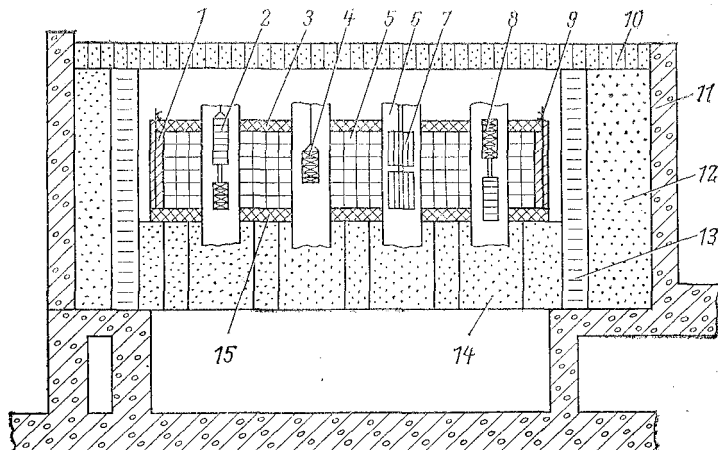


Рис. 1.3. Структура активной зоны реактора РБМК

Графитовая кладка активной зоны 5 состоит из 2488 вертикальных колонн, собранных из квадратных блоков сечением 250X250 мм. Плотность графита равна 1,65 г/см³. Все блоки по вертикальной оси имеют сквозные круглые отверстия диаметром 114 мм, в которые установлены технологические каналы и каналы СУЗ. Активная зона реактора размещена в бетонной шахте 11 размером 21,6X21,6 м, глубиной 25,5 м.

Над активной зоной расположена верхняя металлоконструкция 10, представляющая собой цилиндрическую обечайку диаметром 17 и высотой 3 м. Днища, приваренные к обечайке по периферии герметичными швами, между собой соединены вертикальными ребрами жесткости. В горизонтальных плитах цилиндрической обечайки расточены отверстия с центральными осями, совпадающими с осями отверстий в графитовой кладке для технологических каналов и каналов системы управления. В эти отверстия вварены трубы-тракты, а межтрубное пространство внутри образовавшегося резервуара заполнено серпентинитом. Нижняя металлоконструкция 14 является фундаментом для графитовой кладки и представляет собой барабан диаметром 14,5 и высотой 2 м.

В ней также установлены трубы-тракты, а межтрубное пространство засыпано серпентинитом. В радиальном направлении за кожухом активной зоны располагается заполненный водой кольцевой бак 13, который снижает потоки излучения на бетон шахты, а также служит тепловым экраном. Бак является также опорой для верхней металлоконструкции. Пространство между баком и шахтой реактора засыпано обычным песком 12.

1.3. КОНСТРУКЦИОННАЯ СХЕМА КОРПУСНОГО РЕАКТОРА

Реактор ВК-50 (рис. 1.4) представляет собой корпусной аппарат, предназначенный для выработки насыщенного водяного пара давлением 7 МПа.

В корпусе реактора 1 расположена активная зона с периферийными 2 и центральными 3 рабочими кассетами, а также кассетами СУЗ 4. По паровым патрубкам 10 насыщенный пар отбирается из реактора и направляется в сепараторы. По патрубку 9 питательная вода подается в кольцевой коллектор, из которого по раздаточным трубам 6 поступает в горячий опускной участок 15. По патрубкам 7 реакторная вода отбирается и направляется в парогенераторы, а по патрубкам 8 возвращается обратно, поступает в кольцевой коллектор, из которого по раздаточным трубам 5 распределяется по холодному опускному участку 16. По переливным окнам 11 вода из тягового участка поступает в опускные. Через окна 12 пар поступает из верхнего парового пространства реактора в паротборные патрубки 10. В периферийные рабочие кассеты вода может поступать через отверстия втулок 19 как из горячего, так и из холодного опускного участка. В центральные кассеты вода может поступать по втулкам 18 только из холодного опускного участка. В кассеты СУЗ вода поступает через отверстия втулок 17 из холодного опускного участка. Сверху реактор закрыт крышкой 14, на которой установлены приводы СУЗ 13. Активная зона реактора условно подразделена на две: малую центральную, состоящую из 91 кассеты, и периферийную из 96 кассет.

Все рабочие кассеты 3 малой зоны нижними хвостовиками установлены во втулки 18. В связи с этим при работе малой активной

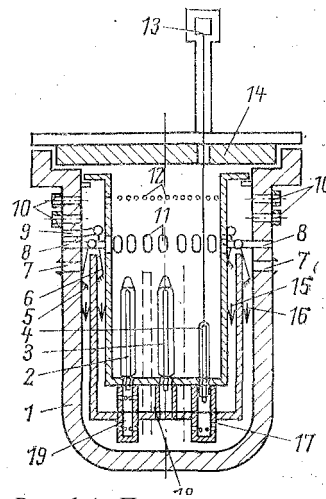


Рис. 1.4. Принципиальная схема реактора ВК-50

зоны циркулирующая вода поступает в кассеты из холодного опускного участка 16. Охлаждающая вода в периферийные кассеты 2 может поступать как из горячего, так и из холодного опускного участка через специальные отверстия во втулках 19. После пуска реактора с естественной циркуляцией был выполнен обширный комплекс исследований по определению основных его характеристик. Опыты проводились при работе малой активной зоны реактора. Через 85 сут работы реактора тепловая мощность его была равна 150 МВт. Через 430 сут тепловая мощность составила 1.40 МВт, т. е. стала равна проектной. Электрическая мощность составляла соответственно через 85 сут 34 МВт, а через 430 сут 30 МВт (30 МВт — проектная мощность). Измеренная фактическая скорость циркуляции теплоносителя в рабочих кассетах оказалась менее проектной в 2 раза и составила 0,5 м/с, в связи с чем фактическое среднее массовое паросодержание на выходе из активной зоны оказалось равным 15 %, т. е. более чем в 2 раза превысило проектное значение (6,5 %). В наиболее энергонапряженных кассетах массовое паросодержание достигало 32 % (при проектном значении, равном 18%).

Надежность охлаждения твэлов в кипящем реакторе с естественной циркуляцией определяется расходом (скоростью циркуляции) и характером движения теплоносителя через кассеты, а также энерговыделением. Снижение расхода теплоносителя в кассетах (по сравнению с проектным) объясняется тем, что общий тяговый участок для всех кассет оказался менее эффективным по сравнению с индивидуальными тяговыми участками, представляющими собой трубы, установленные над кассетами, по которым перемещается вверх пароводяной поток, выходящий из кассет.

Опыты показали, что распределение расхода по отдельным кассетам (по радиусу активной зоны) достаточно равномерно, отличие расходов в центральных и периферийных кассетах составляет не более 10—15%.

1.4. КОНСТРУКЦИОННЫЕ СХЕМЫ КАССЕТ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

Рабочая кассета (рис. 1.5) реактора ВК-50 представляет собой пучок, состоящий из 127 стержней 1 наружным диаметром $d_r = 10,2$ мм каждый, расположенных по треугольной решетке, с шагом $S_1 = 15,1$ мм. Стержни-твэлы 1 помещены в шестигранную внешнюю обечайку 2 толщиной $\delta=2$ мм. Расстояние между внешними гранями соседних кассет представляет собой технологический зазор $\delta_1 = 3$ мм. Высота топлива в твэле $L_{тп}=2000$ мм. Топливные таблетки 4 помещены в цилиндрическую оболочку 3, герметично закрытую с обеих сторон хвостовиками 5. Наружный диаметр таблеток ядерного топлива $d_{тп}=9,4$ мм. Между внешними цилиндрическими поверхностями топливных таблеток и внутренней поверхностью цилиндрической оболочки твэла имеется зазор шириной 0,1 мм, заполненный инертным газом. Этот зазор защи-

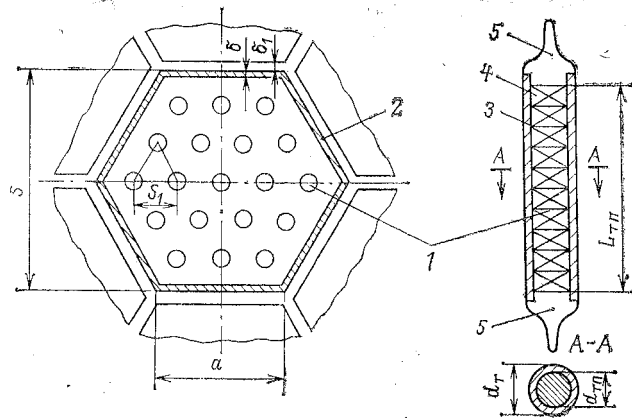


Рис. 1.5. Схема кассеты и твэла реактора ВК-50

щает тонкостенную оболочку от механического внутреннего воздействия массы топлива.

Суммарное число стержней m в кассете определяется числом рядов n :

- в однорядной кассете $m=1+6 \cdot 1$;
- в двухрядной кассете $m=1+6(1+2)$;
- в трехрядной кассете $m=1+6(1+2+3)$;

в кассете, имеющей n рядов,

$$m=1+6(1+2+3+\dots+n), \quad (1.1)$$

где $1+2+3+\dots+n = \frac{1+n}{2}n$ — сумма арифметической

прогрессии.

С учетом последней зависимости формула для суммарного числа стержней шестигранной кассеты примет вид

$$m=1+3n+3n^2. \quad (1.2);$$

На рис. 1.5 дана схема двухрядной кассеты. В рабочей кассете реактора ВК-50 с $m = 127$ число рядов $n = 6$. Размер одной грани кассеты a определяется числом рядов n и шагом расположения твэлов S_1 :

$$a=nS_1+(S_1-d_r/2)+\delta = (n+1)S_1+\delta-d_r/2. \quad (1.3)$$

Размер «под ключ» S равен двум высотам равнобедренного треугольника, у которого сторона равна a :

$$a^2 = (a/2)^2 + (S/2)^2. \quad (1.4)$$

Из (1.4) получаем

$$s = a\sqrt{3} . \quad (1.5)$$

Полная площадь шестигранной кассеты равна шести площадям равностороннего треугольника:

$$F = 3S^2 / (2\sqrt{3}) , \text{ или } F = 3\sqrt{3}a^2 / 2. \quad (1.6)$$

Сечение кассеты, занятое теплоносителем, равно полной площади сечения за вычетом сечения, занятого всеми стержнями, и сечения, занятого внешней обечайкой:

$$F_T = 3\sqrt{3}a^2 / 2 - m\pi d_T^2 / 4 - 6a\delta. \quad (1.7)$$

Площадь технологического зазора, прилегающего к шести граням кассеты, можно определить как площадь пояса толщиной, равной половине технологического зазора:

$$F_3 = 3a\delta_1. \quad (1.8)$$

Полная площадь ячейки кассеты равна сумме площадей F и F_3 :

$$F_{\text{я}} = F_T + F_3 = 3a(\sqrt{3}a/2 + \delta_1). \quad (1.9)$$

Сечение, занятое теплоносителем в ячейке, равно сумме сечений F_T и F_3 :

$$F_{\text{т.я}} = F_T + F_3. \quad (1.10)$$

Если в кассете все стержни заполнены топливом, то сечение кассеты, заполненное топливом, определяется по формуле

$$F_T = m\pi d_{\text{пл}}^2 / 4. \quad (1.11)$$

Иногда в рабочих кассетах центральный стержень делают полым и устанавливают в него датчики для замера профиля нейтронного потока. В этом случае число твэлов s будет меньше числа стержней m . Следовательно, сечение кассеты, заполненное топливом,

$$F_T = s\pi d_{\text{пл}}^2 / 4.$$

При известных значениях $F_{\text{т.я}}$ и F_T можно определить водоурановое отношение в ячейке кассеты:

$$\alpha = F_{\text{т.я}} / F_T. \quad (1.12)$$

Уравнение (1.12) справедливо при условии, что высота загрузки топлива во всех твэлах одна и та же и равна высоте заполнения ячейки теплоносителем. Это условие имеет место в корпусных водо-водяных ядерных реакторах. Водоурановое отношение, считается приемлемым, если $\alpha = 1 \div 3$.

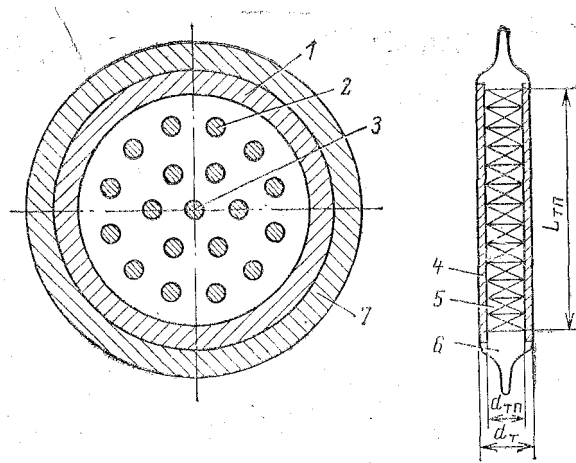


Рис. 1.6. Схема технологического канала и тепловыделяющего элемента реактора РБМК

Активная часть технологического канала реактора РБМК (рис. 1.6), расположенная в активной зоне, представляет собой трубу 1 наружным диаметром 88 мм с толщиной стенки 4 мм, изготовленную из циркониевого сплава.

В канал устанавливается тепловыделяющая кассета, представляющая собой две последовательно соединенные ТВС с активной высотой топлива $L_{тп} = 3477$ мм каждая.

ТВС состоит из 18 стержневых твэлов 2, которые крепятся с помощью стальных дистанционирующих решеток на центральной трубе 3, изготовленной из циркониевого сплава, размером $15 \times 1,25$ мм. Внутри этой трубы проходит несущий стержень диаметром 12 мм.

Твэл 2 представляет собой трубу 4 наружным диаметром $d_t = 13,6$ мм с толщиной стенки 0,9 мм, изготовленную из циркониевого сплава и заполненную таблетками 5 диаметром $d_{тп} = 11,5$ мм из двуоксида урана с обогащением 1,8 %- или 2 %-ным ураном-235. Внутренняя полость твэла при изготовлении заполняется смесью аргона и гелия и герметизируется концевыми хвостовиками 6 с помощью электроннолучевой сварки. В исходном холодном состоянии имеется зазор шириной 0,1 мм между внутренней полостью трубки твэла и наружными поверхностями таблеток горючего. Этот зазор ликвидируется при нагревании таблеток, тем самым предотвращается внутреннее воздействие массы топлива на стенки трубы.

Зазор между двумя ТВС составляет 20 мм, при нагревании твэлов он ликвидируется, поскольку жесткое крепление твэлов в ТВС осуществляется в верхней и нижней концевых решетках кассеты. Для обеспечения теплового контакта технологического канала с блоками графитовой кладки на трубу надеты графитовые кольца 7.

КОНСТРУКЦИОННЫЕ СХЕМЫ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ

2.1. ОСНОВНЫЕ ДВУХ- И ТРЕХКОИТУРНЫЕ СХЕМЫ АЭС

Среди конкретных схем, воплощенных в проектных и действующих АЭС, широкое распространение получили наряду с одноконтурными двухконтурные и трехконтурные АЭС. Если в одноконтурной схеме (см. гл. 1) производство пара осуществляется непосредственно в самом ядерном реакторе, то в рассматриваемых двухконтурных схемах АЭС генерация пара осуществляется в специальном аппарате-парогенераторе под действием теплоты, передаваемой из реактора теплоносителем, постоянно циркулирующим между реактором и парогенератором.

В Советском Союзе успешно работают на многих станциях двухконтурные ядерные установки с корпусными водяными энергетическими реакторами типа ВВЭР.

На рис. 2.1 дана принципиальная схема двухконтурной АЭС с водяным энергетическим реактором. Тепловая энергия, выделяющаяся в активной зоне 2 реактора 1 в результате деления ядер урана-235, направляется теплоносителем — водой — по шести трубопроводам в шесть парогенераторов 3, где передается кипящей воде, находящейся под меньшим давлением, и расходуется на подогрев воды до температуры кипения и генерацию пара, после чего охлажденный теплоноситель по шести трубопроводам циркуляционными насосами 4 возвращается в реактор.

Возможны варианты с четырьмя, тремя и даже двумя парогенераторами, т. е. четырех-, трех- и двухпетлевые схемы. Уменьшение числа петель снижает капитальные затраты станции. Изменение объема теплоносителя в первом контуре при нагревании или охлаждении его компенсируется в специальных устройствах — объемных компенсаторах 5. Насыщенный пар из парогенераторов направляется в паровую турбину 6, где отдает энергию на производство механической энергии, конденсируется на выходе из турбины в конденсаторе 7. Конденсат подается насосом 8 в подогреватели низкого давления 9, а затем — в деаэрактор 10.

Питательные насосы 11 подают воду в подогреватели высокого давления 12, а далее — в парогенераторы. Утечка воды во втором контуре компенсируется специальной подачей из химической установки по

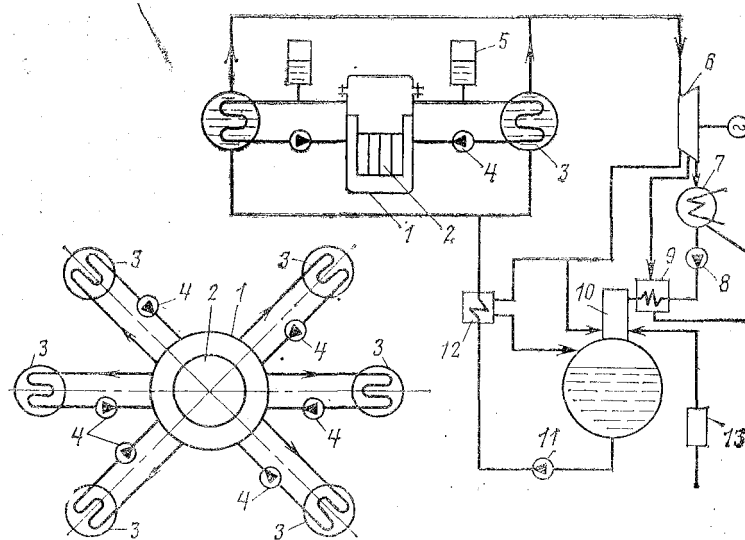


Рис. 2.1. Принципиальная схема двухконтурной АЭС с водо-водяным энергетическим реактором

подготовке добавочной воды 13. На станциях предусмотрены насосные установки для подачи воды в первый контур, системы аварийного заполнения водой активной зоны реактора при мгновенном разуплотнении первого контура и др.

Насыщенный пар невысокого давления является низкопотенциальным рабочим телом. Поэтому тепловой КПД паросилового цикла АЭС с водо-водяными реакторами составляет 0,25—0,30.

Создание АЭС данного типа на перегретом паре в принципе возможно, но с малым перегревом: $\Delta t_{пл} = 10 \div 20$ °С. Такой перегрев не может существенно повлиять на увеличение КПД паросилового цикла. Коренным образом решается эта проблема при использовании в качестве теплоносителя жидкого металла, например натрия, на ядерных установках, в которых деление ядер топлива осуществляется при облучении быстрыми нейтронами. Особенности нейтронно-физических процессов, протекающих в активной зоне реактора, и требования надежности побудили к созданию в этих установках дополнительного промежуточного контура, в котором циркулирует жидкий натрий. Создание промежуточного контура породило трехконтурную схему АЭС и в сильной степени усложнило ядерную

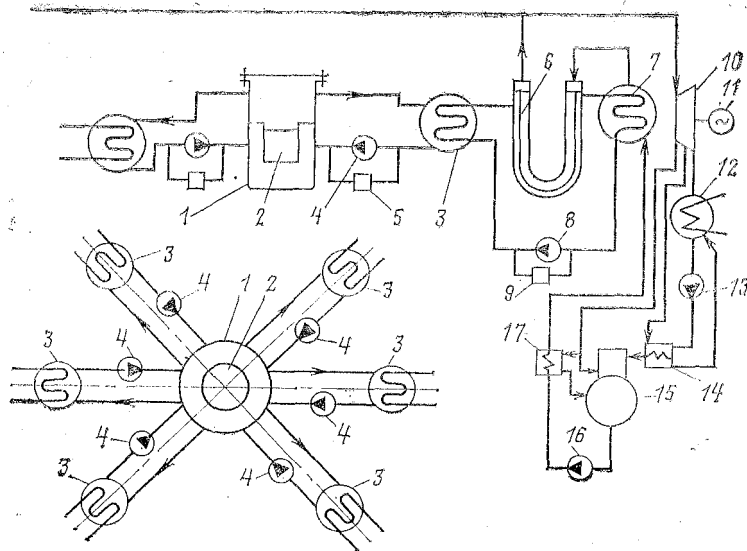


Рис. 2.2. Принципиальная схема трехконтурной АЭС с реактором на быстрых нейтронах

установку. Принципиальная схема трехконтурной АЭС приведена на рис. 2.2.

Теплота, выделяющаяся в активной зоне и зоне воспроизводства 2 реактора 1 вследствие деления ядер топлива, снимается с поверхности твэлов протекающим жидким натрием, который постоянно циркулирует через активную зону и зону воспроизводства. Нагретый в реакторе до температуры 550—600 °С натрий направляется в промежуточный теплообменник 3, в котором отдает тепловую энергию менее нагретому натрию второго контура. Из промежуточного теплообменника охлажденный до 350—450 °С натрий циркуляционным насосом 4 возвращается в реактор.

Для очистки натрия первого контура устанавливается специальное приспособление — холодная ловушка 5, а для очистки второго контура — ловушка 9. Натрий второго контура выходит из промежуточного теплообменника при температуре 450—500 °С, направляется в пароперегреватель 6, а затем в испаритель 7, передает теплоту пару и кипящей воде, затем возвращается циркуляционным насосом второго контура 8 в промежуточный теплообменник. Перегретый пар из парогенераторов направляется в паровую турбину 10, вращающую электрогенератор, где отдает энергию на производство механической энергии, конденсируется на выходе из турбины в конденсаторе 12. Конденсат подается насосом 13 в подогреватель низкого давления 14, а затем —

в деаэрактор 15. Питательные насосы 16 подают воду в подогреватели высокого давления 17, а далее — в парогенераторы.

Охлаждение натрия второго контура в парогенераторе осуществляется до температуры 300—350 °С. В последнее время в СССР и за рубежом получили распространение интегральные схемы реакторных установок с расположением промежуточных теплообменников непосредственно в корпусе самого реактора по периферии активной зоны. Такой интегральный вариант исключил трубопроводы первого контура, что в свою очередь привело к снижению капитальных затрат.

На рис. 2.2 приведена шестипетлевая схема, в которой от одного реактора по шести петлям тепловая энергия направляется в шесть промежуточных теплообменников.

В АЭС на быстрых нейтронах возможны также четырех-, трех- и двухпетлевые варианты. Подача теплоносителя — жидкого натрия, имеющего температуру 450—500 °С, — в парогенератор дает возможность получить перегретый пар температурой 400—450 °С. Использование пара, имеющего высокие давления и температуру, позволило поднять КПД паросилового цикла на АЭС с реакторами на быстрых нейтронах до 0,38—0,42.

2.2. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПАРОГЕНЕРАТОРОВ

Парогенератор на АЭС является специальным теплообменным устройством, в котором осуществляется производство пара необходимых параметров при использовании теплоты, вносимой в него теплоносителем первого или второго контура. Основными характеристиками парогенератора АЭС, так же как и котла ТЭС, являются: паропроизводительность, давление пара, температура перегрева пара, чистота пара, влажность (для цикла с насыщенным паром) и температура питательной воды. В общем случае парогенератор АЭС имеет следующие элементы: подогреватель (водяной экономайзер), испаритель и пароперегреватель. В некоторых конструкциях парогенераторов эти элементы совмещены в одном теплообменном аппарате, в других все три элемента являются самостоятельными теплообменниками, включенными последовательно в контуры теплоносителей.

В парогенераторе АЭС в качестве нагреваемого теплоносителя используется рабочее тело: пар, пароводяная

смесь и вода. В качестве греющего теплоносителя, охлаждающего поверхности твэлов реактора и переносящего теплоту реактора в парогенератор, используются различные первичные теплоносители (вода, жидкие металлы и газы). Теплофизические свойства первичного теплоносителя в значительной степени определяют конструкционные особенности парогенератора. Движение рабочего тела в экономайзере и пароперегревателе всегда однократное и принудительное. По способу организации движения рабочего тела в испарителе парогенераторы делят на три группы: с естественной циркуляцией, с многократной принудительной циркуляцией и прямоточные.

Парогенераторы с естественной циркуляцией характеризуются многократным движением воды в испарителе, возникающим вследствие естественного движущего напора, имеющего место из-за разности весов столбов жидкости в опускной системе и пароводяной смеси в подъемной. Опускные и подъемные парогенерирующие каналы представляют собой замкнутый контур.

Парогенераторы с многократной принудительной циркуляцией также имеют многократное движение воды в испарителе, который состоит из опускных и подъемных парогенерирующих каналов замкнутого контура, но в этом случае напор создается циркуляционным насосом, включенным в опускную систему. Прямоточные парогенераторы характеризуются включением всех элементов в одну последовательную цепь с однократным принудительным движением в них рабочей среды, поддерживаемым работой питательного насоса.

Показателем, характеризующим тепловую экономичность парогенератора, является КПД. В парогенераторах АЭС имеет место только один вид потерь теплоты — в окружающую среду нагретыми элементами. Эти потери невелики, они составляют 0,5—2% тепловой мощности парогенератора, в связи с чем КПД парогенераторов АЭС составляет 0,98—0,995. При проектировании парогенераторов АЭС необходимо стремиться к тому, чтобы выполнить основное требование, связанное с обеспечением их длительной эксплуатации в различных режимах: все элементы должны обладать высокой надежностью и отвечать расчетным параметрам, соответствующим максимальной мощности. В связи с этим при разработке новых конструкций отдельные элементы парогенератора проверяются на опытных стендах. И только после детальных экспериментальных исследований опытных элементов, позволяющих

добиться соответствия расчетных характеристик истинным опытными значениям, вносятся коррективы в расчеты и чертежи, по которым изготавливается новый парогенератор,

2.3. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ, ОБОГРЕВАЕМЫХ ВОДОЙ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Ранее указывалось, что теплофизические свойства первичного теплоносителя сильно влияют на конструкцию парогенератора.

Широкое распространение в настоящее время получили АЭС, в которых в качестве греющего теплоносителя используется обычная вода — наиболее дешевый и распространенный жидкий теплоноситель. Сочетание ее физических и теплофизических свойств (плотности, теплопроводности, вязкости, теплоемкости), определяющих интенсивность теплообмена и расход теплоносителя, является наиболее благоприятным по сравнению со всеми другими низкотемпературными теплоносителями. Коэффициенты теплообмена для воды достигают больших значений при относительно малых скоростях и резко увеличиваются с их ростом. Благодаря высокой теплоемкости, малой вязкости и большой плотности затраты на перекачку воды по контуру невелики. К положительным свойствам воды относятся также хорошая устойчивость ее по отношению к ионизирующему излучению и практически невысокая склонность к активации. К числу недостатков воды следует отнести в первую очередь высокое давление ее насыщенного пара. При увеличении давления более чем в 200 раз (от 0,1 до 22,11 МПа) температура насыщенного пара повышается всего немногим более чем в 3 раза (с 99,6 до 374,1 °С). Температурный уровень отвода теплоты из реактора водой невелик. В связи с этим парогенераторы АЭС, обогреваемые водой под давлением, вырабатывают насыщенный пар среднего давления 3—7 МПа, имея в первом контуре высокое давление 10—17 МПа. Влияние давления на плотность воды пренебрежимо мало. Зато зависимость плотности от температуры увеличивается с ростом последней. При давлении 10 МПа и при изменении температуры от 250 до 300 °С удельный объем воды возрастает на 11%. Это неблагоприятное свойство воды требует установки в первом контуре АЭС специального устройства — компенсатора объема.

Вода — хороший растворитель, и это ее свойство значительно усложняет водоподготовительные установки, которые должны очищать воду не только от взвешенных или

коллоидных частиц, но и от растворенных. Наличие в воде первого контура растворенных примесей приводит к повышению ее радиоактивности из-за возникновения долгоживущих нуклидов. Выпадение активных веществ из раствора в контуре делает его (в том числе и парогенератор) труднодоступным для ремонта и ревизии. Вода к тому же — весьма коррозионно-активное вещество. Коррозионные процессы, даже если они протекают с небольшими скоростями, загрязняют воду как растворенными, так и твердыми продуктами коррозии, которые активируются в реакторе. Продукты коррозии, как правило, содержат элементы, нейтронное облучение которых приводит к возникновению долгоживущих радиоактивных нуклидов. В связи с этим оборудование первого контура изготавливается в основном из нержавеющей сталей аустенитного класса (типа 1X18H9T или X18H10T). Но для нержавеющей сталей опасным видом коррозии является коррозия под напряжением, интенсивно протекающая в элементах с механическими напряжениями при наличии в воде свободного кислорода и хлор-ионов.

Первым парогенератором АЭС, вступившим в промышленную эксплуатацию в 1954 г., является парогенератор Первой в мире АЭС, обогреваемой водой под давлением (рис. 2.3).

Он состоит из последовательно включенных экономайзера 1, испарителя 2, пароперегревателя 3. Питательная вода по трубопроводу подается в водяной экономайзер, проходит по межтрубной полости, подогревается и поступает в испаритель по трубопроводу 7. Насыщенный пар из испарителя по трубопроводу 4 поступает в пароперегреватель, проходит по межтрубной полости, перегревается и по трубопроводу подается на турбину. Гретьящая вода по трубопроводу 5 поступает вначале в пароперегреватель, проходит по трубам пароперегревателя, отдает теплоту и по трубопроводу 6 поступает во входной коллектор испарителя, проходит по змеевикам и собирается в выходном коллекторе, из которого по трубопроводу 8 направляется в водяной экономайзер, а из экономайзера — в реактор по трубопроводу 9.

Пароперегреватель и экономайзер имеют одинаковую конструкцию. Корпус имеет U-образную форму. Поверхность теплообмена набрана из 55 U-образных трубок диаметром 22 мм. Все элементы, соприкасающиеся с первичным теплоносителем, выполнены из стали 1X18H9T, корпус и патрубki рабочего тела — из углеродистой стали.

На рис. 2.4 представлен продольный разрез испарителя. В корпусе испарителя 1 осуществляется генерация пара на теплообменной поверхности 4, образованной вертикальным трубным пучком из 36 змеевиков

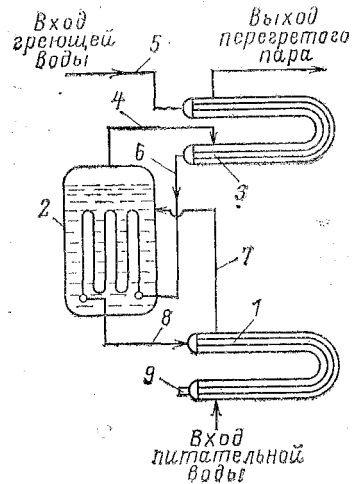


Рис. 2.3. Принципиальная схема парогенератора Первой в мире АЭС

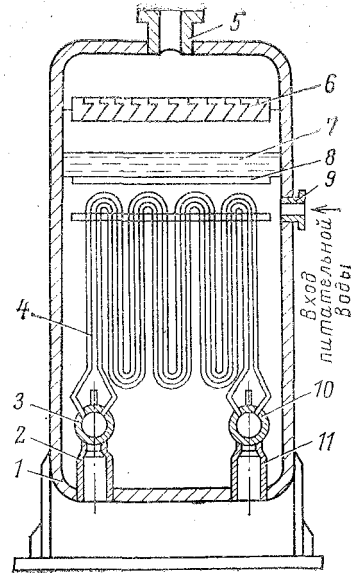


Рис. 2.4. Схема испарителя Первой в мире АЭС

диаметром 21 мм, подсоединенных к входному 3 и выходному 10 коллекторам в виде 12 трехрядных лент.

Под уровнем воды 7 в испарителе установлен выравнивающий дырчатый лист 8. В паровом пространстве смонтированы сепарирующие устройства 6. Греющий теплоноситель первого контура поступает в патрубке 2, далее — в выходной коллектор, а затем проходит по трубам, образующим теплообменную поверхность, собирается в выходном коллекторе 10 и по патрубку 11 выходит из испарителя. Насыщенный пар отбирается из испарителя через патрубок 5. Питательная вода подается в испаритель по патрубку 9.

На атомных станциях США с водо-водяными энергетическими реакторами широкое распространение получили парогенераторы с вертикальным расположением труб теплообменных поверхностей (рис. 2.5).

Так же как и в парогенераторах Первой АЭС, в этих парогенераторах теплообменные поверхности полностью расположены в водяном объеме (с погружной поверхностью). Парогенератор изготавливается двумя отдельными секциями. В нижней секции 1 расположена теплопередающая поверхность 2, образованная U-образными трубами, изготовленными из нержавеющей стали или сплава никеля, хрома и железа (сплав ИНКО-600). Трубы заделаны в трубную доску 9, которая со стороны первичного теплоносителя плакируется нержавеющей сталью,

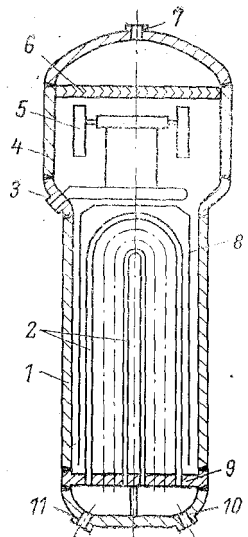


Рис. 2.5. Схема парогенератора американских АЭС

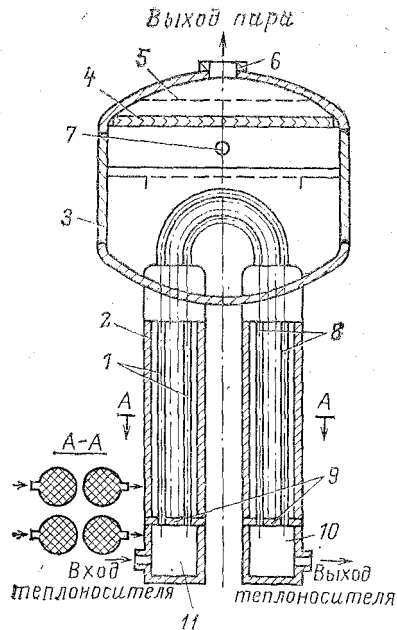


Рис. 2.6. Схема вертикального парогенератора

В верхней секции 4 располагаются сепарационные устройства. Первая ступень представляет собой сепараторы центробежного типа 5 (циклонные встроенные сепараторы), вторая ступень 6 — жалюзийные сепараторы. Циркуляция рабочего тела в парогенераторе естественная. Опускной участок контура циркуляции образован корпусом парогенератора 1 и кожухом 8, в который заключена поверхность теплообмена.

Теплоноситель первого контура подается в патрубок 10, проходит по трубам, отдает теплоту кипящей воде и выходит из парогенератора через патрубок 11. Насыщенный пар отбирается из парогенератора через патрубок 7. Питательная вода поступает в распределительный коллектор через патрубок 3. Производительность парогенератора составляет 190—250 кг/с сухого пара с давлением 4,8—5,2 МПа. Давление теплоносителя в первом контуре составляет 14,5—15,5 МПа, температура на входе в парогенератор равна 308—315 °С, на выходе 285—288 °С.

Дальнейшее развитие парогенераторов этого типа направлено на увеличение тепловой мощности.

Парогенераторы вертикального типа нашли воплощение в некоторых отечественных конструкциях (рис. 2.6). У отечественных парогенераторов в отличие от зарубежных теплообменная поверхность 1 заклю-

чена в четыре отдельных корпуса 2, подсоединенных к общей верхней секции 3, в которой расположены сепарирующие 4 и выравнивающие 5 устройства. Выход пара осуществляется из верхней секции 6. По патрубкам 7 происходит подача питательной воды. Теплоноситель первого контура входит одновременно в две камеры 11, распределяется по трубам, закрепленным в трубных досках 9, отдает тепло кипящей воде и из камер 10 направляется в реактор. Циркуляция рабочего тела естественная. Все четыре вертикальных пучка закреплены в металлические кожухи 8 таким образом, что между кожухами и корпусом имеется кольцевая щель, по которой вода из верхней секции опускается вниз, а по межтрубному пространству пароводяная смесь поднимается вверх. В парогенераторе данного типа имеются четыре самостоятельных контура естественной циркуляции.

В последнее время осуществляется конструкторская разработка вертикальных парогенераторов большой мощности с витыми поверхностями теплообмена, с плоскими вертикальными ширмами и вертикальных пряموканальных парогенераторов с перегревом пара и без перегрева.

Наряду с вертикальными парогенераторами широкое распространение получили конструкции с горизонтальным расположением теплообменных поверхностей. В Советском Союзе горизонтальные парогенераторы установлены почти на всех АЭС с водо-водяными корпусными реакторами. Модернизация горизонтальных парогенераторов осуществлялась в направлении увеличения единичной мощности с сохранением основных габаритных размеров и уменьшения относительного расхода металла на единицу вырабатываемого пара. Сравнение горизонтальных парогенераторов пяти блоков Нововоронежской АЭС свидетельствует о том, что мощность парогенератора пятого блока D_5 возросла более чем в 6 раз по сравнению с мощностью парогенератора первого блока D_1 практически без видимого изменения внутреннего диаметра Φ_1 и длины корпуса l_1 ($D_5=1140$ т/ч; $D_1=230$ т/ч; $\Phi_5=3600$ мм; $\Phi_1=3010$ мм; $l_5=13\,000$ мм; $l_1=12\,400$ мм).

Удельный расход металла был снижен с 0,45 кг металла на 1 кг пара у парогенератора первого блока до 0,137 кг металла на 1 кг пара у пятого блока. Такое резкое улучшение двух наиболее важных характеристик стало возможным благодаря замене труб диаметром 21X X1,5 мм теплообменных поверхностей первого блока трубами диаметром 1,2X1,2 мм пятого блока.

Схема горизонтального парогенератора с погружными поверхностями теплообмена представлена на рис. 2.7.

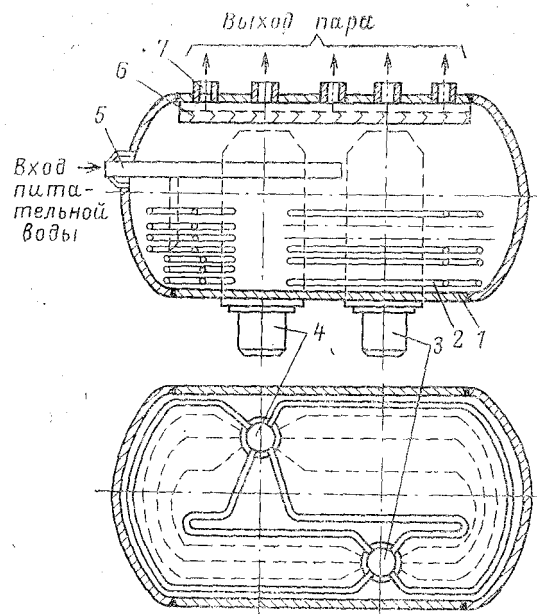


Рис. 2.7. Схема отечественного горизонтального парогенератора

В цилиндрическом горизонтальном корпусе 1 расположена теплообменная поверхность 2, образованная пакетом труб, подсоединенных с одной стороны к входному коллектору 3, а с другой — к выходному 4

В верхнем паровом пространстве расположены сепарирующие и выравнивающие устройства 6. Питательная вода подается в распределительный коллектор 5. Пар из парогенератора отводится через патрубки 7. Теплоноситель первого контура поступает из реактора во входной коллектор, из которого распределяется по трубам теплообменной поверхности, проходит внутри труб, отдает теплоту на подогрев воды и генерацию пара, а затем собирается в выходном коллекторе, из которого направляется в реактор.

Парогенераторы данного типа работают с существенным паровым «перекосом», поскольку температура греющего теплоносителя на начальных участках труб значительно превышает температуру в зоне выходного коллектора. С целью выравнивания теплового перекоса осуществляется подача питательной воды в зону с максимальной паровой нагрузкой, а под уровнем дополнительно

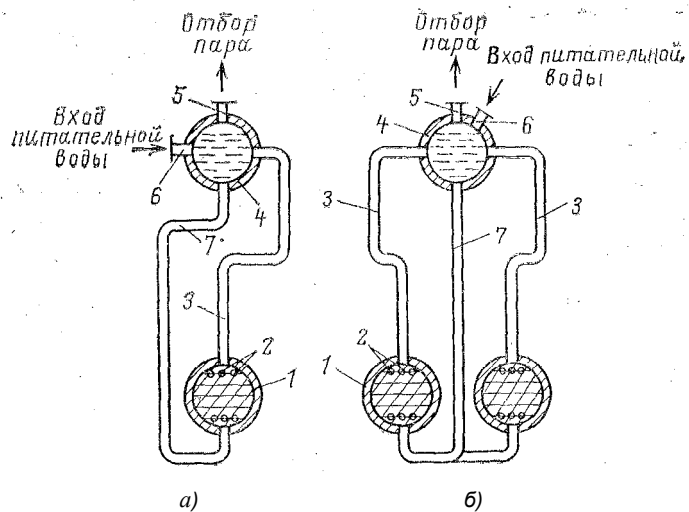


Рис. 2.8. Схемы двухбарабанных парогенераторов с прямыми (а) и U-образными (б) трубами

устанавливаются дырчатые листы с профилированным сечением отверстий. Циркуляция рабочего тела в парогенераторе естественная. По специальным коридорам вода опускается вниз, а в межтрубном пространстве пароводяной поток поднимается вверх.

Парогенераторы с горизонтальным расположением теплообменных поверхностей нашли применение также на АЭС за рубежом. На АЭС «Шиппингпорт» и «Индиан-Пойнт» (США) установлены горизонтальные двухбарабанные парогенераторы с прямыми и U-образными теплообменными трубами (рис. 2.8).

Теплообменные поверхности 2 расположены в нижних барабанах 1. Верхние барабаны 4 выполняют роль сепарирующих устройств. Циркуляция рабочего тела естественная. Вода из верхнего барабана опускается в нижний по трубам 7, а пароводяная смесь поднимается из нижнего барабана в верхний по патрубкам 3. Пар отбирается из верхних барабанов по патрубкам 5. Подача питательной воды осуществляется в верхние барабаны 6.

2.4. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ, ОБОГРЕВАЕМЫХ ЖИДКИМ МЕТАЛЛОМ

Применение жидкометаллических теплоносителей для энергетических ядерных реакторов обусловлено многими причинами. Главные из них: внедрение в ядерную

энергетику реакторов на быстрых нейтронах, повышение параметров парового цикла, возможность использования серийных турбин. Жидкие металлы в отличие от других жидкостей имеют простую атомную структуру, практически не разлагаются под действием облучения и нагрева в активной зоне реактора. Их высокая температура кипения и низкое давление насыщенных паров практически не ограничивают температуру нагрева при самых малых давлениях в контуре. Жидкие металлы обладают весьма ценными теплофизическими свойствами. В первую очередь это относится к теплопроводности, которая у жидких металлов намного выше, чем у воды. Поэтому интенсивность теплообмена для всех жидких металлов высокая. Верхний температурный предел применения жидких металлов как теплоносителей ограничивается жаропрочностью или коррозионной стойкостью конструкционных материалов. По ядерно-физическим, теплофизическим и физико-химическим свойствам в качестве теплоносителей для ядерной энергетики в настоящее время наиболее предпочтительны натрий, калий и их сплавы. Несмотря на существенные недостатки, такие как высокая химическая активность по отношению к воде и воздуху, активация в реакторе (с образованием долгоживущего изотопа), лучшим жидкометаллическим теплоносителем является натрий. Натрий обладает самой высокой из всех теплоносителей теплопроводностью, его плотность и вязкость такие же, как у воды, а теплоемкость выше, чем у других жидких металлов, кроме лития. Калий практически по всем свойствам (кроме температуры плавления) уступает натрию. Основное ухудшение свойств сплавов по сравнению с чистым натрием заключается в уменьшении теплопроводности. На действующих советских АЭС с реакторами Бор-60, БН-350, БН-600 в качестве теплоносителя используется натрий. В Советском Союзе и за рубежом на АЭС с реакторами на быстрых нейтронах нашли широкое применение парогенераторы как прямоточные, так и с естественной циркуляцией рабочего тела. Представляет интерес прямоточный парогенератор АЭС «Энрико Ферми», США (рис. 2.9).

В этом парогенераторе питательная вода подается в кольцевой коллектор 6 по патрубку 5, далее распределяется по опускным трубам 3, проходит вниз и попадает вначале в экономайзерную зону, затем в испаритель, а далее — в пароперегреватель. Перегретый пар собирается в кольцевом коллекторе 8, а затем по патрубку 7 поступает в магистральный паропровод. Поверхность теплообмена 1, образованная двухрядными змеевиками, расположена в кольцевом объеме, созданном

корпусом 9 и кольцевой трубой 10. Натрий из промежуточного теплообменника поступает в кольцевую полость по двум входным патрубкам 2, проходит по межтрубному пространству теплообменной поверхности сверху вниз, отдает теплоту, охлаждается и выходит из парогенератора через патрубок 11. Большая часть центральной трубы занята натрием, а верхняя часть — инертным газом. Газовый объем предназначен для компенсации температурного расширения натрия, а также для

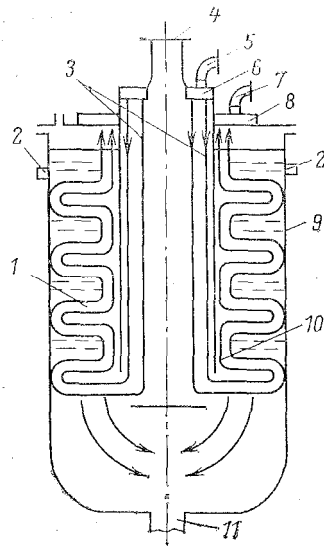


Рис. 2.9. Конструктивная схема парогенератора прямооточного парогенератора АЭС «Энрико Ферми»

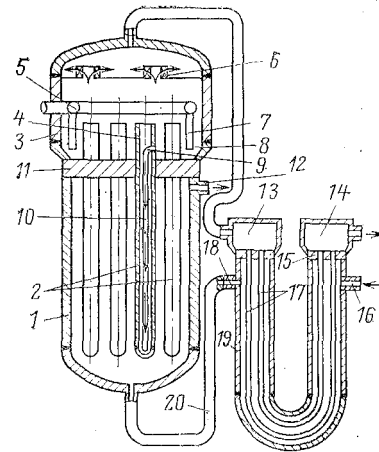


Рис. 2.10. Общий вид парогенератора установки с реактором БН-350

повышения давления при случайном взаимодействии воды и натрия. При взаимодействии натрия с водой осуществляется выброс продуктов в специальный сепаратор через патрубок 4.

Заслуживает внимания отечественный парогенератор с естественной циркуляцией рабочего тела в испарительных каналах, установленный на АЭС с реактором БН-350 (рис. 2.10). При создании парогенератора данного типа в течение длительного времени проводились теплогидродинамические и коррозионно-эрозионные исследования на одно- и многоканальных моделях. Полученные результаты использованы при окончательном выборе рабочего варианта парогенератора.

Испаритель парогенератора состоит из двух корпусов: нижнего 1, в котором расположены испарительные каналы 2, выполненные в виде

трубки Фильда, и верхнего 3, в котором расположены подъемные направляющие трубы 4, кольцевой распределительный коллектор питательной воды 5 с раздаточными трубами 7 и сепарирующие устройства 6. Вода из водяного пространства 8 верхнего корпуса поступает в испарительные каналы через отверстия 9 и направляется вниз по опускным трубам 10. В нижней части поток воды выходит из опускной трубы, разворачивается на 180° и входит в кольцевую щель, образованную опускной трубой и внешней обогреваемой трубой испарительного канала. В кольцевой щели осуществляется генерация пара под воздействием теплоты, воспринимаемой от протекающего вдоль испарительных каналов жидкого натрия. Пароводяная смесь поднимается вверх по кольцевой щели и выходит из испарительного канала через направляющую трубу. Отсепарированный пар из верхнего корпуса направляется по трубопроводу во входную камеру пароперегревателя 13. Из камеры пар по пароперегревательным трубам 17 поступает в выходную камеру 14, воспринимая на своем пути теплоту от протекающего по межтрубному пространству жидкого натрия. Пароперегреватель представляет собой U-образный пучок труб, закрепленных в трубных досках 15 и размещенных в корпусе 19. Жидкий натрий из промежуточного теплообменника входит вначале в пароперегреватель через патрубок 16, проходит через пароперегреватель и выходит через патрубок 18, а далее по трубопроводу 20 подается в нижнюю часть испарителя, поднимается в испарителе по пространству, заключенному между нижним корпусом и испарительными каналами, и выходит через патрубок 12.

Геометрические размеры испарительных каналов и их количество определяются мощностью парогенератора. Испарительные каналы верхними концами крепятся в трубной доске 11, их нижние концы свободны, что создает благоприятное условие для компенсации термических расширений.

Теплообменные поверхности испарителя и пароперегревателя изготовлены из низколегированной стали перлитного класса марки 1Х2М. Парогенератор вырабатывает пар давлением 4,5 МПа с температурой перегрева 435°С.

Прямоточный парогенератор АЭС с реактором БН-600 представляет собой совокупность теплообменников прямоканального типа, включенных последовательно по схеме экономайзер — испаритель — пароперегреватель. Серия установленных пиналов, работающих параллельно, обеспечивает расчетную мощность парогенератора.

2.5. ПАРОГЕНЕРАТОРЫ, ОБОГРЕВАЕМЫЕ ГАЗАМИ

Газообразные вещества имеют достаточно хорошие ядерно-физические свойства. Незначительные сечения захвата тепловых нейтронов газами дают возможность ис-

пользовать в реакторах необогащенный уран. Простые одноатомные газы (кроме азота и аргона) в активной зоне реактора не разлагаются и не активируются. Разложение и активация сложных многоатомных газов также практически незначительна. Газы, используемые в качестве теплоносителей, не должны обладать химической активностью и должны быть коррозионно инертны. В отношении теплофизических свойств лучшими теплоносителями являются водород и гелий. Большинство же газов являются плохими теплоносителями. Теплоемкость, теплопроводность и плотность их очень малы, поэтому для отвода теплоты необходимо прокачивать большие объемы теплоносителя. Плохие теплоотдающие свойства затрудняют получение высоких температур теплоносителя на выходе из реактора при металлических оболочках твэлов из-за высоких перепадов температуры между газом и поверхностью твэла. По этой же причине необходимо создание чрезмерно больших площадей поверхностей нагрева и применение жаростойких и керамических оболочек твэлов.

В настоящее время самым распространенным газовым теплоносителем в ядерной энергетике является углекислый газ. По теплопроводности и интенсивности теплообмена он уступает гелию, но по затратам на перекачку его массы (при одной и той же мощности) он лучше.

Гелий является перспективным теплоносителем для высокотемпературных ядерных энергетических установок, позволяющих получить высокие, сверхвысокие и даже сверхкритические параметры пара, несмотря на то что по своим теплообменным свойствам он уступает водороду. Применение водорода затруднено из-за его химической активности (образование взрывоопасных соединений). В Советском Союзе энергетические установки с газовыми теплоносителями пока не нашли применения. Наиболее широко газовые теплоносители используются в Великобритании. На АЭС «Колдер — Холл» были установлены первые промышленные парогенераторы с газовым теплоносителем.

Начиная с 1967 г. в Великобритании, США и Франции АЭС с графитовыми реакторами строятся с компоновкой оборудования первого контура внутри корпуса реактора из предварительно напряженного железобетона. Конструкционные схемы большинства парогенераторов напоминают змеевиковые схемы пароперегревателей и экономайзеров котлов ТЭС. Различие заключается в том, что со стороны газа на все змеевики наварены шипы в виде пластин различных размеров для увеличения площади поверхности теплообмена. Применение шипов позволило увеличить площадь поверхности теплообмена со стороны газа в че-

тыре и более раз. Вода, пароводяная смесь и перегретый пар движутся внутри труб. Применяются парогенераторы прямоточные и с многократной принудительной циркуляцией.

Глава третья

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ПАРА

3.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕМ ЭЛЕМЕНТЕ

Существующий в настоящее время строгий подход к описанию механизма зарождения паровой фазы в жидкости основан на принципах статической флуктуационной теории. С позиции этой теории причиной появления паровой фазы в жидкости являются флуктуации плотности, вызываемые хаотическим тепловым движением молекул.

При решении задачи образования паровой фазы некоторые авторы [3, 59, 60] используют классическую молекулярно-кинетическую теорию. Молекулярно-кинетический подход основан на предположении существования в жидкой фазе некоторого количества молекул, энергия которых существенно превышает среднюю. Столкновение таких молекул с молекулами, обладающими меньшими энергиями, приводит к образованию активированных групп частиц, каждая из которых ведет себя как одна большая молекула, способная к дальнейшему присоединению менее активных молекул. Достаточно большое скопление молекул в группе может играть роль парового зародыша.

В инженерной практике наибольшее распространение получили гомогенные и гетерогенные парогенерирующие системы. Образование пузырьков пара непосредственно в объеме жидкости (гомогенная система) происходит в условиях, когда жидкость значительно перегрета относительно температуры насыщения при данном давлении. Такие условия создаются при быстром снижении давления в системе.

Парогенерирующие элементы АЭС представляют собой гетерогенные системы, в которых процесс парообразования осуществляется на твердых обогреваемых поверхностях. При кипении жидкости на твердой обогреваемой поверхности образование паровых пузырьков наблюдается-

ся в отдельных местах этой поверхности. На теплообменной поверхности пузырьки пара будут зарождаться в том случае, если система сможет преодолеть некоторый характерный энергетический барьер. Чем ниже этот барьер, тем выше вероятность возникновения паровых зародышей на обогреваемом участке твердой поверхности. Характерный энергетический барьер оценивается приращением термодинамического потенциала в системе при переходе от системы без паровых зародышей к системе с жизнеспособными зародышами пузырьков пара. При появлении парового пузырька объемом v и полной площадью поверхности F при площади контакта со стенкой F_T система получит приращение термодинамического потенциала [23]

$$\Delta\Phi = (f'' - f')v\rho'' + \sigma F \left[1 - \frac{F_T}{F} (1 - \cos\theta) \right], \quad (3.1)$$

где f' и f'' — удельные термодинамические потенциалы Гиббса соответственно для жидкой и паровой фаз; θ — краевой угол смачивания. В уравнении (3.1) второе слагаемое характеризует работу по созданию поверхностей раздела фаз — твердой, жидкой и газообразной. Работа образования новых поверхностей будет меньше в том случае, когда большая часть площади поверхности пузырька F соприкасается с твердой фазой F_T . Этому условию отвечает наиболее шероховатая поверхность теплообмена с большим количеством углублений, впадин и царапин. Различного рода шероховатости на теплообменной поверхности, а также пузырьки газов и пылинки могут служить наиболее вероятными центрами парообразования. Число центров парообразования можно искусственно изменить (уменьшить или увеличить), подвергнув соответствующей обработке поверхность теплообмена и кипящую жидкость. Если теплообменную поверхность отполировать, а жидкость подвергнуть дегазации, то для осуществления процесса парообразования потребуется больший перегрев пристенного жидкостного слоя, чем при кипении той же жидкости на необработанной поверхности. Это объясняется тем, что при обработке твердой поверхности (полировке и др.) и повышении класса чистоты на поверхности остаются более мелкие выступы и микротрещины с меньшим радиусом кривизны.

Процесс парообразования можно условно подразделить на несколько стадий: зарождение пузырьков в некоторых центрах на теплообменной поверхности, их рост до отрывного диаметра, отрыв от этих центров и движение в жидкости. В центре парообразования рождается пузы-

рек пара с минимальным критическим радиусом R_k , соответствующим размеру неровностей на поверхности теплообмена. Критический радиус определяется из условия термодинамического равновесия. В момент образования пузырька на него действуют две силы: давление p окружающей его жидкости и сила поверхностного натяжения. Для парового пузырька сферической формы условия равновесия сил определяются уравнением Лапласа

$$\Delta p = p_1 - p = 2\sigma/R_k \quad (3.2)$$

где p_1 — давление пара в сферическом пузырьке; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости. При избыточном давлении $\Delta p \geq 2\sigma/R_k$ паровой пузырек может существовать и развиваться, при $\Delta p < 2\sigma/R_k$ он сконденсируется.

Давление p соответствует температуре насыщения жидкости T_s . Температура же пара в пузырьке выше T_s , поскольку давление в нем p_1 выше давления p . Поскольку пузырек зародился на теплообменной поверхности, имеющей температуру T_w , можно предположить, что температура пара в нем будет равна температуре стенки $T_{п} = T_w = T_s + \Delta T$. Поэтому разность давлений $\Delta p = p_1 - p$ при зарождении парового пузырька может быть представлена через перегрев жидкости на стенке:

$$\begin{aligned} \Delta p &= p(T_s + \Delta T) - p(T_s) = \\ &= p' \Delta T + p'' \Delta T^2 / 2 + \dots \approx p' \Delta T. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Здесь p' — производная давления по температуре на линии насыщения. Согласно закону Клапейрона — Клаузиуса p' определяется по формуле

$$p' = (\partial p / \partial T_s) \approx r p' p'' / [T_s (p' - p'')]. \quad (3.4)$$

С учетом зависимости давления насыщенного пара от кривизны поверхности раздела (уравнение Томсона) получаем

$$\Delta p = p' \Delta T (p' - p'') / p'. \quad (3.5)$$

Используя равенства (3.2), (3.4) и (3.5), можем выразить критический радиус пузырька:

$$R_k = 2\sigma T_s / [p'' r (T_w - T_s)]. \quad (3.6)$$

Величина R_k определяет размеры элементов шероховатости теплообменных поверхностей, которые при данных условиях (давлении, перегреве и т. д.) служат центрами парообразования.

Таким образом, минимальная разность между температурой поверхности нагрева и температурой насыщения

жидкости, при которой возможно зарождение и начало роста парового пузырька на теплообменной поверхности, из (3.6) получается равной

$$T_w - T_s = 2\sigma T_s / (r\rho R_k). \quad (3.7)$$

Для зарождения и начала роста парового пузырька на поверхности нагрева необходимо и достаточно, чтобы на поверхности нагрева были несмачиваемые впадины, заполненные газом или паром, существовали температурный перегрев поверхности нагрева и достаточный теплоподвод к паровому зародышу, т. е. паровой пузырек должен быть окружен слоем перегретой жидкости определенной толщины. В [63] авторы, анализируя условия зарождения и роста паровых пузырьков на теплообменных поверхностях, приводят формулу для максимального и минимального размеров впадин, в пределах которых последние можно рассматривать как активные центры парообразования:

$$R = \frac{\delta(T_w - T_s)}{3(T_w - T_\infty)} \left\{ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{12(T_w - T_\infty)T_s\sigma}{(T_w - T_s)^2 \delta r \rho}} \right\}, \quad (3.8)$$

где T_∞ — температура жидкости на достаточно большом расстоянии от поверхности теплообмена; δ — толщина ламинарного перегретого подслоя жидкости.

При зарождении парового пузырька критического размера затрачивается энергия, зависящая от условий, в которых зарождается паровой пузырек: на обогреваемой поверхности или в свободном объеме жидкости.

В общем случае эту энергию можно определить по видоизмененному уравнению (3.1):

$$E = -\Delta p v + \sigma F [1 - (F_v/F)(1 - \cos \theta)]. \quad (3.9)$$

Объем v и площадь поверхности F парового пузырька составляют $(4/3)\pi R_k^3$ и $4\pi R_k^2$ соответственно. Если паровой пузырек зарождается в свободном объеме, то площадь поверхности контакта его с теплообменной поверхностью F_T равна нулю. Равенство (3.9) в этом случае примет более простой вид:

$$E = -\Delta p v + \sigma F. \quad (3.10)$$

Подставляя выражения для перепада давления Δp из (3.2), критического радиуса R_k из (3.6), объема v и площади поверхности F в зависимость (3.10), получим фор-

мулу для энергии, затрачиваемой при рождении пузырька критического размера в свободном объеме:

$$E_k = \frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3}{(r \rho'')^2} \left(\frac{T_s}{T_w - T_s} \right)^2. \quad (3.11)$$

Анализ равенства (3.11) показывает, что с увеличением перегрева жидкости и ее давления уменьшается энергия, затрачиваемая на рождение пузырьков пара, и возрастает вероятность начала вскипания жидкости в объеме. В случае, когда пузырьки пара рождаются на обогреваемой твердой поверхности, энергия, затрачиваемая на рождение пузырька, будет зависеть от соотношения площади поверхности контакта парового пузырька со стенкой и полной площади его поверхности F_T/F , а также от краевого угла смачивания θ .

С увеличением F_T/F и θ уменьшается энергия, затрачиваемая на зарождение пузырька на теплообменной поверхности.

Величина F_T/F характеризует геометрическую форму шероховатостей теплообменной поверхности. Из (3.9) видно, что в общем случае при $F_T > 0$ и $\theta > 0$ энергия, затрачиваемая на рождение пузырька пара критических размеров на теплообменной поверхности, всегда меньше E_k .

Следовательно, вероятность вскипания жидкости на теплообменной поверхности всегда выше вероятности вскипания жидкости в объеме при прочих равных условиях: одинаковых степенях перегрева и равных давлениях.

3.2. ГЕНЕРАЦИЯ ПАРА НА ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ В СВОБОДНОМ ОБЪЕМЕ

Количественной мерой переноса энергии с парогенерирующей поверхности в пароводяной поток являются отрывной диаметр пузырька, плотность центров парообразования на единице поверхности и частота их отрывов. Зародившийся на твердой поверхности паровой пузырек растет до некоторого характерного диаметра d_0 , при котором он отрывается. В настоящее время большинство авторов отрывные диаметры пузырьков пара аналитически определяют из баланса сил, действующих на пузырек. В общем случае к силам, оказывающим влияние на паровой пузырек, относят подъемную силу Архимеда, силу поверхностного натяжения, инерционные силы, возникающие в жидкости при росте парового пузырька, и динамические силы потока, обусловленные движением жид-

кости около пузырька. Одновременный учет всех действующих на пузырек сил представляет сложную задачу. Поэтому при выводе аналитических зависимостей для отрывных диаметров пузырьков пара многие авторы используют упрощенные физические модели. В реальных условиях процесса парообразования форма паровых пузырьков отличается от шаровой. Замена действительной формы парового пузырька шаровой является также одним из упрощающих физическую модель допущений, облегчающих теоретический анализ.

Для квазистатического процесса роста шарового парового пузырька и условия равенства в момент отрыва двух сил — подъемной, стремящейся оторвать пузырек от обогреваемой поверхности, и поверхностного натяжения, удерживающей его на стенке, — Фритц [61] определил отрывной диаметр пузырька:

$$d_0 = 0,0208\theta\sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}. \quad (3.12)$$

Формула (3.12) получена из условия

$$(\pi d_0^3/6)g(\rho' - \rho'') = \sigma \pi d_0 f(\theta) \quad (3.13)$$

с экспериментальным обоснованием функции краевого угла $f(\theta)$

$$\sqrt{6f(\theta)} = 0,0208\theta.$$

Величина $(\pi d_0^3/6)g(\rho' - \rho'')$ представляет собой подъемную силу, а $\sigma \pi d_0 f(\theta)$ — силу поверхностного натяжения. Многочисленные экспериментальные исследования показывают, что формула (3.12) согласуется с опытными данными при атмосферном давлении. В областях низких и высоких давлений эта зависимость дает значительное отличие от экспериментальных данных. Авторы [9] при определении отрывных диаметров использовали равновесие трех сил: подъемной, поверхностного натяжения и лобового сопротивления:

$$(\pi d_0^3/6)g(\rho' - \rho'') = \pi d_0 \sigma f(\theta) + (\xi \pi d_0^2/4)(\rho' w^2/2). \quad (3.14)$$

Решение уравнения (3.14) относительно d_0 дает следующую зависимость для отрывного диаметра пузырька пара:

$$d_0 = \frac{\sqrt{(3\xi\rho'w^2)^2 + 384\sigma g(\rho' - \rho'')f(\theta)} + 3\xi\rho'w^2}{8g(\rho' - \rho'')}, \quad (3.15)$$

где ξ — коэффициент лобового сопротивления; w — скорость перемещения лобовой части пузырька.

Физическое представление лобового сопротивления парового пузырька, сидящего на парогенерирующей поверхности, является весьма условным, поскольку пузырек не движется в потоке, а следовательно, отсутствует его кормовая часть. Лобовое сопротивление пузырька возникает при направленном движении потока вдоль парогенерирующей поверхности. Учет силы инерции, вызванной ростом парового пузырька и действующей со стороны прилегающей массы жидкости [16], позволяет записать уравнение равновесия сил в следующем виде:

$$(\pi d_0^3/6)g(\rho'-\rho'') = (\xi\pi d_0^2\rho'/8) (dR/d\tau)_{R0}^2 + \pi d_0\sigma f(\theta). \quad (3.16)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (3.16) представляет собой силу инерции, способствующую прижатию парового пузырька к поверхности теплообмена. Величина $dR/d\tau$ есть скорость роста радиуса парового пузырька, которая может быть определена по известной зависимости Д. А. Лабунцова

$$dR/d\tau = c_p (T_w - T_s) a \beta \rho' / r \rho'' R, \quad (3.17)$$

где a — коэффициент температуропроводности жидкости; β — коэффициент, учитывающий свойства жидкости и геометрию пузырька пара ($\beta = 5 \div 10$); $c_p (T_w - T_s) \rho' / r \rho'' = Ja$ — число Якоба.

В момент отрыва пузырька пара от поверхности теплообмена с учетом того, что $(dR/d\tau)_{R0} = a\beta Ja/R_0$, равновесие сил (3.16) можно представить в следующем виде:

$$\pi d_0^3 g(\rho' - \rho'') = 3\xi\pi\rho'(a\beta Ja)^2 + 6\pi d_0\sigma f(\theta). \quad (3.18)$$

Из (3.18) можно получить зависимость для диаметра отрывного пузырька пара, если допустить доминирующее влияние инерционных сил по сравнению с силой поверхностного натяжения:

$$d_0 = \left[\frac{3\xi\rho'(a\beta Ja)^2}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3}. \quad (3.19)$$

Такое допущение справедливо для условий парообразования при малых давлениях. Уравнение вида (3.19) было ранее получено в [5].

Равенство (3.9) показывает, что с увеличением числа Якоба возрастает отрывной диаметр пузырька пара. Число Якоба возрастает с увеличением перегрева жидко-

сти или увеличением плотности теплового потока и уменьшением давления жидкости.

Если допустить, что при зарождении и росте парового пузырька доминирующее влияние оказывают силы поверхностного натяжения, что имеет место при повышенных давлениях, то из уравнения (3.18) можно получить зависимость (3.12).

Автор [7] в отличие от автора [16] силы инерции, действующие на растущий пузырек пара, определил как половину присоединенной массы жидкости, равной половине массы объема растущего пузырька, умноженной на ускорение центра инерции пузырька:

$$F_u = \frac{1}{2} \rho' \frac{d(vw)}{d\tau}, \quad (3.20)$$

где v — текущий объем пузырька; w — скорость центра инерции пузырька относительно окружающей жидкости. Для сферического пузырька скорость центра инерции $w = dR/d\tau$.

В момент отрыва пузырька пара от теплообменной поверхности сила инерции может быть определена из (3.20) как

$$F_u = (\pi/12) \rho' \pi d_0^3 (d^2 R / d\tau^2)_{R_0}. \quad (3.21)$$

Если принять, что $dR/d\tau = a\beta Ja/R$, то

$$(d^2 R / d\tau^2)_{R_0} = -\sqrt{a\beta Ja / 8\tau^3}.$$

Следовательно, сила инерции растущего пузырька, действующая на прилегающую массу жидкости, отрицательна. А реактивная сила, действующая со стороны прилегающей массы жидкости и прижимающая к стенке пузырек пара, положительна, она стремится удержать пузырек на поверхности теплообмена и в момент его отрыва равна

$$F_u = \frac{1}{12} \pi d_0^3 \rho' \sqrt{\frac{a\beta Ja}{8\tau^3}}. \quad (3.22)$$

Равновесие подъемных сил, сил инерции и поверхностного натяжения в момент отрыва пузырька пара от поверхности теплообмена может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned} (\pi d_0^3 / 6) g(\rho' - \rho'') &= \\ &= (\pi / 12) d_0^3 \rho' \sqrt{a\beta Ja / (8\tau^3)} + \pi d_0 \sigma f(\theta). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Из (3.23) получим выражение для d_0 ;

$$d_0 = \left[\frac{12 \pi \sigma f(\theta)}{2 \pi g (\rho' - \rho'') - \pi \rho' \sqrt{a \beta Ja} / (8 \tau^3)} \right]^{1/2} \quad (3.24)$$

Хорошее согласие с опытными данными при низких и средних давлениях $p=0,06\div 3,0$ МПа имеет равенство для отрывных диаметров пузырьков, полученное также из баланса сил поверхностного натяжения, подъемных сил и сил инерции в [7]:

$$d_0 = \left[\frac{1,6 \sigma d}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} + \left[\frac{16 \rho'}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} \left[\frac{\beta \lambda' (T_w - T_s)}{r \rho''} \right]^{2/3}, \quad (3.25)$$

где $d=6$ мкм — эквивалентное расстояние между соответствующими элементами шероховатости; $\beta=6$.

Заслуживает внимания зависимость для d_0 [17], полученная для условий отрыва газового пузырька, медленно вдуваемого в жидкость через отверстие диаметром d :

$$d_0 = K \sqrt[3]{\sigma d / [g (\rho' - \rho'')]}. \quad (3.26)$$

Она дает удовлетворительное согласие с опытными результатами при высоких давлениях, когда силы поверхностного натяжения существенно превышают динамические силы вследствие малой скорости роста паровых пузырьков и небольших их размеров. При определении отрывных диаметров пузырьков пара по (3.26) можно принимать $K = 1$ и d равным нескольким микрометрам, что соответствует реальному расстоянию между неровностями на теплообменных поверхностях.

Для определения отрывных диаметров пузырьков пара в условиях повышенных давлений (малые числа Якоба $Ja < 10$) может быть рекомендована зависимость [15]

$$d_0 = 15,6 \sqrt[3]{\left[\frac{\lambda' (T_w - T_s)}{r \rho''} \right]^2 \frac{1}{g}}, \quad (3.27)$$

где λ' — теплопроводность жидкости.

Для определения размера пятна контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью и отрывного диаметра рассмотрим термодинамическую систему жидкость — пузырек — поверхность [51].

Известно, что при стремлении термодинамической системы к равновесию ее свободная энергия E стремится к минимуму. Этот принцип нашел ранее применение в ра-

ботах Л. Д. Ландау для определения равновесной формы кристаллов на основе знания поверхностного натяжения граней, а также для нахождения избыточного давления в сферическом паровом пузырьке, находящемся в жидкости. В этих случаях определяется оптимальная форма тела при заданных термодинамических параметрах процесса. Используя этот принцип, можно определить ту оптимальную форму, которую получит пузырек пара, контактирующий с поверхностью нагрева. Запишем уравнение свободной энергии термодинамической системы жидкость — пузырек — поверхность:

$$E = -v_{\text{п}}p_{\text{п}} - v_{\text{в}}p_{\text{в}} + \sigma_{\text{т.ж}}S_{\text{т.ж}} + \sigma_{\text{п.ж}}S_{\text{п.ж}} + \sigma_{\text{т.п}}S_{\text{т.п}}, \quad (3.28)$$

где $v_{\text{п}}$ и $v_{\text{в}}$ — объемы пузырьков пара и воды; $\sigma_{\text{т.ж}}$, $\sigma_{\text{п.ж}}$, $\sigma_{\text{т.п}}$ — коэффициенты поверхностного натяжения между твердой поверхностью нагрева и жидкостью, паром и жидкостью, твердой поверхностью нагрева и паром соответственно; $S_{\text{т.ж}}$, $S_{\text{п.ж}}$, $S_{\text{т.п}}$ — площади контакта твердой поверхности нагрева с жидкостью, пара с жидкостью, твердой поверхности нагрева с паром соответственно; $p_{\text{п}}$, p — давление в пузырьке пара и в жидкости. Уравнение (3.28) следует дополнить условием, вытекающим из физических и геометрических предпосылок:

$$S_{\text{т.ж}} + S_{\text{т.п}} = S_{\text{т}} = \text{const}; \quad v_{\text{п}} + v_{\text{в}} + v_{\text{т}} = v_{\text{с}} = \text{const}, \quad (3.29)$$

где $S_{\text{т}}$ — площадь всей поверхности нагрева; $v_{\text{т}}$ — объем твердой поверхности нагрева; $v_{\text{с}}$ — объем термодинамической системы.

Условие минимальности свободной энергии термодинамической системы пузырек — поверхность — жидкость при достижении пузырьком оптимальной формы имеет следующий вид:

$$(dE/dr) = 0, \quad (3.30)$$

где r — радиус пятна контакта пузырька пара с поверхностью нагрева.

Используя равенства (3.29), а также допущение о независимости скорости фазового перехода от геометрии пузырька, что можно интерпретировать как постоянство объема жидкости при варьировании формы пузырька пара, условие неподвижности границы контакта пузырька с поверхностью нагрева можно представить в виде

$$\sigma_{\text{т.п}} + \sigma_{\text{п.ж}} \cos \theta = \sigma_{\text{т.ж}}. \quad (3.31)$$

Тогда принцип оптимальности формы пузырька (3.30) запишется так:

$$(dE/dr) = -p_{\pi}(dv_{\pi}/dr) + \sigma_{\pi,ж}(dS_{\pi,ж}/dr) - \sigma_{\pi,ж} \cos \theta (dS_{\Gamma,П}/dr) = 0. \quad (3.32)$$

Далее рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из сферического пузырька пара и окружающей его жидкости. Запишем уравнение для свободной энергии такой термодинамической системы:

$$E^0 = -p_{\pi}^0 v_{\pi}^0 - p v_{\text{в}}^0 + \sigma_{\pi,ж} S_{\pi,ж}^0, \quad (3.33)$$

где $S_{\pi,ж}^0$ — площадь поверхности сферического пузырька. Уравнение (3.33) необходимо дополнить условием постоянства объема системы

$$v_{\pi}^0 + v_{\text{в}}^0 = v_{\text{с}}^0 = \text{const}, \quad (3.34)$$

где p_{π}^0 — давление в сферическом пузырьке; v_{π}^0 — объем сферического пузырька.

Условие минимума свободной энергии для данной термодинамической системы жидкость — пузырек можно записать так:

$$(dE^0/dr) = -p_{\pi}^0 (dv_{\pi}^0/dr) + \sigma_{\pi,ж} (dS_{\pi,ж}^0/dr) = 0. \quad (3.35)$$

Так как dE^0/dr и dE/dr тождественно равны нулю, то разница между ними также равна нулю:

$$\frac{dE^0}{dr} - \frac{dE}{dr} = -p_{\pi} \frac{d(v_{\pi}^0 - v_{\pi})}{dr} + \sigma_{\pi,ж} \frac{d(S_{\pi,ж}^0 - S_{\pi,ж})}{dr} + \sigma_{\pi,ж} \cos \theta \frac{dS_{\Gamma,П}}{dr} = 0. \quad (3.36)$$

В зависимости (3.36) принято условие равенства давлений в сферическом и усеченном пузырьках $p_{\pi}^0 = p_{\pi}$. Очевидно, что $v_{\pi}^0 - v_{\pi} = v_{\text{с}}$ и $S_{\pi,ж}^0 - S_{\pi,ж} = S_{\text{с}}$ — есть объем и площадь поверхности парового сегмента, который отрезается поверхностью нагрева от сферического пузырька. Уравнение (3.36) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{dE^0}{dr} - \frac{dE}{dr} = -p_{\pi} \frac{dv_{\text{с}}}{dr} + \sigma_{\pi,ж} \frac{dS_{\text{с}}}{dr} + \sigma_{\pi,ж} \cos \theta \frac{dS_{\Gamma,П}}{dr} = 0. \quad (3.37)$$

где

$$v_{\text{с}} = \pi \left(R - \sqrt{R^2 - r^2} \right) \left[R - \frac{1}{3} \left(R - \sqrt{R^2 - r^2} \right) \right];$$

$$S_{\text{с}} = 2\pi R \left(R - \sqrt{R^2 - r^2} \right).$$

Решение уравнения (3.37) относительно r позволит получить зависимость для определения радиуса пятна контакта парового пузырька с поверхностью нагрева:

$$r = \sqrt{\frac{2\sigma_{п.ж} R(1 + \cos \theta)}{p_{п} + 2\sigma_{п.ж} \cos \theta / R}}. \quad (3.38)$$

Давление пара в пузырьке $p_{п}$ можно выразить через давление в кипящей жидкости p , поверхностное натяжение жидкости σ и радиус пузырька R , используя уравнение Лапласа $p_{п} = p + 2\sigma/R$. Можно принять, что поверхностное натяжение между паром и жидкостью $\sigma_{п.ж}$ равно поверхностному натяжению жидкости σ , т. е. $\sigma_{п.ж} = \sigma$. После подстановки значений $p_{п}$ и $\sigma_{п.ж}$ в (3.38) получим значение радиуса пятна контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью

$$r = \sqrt{\frac{2\sigma R(1 + \cos \theta)}{p + (2\sigma / R)(1 + \cos \theta)}}. \quad (3.39)$$

Если предположить, что зависимость между линейными размерами пятна контакта r и пузырька R сохраняется неизменной в течение всего периода роста пузырька до его отрыва от поверхности теплообмена, то в момент отрыва пузырька пара от твердой поверхности диаметр пятна контакта согласно (3.39) будет равен

$$d = 2 \sqrt{\frac{\sigma d_0(1 + \cos \theta)}{p + (4\sigma / d_0)(1 + \cos \theta)}}. \quad (3.40)$$

При средних и повышенных давлениях, когда $p > (4\sigma/d_0)X$ $X(1+\cos\theta)$ и вторым слагаемым в знаменателе (3.40) можно пренебречь, диаметр пятна контакта определяется по упрощенной зависимости

$$d = 2 \sqrt{\sigma d_0(1 + \cos \theta) / p}. \quad (3.41)$$

Следует также ожидать, что при очень низких давлениях, когда $p < (4\sigma/d_0)(1 + \cos \theta)$ и первым слагаемым в знаменателе (3.40) можно пренебречь, диаметр пятна контакта стремится к отрывному диаметру пузырька пара $d = d_0$. Для определения отрывных диаметров пузырьков пара рассмотрим равновесие двух сил: выталкивающей силы Архимеда и силы поверхностного натяжения:

$$(\pi d_0^3 / 6)g(\rho' - \rho'') = 2\sigma\pi \sqrt{\sigma d_0(1 + \cos \theta) / p}. \quad (3.42)$$

Решение уравнения (3.42) относительно d_0 позволит получить выражение для отрывного диаметра пузырька пара

$$d_0 = [144\sigma^3(1 + \cos \theta) / pg^2(\rho' - \rho'')^2]^{1/5}. \quad (3.43)$$

Зависимость (3.43) удовлетворительно согласуется с опытными данными различных авторов, проводивших опыты на воде в диапазоне давлений 0,04—10,0 МПа, на этаноле в диапазоне давлений 0,04—4,0 МПа, на фреоне-12 в диапазоне давлений 0,04—1,0 МПа.

Выполненный расчетный анализ значений отрывных диаметров пузырьков пара в широком диапазоне давлений с использованием зависимостей (3.12), (3.19), (3.24), (3.25), (3.28), (3.43) показывает, что наилучшее совпадение расчетных и опытных значений отрывных диаметров дают зависимости (3.25) и (3.43).

3.3. ГЕНЕРАЦИЯ ПАРА НА ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРИ НАПРАВЛЕННОМ ДВИЖЕНИИ ВОСХОДЯЩЕГО ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

В вертикальном парогенерирующем канале на обогреваемой плоской стенке зарождается, растет до момента отрыва и отрывается пузырек пара. Рассмотрим условия генерации и отрыва пузырька пара [48, 49] в равновесной области при допущении, что пузырьки пара имеют сферическую форму и квазижесткую поверхность, а теплообменная поверхность омывается вертикально восходящим пароводяным потоком (рис. 3.1).

В период зарождения и отрыва (период жизни) на пузырек действуют силы, стремящиеся оторвать его от стенки: сила выталкивания F_1 , направленная вверх; динамическая сила потока F_2 , также направленная вверх, и сила тяжести пузырька F_3 , направленная вниз. Удерживающая пузырек на стенке сила поверхностного натяжения F_4 препятствует действию этих трех сил. В момент отрыва пузырька от стенки равнодействующая четырех сил равна нулю:

$$F_1 + F_2 - F_3 - F_4 = 0. \quad (3.44)$$

Силой инерции, обусловленной ростом пузырька, пренебрегаем из-за ее малости; $F_1 = g\rho' \pi d_0^3 / 6$; $F_3 = g\rho'' \pi d_0^3 / 6$. Поскольку силы выталкивания и тяжести направлены в противоположные стороны, равнодействующая их равна

$$F_1 - F_3 = g(\rho' - \rho'') (\pi d_0^3 / 6). \quad (3.45)$$

Удерживающая сила поверхностного натяжения равна $F_4 = \sigma \pi d_0 f(\theta)$. Функцию угла смачивания $f(\theta)$ можно определить из решения Фритца для отрыва пузырька с поверхности в свободном объеме, В этом случае динамическая

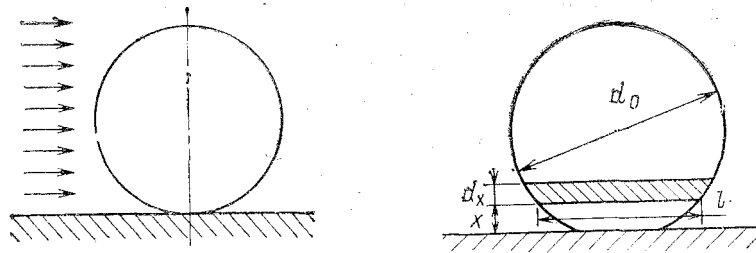


Рис. 3.1. Модель генерации пузырька пара на плоской стенке

Рис. 3.2. Определение динамической силы потока

сила потока $F_2 = 0$ и баланс сил, действующих на пузырек в момент отрыва, составит

$$\sigma \pi d_0 f(\theta) = g(\rho' - \rho'') (\pi d_0^3 / 6). \quad (3.46)$$

Решение (3.46) относительно d_0 имеет вид

$$d_0 = 2,45 \sqrt{f(\theta)} \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]}. \quad (3.47)$$

Для воды $\theta = 50^\circ$. Решение уравнений (3.12) и (3.47) относительно $f(\theta)$ позволяет получить значение для $f(\theta) = 0,166$. С учетом этого значения удерживающая сила поверхностного натяжения будет равна

$$F_4 = 0,166 \sigma \pi d_0. \quad (3.48)$$

Динамическую силу потока, действующую на пузырек в момент отрыва, можно определить из следующей модели (рис. 3.2).

Направление движения потока перпендикулярно плоскости разреза пузырька по диаметру. Вырежем элемент dx в диаметральной плоскости пузырька на расстоянии x от стенки. Площадь этого элемента $d\Omega = l dx$. Так как

$l = 2 \sqrt{R_x^2 - x^2}$, то $d\Omega = 2 \sqrt{R_x^2 - x^2} dx$. Если в пристенном слое (на расстоянии одного диаметра от стенки) скорость потока изменяется по линейному закону, динамическое воздействие потока на площадку $d\Omega$ будет осуществляться в соответствии с $w_x = (w - w_0)x/d_0$ и будет равно

$$dF = \zeta(x) \rho' (w_x^2 / 2) d\Omega, \quad (3.49)$$

где $\zeta(x)$ — средний интегральный коэффициент лобового сопротивления пузырька. Так как скорость потока непосредственно у стенки равна нулю, т. е. $w_0 = 0$, то $w_x =$

$= (w/d_0)x$. Подставляя в (3.49) значения w_x и $d\Omega$, получаем

$$dF = \left[\zeta(x) \rho' w^2 / d_0^2 \right] \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx. \quad (3.50)$$

Полная динамическая сила потока, действующая на пузырек в момент отрыва, равна интегралу в пределах от нуля до двух радиусов:

$$F_2 = \left[\zeta(x) \rho' w^2 / d_0^2 \right] \int_0^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx. \quad (3.51)$$

Для нахождения интеграла в (3.51) проведем замену $x = R + u$ и $dx = du$. Тогда

$$\begin{aligned} \int_0^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx &= \int_{-R}^{+R} \sqrt{R^2 - u^2} (R + u)^2 du = \int_{-R}^{+R} \sqrt{R^2 - u^2} R^2 du + \\ &+ \int_{-R}^{+R} \sqrt{R^2 - u^2} 2Ru du + \int_{-R}^{+R} \sqrt{R^2 - u^2} u^2 du. \end{aligned} \quad (3.52)$$

После замены $u = R \sin t$, $du = R \cos t dt$, где t изменяется в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$, получим

$$\int_0^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx = (5\pi R^4) / 8. \quad (3.53)$$

С учетом (3.51) и (3.53) и замены $R = d_0/2$ получим значение для динамической силы потока, действующей на пузырек в сечении, проходящем через диаметр:

$$F_2 = \zeta(x) \pi \rho' d_0^2 (w^2 / 25,6). \quad (3.54)$$

Если подставим выражения для действующих сил из (3.45), (3.48) и (3.54) в (3.44)

$$\begin{aligned} g(\rho' - \rho'') (\pi d_0^3 / 6) + \zeta(x) \pi \rho' d_0^2 (w^2 / 25,6) - \\ - 0,166 \sigma \pi d_0 = 0 \end{aligned}$$

и решим его относительно d_0 , то получим зависимость для отрывного диаметра пузырька пара [48, 49]

$$d_0 = \frac{\sqrt{\left[\zeta(x) \rho' w^2 \right] + 72,6 \sigma g (\rho' - \rho'')} - \zeta(x) \rho' w^2}{8,55 g (\rho' - \rho'')}. \quad (3.55)$$

Легко убедиться, что с увеличением скорости потока и давления отрывной диаметр пузырька пара уменьшается. При определении отрывных диаметров пузырьков пара по формуле (3.55) скорость потока принимается за расходную скорость смеси $w = w_0'' + w_0'$, а средний коэффициент лобового сопротивления пузырька $\zeta(x) = 0,45$ при $Re = 10^3 \div 5 \cdot 10^5$.

3.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАКТИВНОЙ СИЛЫ ЖУКОВСКОГО И СТАТИЧЕСКОЙ СИЛЫ МАГНУСА

Зависимость (3.55) получена при допущении, что реактивная сила, вызванная сложным профилем пузырька пара, находящегося в динамическом пристенном слое (сила Жуковского $F_{ж}$), уравновешивается статической силой (силой Магнуса $F_{м}$), обусловленной изменением градиента давления в пристенном слое.

В общем случае пузырек пара, растущий на парогенерирующей поверхности, испытывает на себе действие всех сил: Архимеда, динамической потока, Жуковского, Магнуса, поверхностного натяжения и инерции, обусловленной скоростью роста пузырька пара, а следовательно, скоростью перемещения прилегающей к пузырьку массы жидкости.

Для определения силы Жуковского рассмотрим следующую физическую модель (рис. 3.3,а). Пристенный поток, набегающий на пузырек пара, вызывает действие реактивных сил F' и F'' . Сила F' возникает в результате действия направленного потока на внешнюю четверть сферы пузырька. Она стремится прижать пузырек пара к стенке. Сила F'' возникает под дей-

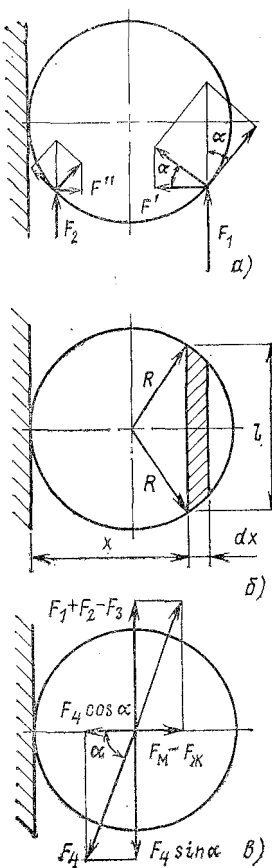


Рис. 3.3. Физическая модель определения силы Жуковского и действия всех сил на пузырек пара

ствием направленного потока на четверть сферы пузырька, прилегающую к теплообменной поверхности. Она в свою очередь стремится оторвать пузырек пара от стенки. Равнодействующая этих двух сил $F'—F''$ будет прижимать пузырек пара к теплообменной поверхности или отрывать его от стенки в зависимости от соотношения сил $F'—F''>0$ или $F'—F''<0$. Силу F' можно определить как

$$\begin{aligned} F' &= F_1 \cos \alpha \cos (90^\circ - \alpha) = \\ &= F_1 \cos \alpha \sin \alpha, \end{aligned} \quad (3.56)$$

где F_1 — локальная динамическая сила потока, действующая в некоторой точке пузырька; α — угол между первоначальным направлением силы потока F_1 и направлением ее после касания с пузырьком. Для определения полной силы потока, действующей на внешнюю четверть сферы, выделим элемент dx в диаметральной плоскости пузырька на расстоянии x от стенки (рис. 3.3,6). Площадь этого элемента равна $d\Omega = l dx$, где $l = 2 \sqrt{2Rx - x^2}$. Полагая, что в пристенном слое (на расстоянии одного диаметра пузырька от стенки) скорость потока изменяется по линейному закону, силу Жуковского, действующую на площадку ($d\Omega$, определим по известной скорости $w_x = (w - w_0)x/d_0$:

$$d^2 F' = \zeta(x) \rho' (w_x^2/2) d\Omega \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (3.57)$$

Так как скорость потока непосредственно у стенки равна нулю, т. е. $w_0 = 0$, то $w_x = wx/d_0$. Подставляя в уравнение (3.57) значения w_x , l и $d\Omega$, получаем

$$d^2 F' = \frac{\zeta(x) \rho' w^2}{d_0^2} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (3.58)$$

Из (3.58) можно определить силу Жуковского, действующую на внешнюю четверть сферы пузырька и прижимающую пузырек к стенке:

$$F' = \frac{\zeta(x) \rho' w^2}{d_0^2} \int_R^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \int_0^{90^\circ} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (3.59)$$

Аналогично (3.59) определим силу Жуковского, действующую на внутреннюю четверть сферы пузырька и отрывающую пузырек от стенки:

$$F'' = \frac{\zeta(x) \rho' w^2}{d_0^2} \int_0^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \int_0^{90^\circ} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (3.60)$$

Равнодействующая сил F' и F'' , прижимающая пузырек к парогенерирующей стенке, равна

$$F_{ж} = \frac{\zeta(x)\rho'w^2}{d_0^2} \int_0^{90^\circ} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \left[\int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx - \int_0^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \right]. \quad (3.61)$$

Так как $\cos \alpha d\alpha = d(\sin \alpha)$, то

$$\int_0^{90^\circ} \sin \alpha d(\sin \alpha) = \left(\sin^2 \alpha / 2 \right) \Big|_0^{90^\circ} = 1/2. \quad (3.62)$$

С учетом (3.62) перепишем (3.61):

$$F_{ж} = \frac{\zeta(x)\rho'w^2}{2d_0^2} \left[\int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx - \int_0^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \right]. \quad (3.63)$$

Интегралы в уравнении (3.63) можно найти после соответствующей замены $x=R+U$ и $dx=dU$. Тогда

$$\begin{aligned} & \int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx - \int_0^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx = \int_0^R \sqrt{R^2 - U^2} R^2 dU + \\ & + \int_0^R \sqrt{R^2 - U^2} 2RU dU + \int_0^R \sqrt{R^2 - U^2} U^2 dU - \int_{-R}^0 \sqrt{R^2 - U^2} R^2 dU - \\ & - \int_{-R}^0 \sqrt{R^2 - U^2} 2RU dU - \int_{-R}^0 \sqrt{R^2 - U^2} U^2 dU. \end{aligned} \quad (3.64)$$

После замены $U = R \sin t$ и $dU = R \cos t dt$, где t для рассматриваемых интегралов изменяется в пределах от 0 до $+\pi/2$ и от $-\pi/2$ до 0, выражение (3.64) может быть преобразовано к виду

$$\int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx - \int_0^R \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx = \frac{4}{3} R^4. \quad (3.65)$$

С учетом (3.63) и (3.65) получим формулу для определения силы Жуковского:

$$F_{ж} = \zeta(x)\rho'w^2 d_0^2 / 24. \quad (3.66)$$

В пристенном слое вследствие резкого уменьшения скорости потока у парогенерирующей поверхности возрастает статическое давление (сила Магнуса), которое действует на полусферу пузырька, обращенную к стенке, и стремится оторвать его от последней. Поскольку в пристенном слое давление обратно пропорционально скорости, при определении силы Магнуса удобнее интегрировать в направлении не от стенки к потоку, а от потока к стенке. На вырезанную элементарную площадку действует сила Магнуса, равная

$$d^2 F_M = (\zeta(x) \rho' w_x^2 / 2) 2d\Omega \cos \alpha \sin \alpha d\alpha, \quad (3.67)$$

где коэффициент 2 при $d\Omega$ указывает на то, что статическое давление действует от стенки на половину сферы, обращенную к стенке. Полагая также, что $w_0 = 0$ и $w_x = wx/d_0$, и подставляя значение w_x и $d\Omega$ в (3.67), получаем

$$d^2 F_M = \frac{2\zeta(x)\rho'w^2}{d_0^2} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (3.68)$$

Статическая сила, действующая на полусферу, обращенную к стенке, равна

$$F_M = \frac{2\zeta(x)\rho'w^2}{d_0^2} \int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx \int_0^{90^\circ} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha. \quad (3.69)$$

Так как $\int_0^{90^\circ} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = 1/2$, то

$$F_M = \frac{\zeta(x)\rho'w^2}{d_0^2} \int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx. \quad (3.70)$$

Интеграл в (3.70) найден, так же как для (3.63), с помощью двойной замены. Тогда

$$\int_R^{2R} \sqrt{2Rx - x^2} x^2 dx = 5\pi R^4 / 16 - 2R^4 / 3.$$

С учетом последней зависимости сила Магнуса равна

$$F_M = \frac{\zeta(x)\rho'w^2 d_0^2}{16} \left(\frac{5\pi}{16} + \frac{2}{3} \right) = \frac{\zeta(x)\rho'w^2 d_0^2}{9,7}. \quad (3.71)$$

3.5. АНАЛИЗ ДЕЙСТВИЯ СИЛ НА ПУЗЫРЕК ПАРА

Выполненный анализ показал, что при равных скоростях и диаметрах пузырьков пара сила Магнуса F_M всегда больше силы Жуковского F_J . Поэтому равнодействующая этих сил $F_M - F_J$ направлена от стенки и стремится оторвать пузырек пара с парогенерирующей поверхности. Равнодействующая сил Архимеда F_1 , тяжести F_3 и динамической силы потока F_2 направлены параллельно поверхности теплообмена. Они также стремятся сорвать пузырек пара. Препятствует действию этих сил поверхностное натяжение F_4 . Так как в момент отрыва прекращается рост пузырька, т. е. $dR/dt = 0$, силу энергии можно не учитывать.

Для определения отрывного диаметра пузырька пара рассмотрим условие равновесия всех действующих на пузырек пара сил в момент отрыва (см. рис. 3.3,в).

Запишем условие равновесия сил в момент отрыва пузырька в направлении, перпендикулярном поверхности:

$$F_M - F_J - F_4 \cos \alpha = 0. \quad (3.72)$$

Тогда в направлении, параллельном обогреваемой поверхности, условие равновесия сил можно выразить формулой

$$F_1 - F_3 + F_2 - F_4 \sin \alpha = 0, \quad (3.73)$$

где α — некоторый угол, характеризующий направление двух составляющих силы поверхностного натяжения $F_4 \cos \alpha$ и $F_4 \sin \alpha$. Подставим в систему уравнений (3.72) и (3.73) значения соответствующих сил из (3.45), (3.48), (3.54), (3.66) и (3.71):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\zeta(x) \rho' w^2 l_0^2}{9,7} - \frac{\zeta(x) \rho' w^2 l_0^2}{24} - 0,166 \sigma \pi d_0 \cos \alpha &= 0; \\ g(\rho' - \rho'') \frac{\pi d_0^3}{6} + \frac{\pi \zeta(x) \rho' w^2 l_0^2}{25,6} - 0,166 \sigma \pi d_0 \sin \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.74)$$

Из первого уравнения системы (3.74) найдем

$$\cos \alpha = 0,0613 \zeta(x) \rho' w^2 d_0 / (0,166 \sigma \pi).$$

Если в зависимость $\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha}$ подставим выражение для $\cos \alpha$ из последнего равенства, а значение $\sin \alpha$ подставим во второе уравнение системы (3.74), то получим

$$g(\rho' - \rho'') \frac{\pi d_0^3}{6} + \frac{\pi \zeta(x) \rho' w^2 d_0}{25,6} - 0,166 \pi \sigma \sqrt{1 - \left[\frac{0,0613 \zeta(x) \rho' w^2 d_0}{0,166 \pi \sigma} \right]^2} = 0. \quad (3.75)$$

Проведенный анализ показал, что во всех случаях изменения скорости потока, отрывного диаметра и давления в парогенерирующем канале значение $\cos^2 \alpha$ не превышает 0,02, в

$$g(\rho' - \rho'') \frac{\pi d_0^2}{6} + \frac{\pi \zeta(x) \rho' w^2 d_0}{25,6} - 0,166 \pi \sigma + \frac{[0,0613 \zeta(x) \rho' w^2]^2}{0,166 \pi \sigma} = 0.$$

связи с чем уравнение (3.75) можно упростить:

Полученная зависимость представляет собой полное квадратное уравнение, решение которого относительно d_0 дает значение отрывного диаметра пузырька пара

$$d_0 = \frac{\sqrt{[0,123 \zeta(x) \rho' w^2]^2 + 1,09 \sigma g(\rho' - \rho'') + 0,115 [\zeta(x) \rho' w^2]^2} - 0,123 \zeta(x) \rho' w^2}{1,05 g(\rho' - \rho'') + 0,0144 [\zeta(x) \rho' w^2]^2 / \sigma} \quad (3.76)$$

При равенстве сил Жуковского и Магнуса третье слагаемое в числителе под знаком корня и второе слагаемое в знаменателе равенства (3.76) обращаются в нуль. В этом случае при делении числителя и знаменателя на 0,123 равенство (3.76) переходит в (3.55). Для подтверждения правомерности полученных аналитических зависимостей по

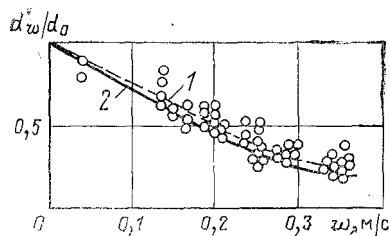


Рис. 3.4. Сравнение аналитических и экспериментальных отрывных диаметров пузырьков пара

определению отрывных диаметров пузырьков пара (3.55) и (3.76) были использованы опытные данные Кумотоса, Мойсиса и Спиридоноса, которые определяли отрывные диаметры пузырьков пара при направленном движении потока вдоль парогенерирующей поверхности с помощью скоростной киносъемки при давлении 10^5 Па [50].

На рис. 3.4 нанесены отрывные диаметры пузырьков пара, рассчитанные по аналитическим формулам. Зависимость 1 отвечает расчетной формуле (3.55), а зависимость 2 — формуле (3.76). Но оси ординат отложены отношения отрывных диаметров пузырьков пара d_w при скорости потока в канале $w > 0$ к отрывным диаметрам d_0 при скорости потока $w = 0$. На расчетные кривые нанесены также опытные значения, полученные, упомянутыми авторами. Сравнение расчетных и опытных значений свидетель-

стует об удовлетворительной сходимости результатов. С увеличением скорости движения потока в парогенерирующем канале возрастает различие в значениях отрывных диаметров пузырьков пара, рассчитанных по (3.55) и (3.76). Это объясняется увеличением отрывающей статической пристенной силы, приводящей к уменьшению отрывного диаметра пузырька пара.

3.6. ПЛОТНОСТЬ ЦЕНТРОВ ПАРООБРАЗОВАНИЯ НА ТЕПЛООБМЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Плотность центров парообразования на единице теплообменной поверхности является одной из количественных мер, характеризующих перенос энергии с парогенерирующей поверхности в пароводяной поток. В ранних исследованиях различные авторы изучали плотность центров парообразования как функцию теплового потока q , разности температур теплообменной поверхности и кипящей жидкости $T_w - T_s$ и давления p . Соответственно были составлены эмпирические зависимости вида $n = cq^{2,1}$, $n = c(T_w - T_s)^{2,3}$, $n = cp^{2,5}$. Поскольку центрами парообразования являются углубления и впадины, заполненные газом, плотность центров парообразования зависит от числа углублений и впадин, приходящихся на единицу парогенерирующей поверхности. Автор [24], допуская прямую связь плотности действующих центров парообразования с количеством углублений и впадин, справедливо считает, что число центров парообразования соизмеримо с масштабным зародышевым размером $l = \sigma T_s / (r \rho'' (T_w - T_s))$.

Принимая для функции распределения неровностей по размерам квадратичный закон $n \sim l^2$, автор рекомендует уравнение для определения плотности центров парообразования на технических поверхностях нагрева

$$n = 7,5 \cdot 10^{-8} \left[\frac{r \rho'' (T_w - T_s)}{\sigma T_s} \right]^2. \quad (3.77)$$

Уравнение (3.77) удовлетворительно согласуется с опытными данными других авторов.

Заслуживает внимание уравнение из [14] для расчета плотности центров парообразования

$$n = 625 \cdot 10^{-16} \left[\frac{r \rho'' (T_w - T_s)}{\sigma T_s} \right]^3. \quad (3.78)$$

Уравнение (3.78) показывает, что здесь принят для функции распределения неровностей по размерам кубиче-

ский закон $n \sim l^3$. Несколько позже автор [7] провел обширные экспериментальные исследования по определению плотности центров парообразования на теплообменных поверхностях, изготовленных из различных материалов (нержавеющей стали, серебра и никелированной меди). Опыты показали, что для различных кипящих жидкостей и различных материалов теплообменных поверхностей значение постоянной в (3.77) изменяется более чем в 3 раза, причем на нержавеющих теплообменных поверхностях число центров парообразования при всех прочих равных условиях значительно меньше, чем на поверхностях, изготовленных из серебра.

Следовательно, при использовании (3.77) в инженерных расчетах значение постоянной следует выбирать в каждом конкретном случае в соответствии с материалом теплообменных поверхностей, качеством его обработки и теплофизическими характеристиками кипящих жидкостей. В связи с этим в [7] предлагается использовать для расчетов плотности центров парообразования видоизмененное уравнение (3.77):

$$n = c \left[\frac{r \rho'' (T_w - T_s)}{\sigma T_s} \right]^2 \left[1 - \left(\frac{\Delta T_{з.к}}{T_w - T_s} \right) \right], \quad (3.79)$$

где $\Delta T_{з.к} = T_{з.к} - T_s$ — разность температур, при которой начинают работать центры парообразования; c — константа, значение которой принимается в зависимости от материала теплообменной поверхности и рода кипящей жидкости.

Анализ уравнений (3.77) — (3.79) показывает, что с увеличением плотности теплового потока (или, что одно и то же, с увеличением перепада температуры между парогенерирующей поверхностью и кипящей жидкостью) и давления плотность центров парообразования возрастает.

3.7. ЧАСТОТА ОТРЫВА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Частота отрыва паровых пузырьков — величина, обратная полному периоду их роста:

$$f = 1/(\tau_p + \tau_m), \quad (3.80)$$

где τ_p — время роста парового пузырька на поверхности нагрева от момента зарождения до момента отрыва; τ_m — интервал времени между отрывом пузырька и зарождение

ем нового (время молчания центра парообразования). Величина τ_p может быть определена из (3.17): $dR/dt = a\beta Ja/R$. Решая это уравнение относительно τ в пределах от нуля до момента отрыва, получим выражение для времени роста парового пузырька

$$\tau_p = d_0^2 / (8a\beta Ja). \quad (3.81)$$

Из уравнения (3.17) можно получить формулу для текущего радиуса пузырька

$$R = \sqrt{2\alpha\beta Ja\tau}. \quad (3.82)$$

Формула (3.82) получена из анализа физической модели генерации пузырька пара, согласно которой в период роста пузырька на поверхности теплообмена основное количество теплоты к нему от жидкости передается вблизи его основания в виде теплоты испарения от поверхности нагрева путем теплопроводности через прилегающие слои жидкости. Предполагалось также, что в месте зарождения и роста парового пузырька температура теплоотдающей поверхности остается постоянной при его росте. Такое предположение справедливо только для высокотеплопроводных материалов. Известно, что в период роста парового пузырька температура поверхности под ним уменьшается до момента отрыва, а в период молчания температура поверхности в центре парообразования снова восстанавливается до первоначального значения. В [25] авторы рассмотрели модель генерации парового пузырька с подводом теплоты к нему через испаряющийся микрослой в его основании и через остальную межфазную поверхность. В результате анализа теплопритока в паровой пузырек была получена зависимость для текущего радиуса

$$R = \sqrt{a\tau} \left(\nu Ja + \sqrt{\nu Ja^2 + 2\beta Ja} \right), \quad (3.83)$$

где ν — числовая константа, зависящая от краевого угла смачивания θ . При изменении θ от 40° до 90° ν меняется от 0,1 до 0,49.

В расчетах генерации паровых пузырьков из воды можно принять средние значения $\nu=0,3$ и $\beta=6$. Из (3.83) можно получить зависимость для времени роста парового пузырька

$$\tau_p = d_0^2 / \left[4a \left(\nu Ja + \sqrt{\nu Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \right] \quad (3.84)$$

При повышенных давлениях ($p \geq 10^5$ Па) и малых числах Якоба ($Ja < 10$) преобладающим является подвод теплоты в пузырек пара от поверхности нагрева. В этом случае определение времени роста можно проводить по (3.81).

При низких давлениях ($p < 10^5$ Па) и числах Якоба $Ja > 10$ основным источником теплоподвода к пузырьку пара является перегретая жидкость. В этом случае время роста пузырька следует оценивать по (3.84).

Время молчания центра парообразования τ_m сильно зависит от давления. С уменьшением давления увеличивается τ_m . При кипении воды в условиях вакуума ($p < 0,1 \cdot 10^5$ Па) время молчания становится намного больше времени роста парового пузырька. При повышенных давлениях ($p > 10^5$ Па) в условиях развитого кипения время роста парового пузырька существенно больше времени молчания. В настоящее время отсутствуют достаточно надежные рекомендации по определению τ_m . Для приближенных расчетов τ_m можно рекомендовать зависимость [63]

$$\tau_m = \frac{144}{\pi a} \left[\frac{\sigma T_s}{r \rho'' (T_w - T_s)} \right]^2. \quad (3.85)$$

Зависимость (3.81) и (3.84) свидетельствуют о том, что время роста парового пузырька τ_p сильно зависит от отрывного диаметра и определяется квадратом его значения. Время молчания является функцией только теплофизических характеристик кипящей системы и плотности теплового потока. Зависимости (3.81) — (3.85) получены для условий генерации пузырька пара на теплообменной поверхности при отсутствии направленного движения потока вдоль обогреваемой поверхности. При направленном движении потока вдоль парогенерирующей поверхности время роста парового пузырька будет также определяться размером отрывного диаметра и теплофизическими характеристиками кипящей системы (включая плотность теплового потока). Поэтому расчет времени роста парового пузырька τ_p при движении потока вдоль парогенерирующей поверхности по (3.81) и (3.84) будет справедлив при условии, если отрывные диаметры предварительно определены по формулам (3.55), (3.66) и (3.76), которые получены с учетом скорости движения потока.

Глава четвертая
**СТРУКТУРНЫЕ
 ИЗМЕНЕНИЯ
 ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА
 В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ
 ЭЛЕМЕНТАХ**

**4.1. ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПАРОВОДЯНОГО
 ПОТОКА ПО ДЛИНЕ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА**

Рассмотрим вертикально расположенный парогенерирующий канал (рис. 4.1), в который снизу входит жидкость, имеющая температуру меньше температуры кипения при данном давлении. К каналу по всей высоте подводится теплота. В сечении *aa* жидкость начнет воспринимать теплоту, в результате чего температура ее будет повышаться по мере перемещения вверх по каналу. На участке *ab* движется однофазный поток жидкости. Но по мере перемещения жидкости вверх температура ее постоянно повышается, повышается также температура стенки канала и температура пристенного жидкостного слоя. В сечении *bb* температуры пристенного жидкостного слоя и стенки канала становятся такими, при которых возникают условия для зарождения пузырьков пара на теплообменной поверхности. В сечении *bb* начинается режим поверхностного кипения в условиях, когда ядро жидкостного потока имеет еще температуру, меньшую температуры кипения. На участке *bc* жидкость окончательно подогрывается до температуры кипения. В сечении канала на этом участке появляется паровая фаза за счет пузырьков, зарождающихся на обогреваемой поверхности и частично конденсирующихся в холодном ядре потока (l_0 — длина однофазного участка, $l_{п.к}$ — длина участка поверхностного кипения). На участке $l_3 = l_0 + l_{п.к}$ (экономайзерный участок) подводится достаточно теплоты, чтобы подогреть всю массу перемещающегося по каналу потока до температуры кипения. В сечении *vv* прекратится конденсация пузырьков пара в ядре пото-

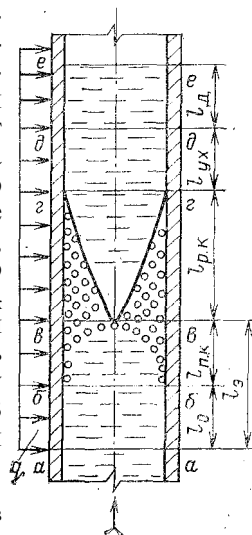


Рис. 4.1. Схема изменения структуры потока в парогенерирующем канале

ка, в связи с чем возникнут предпосылки для накопления пузырьков в сечении парогенерирующего канала. В связи с этим на теплообменной поверхности участка $вг$ пузырьки пара вырастают до отрывных размеров, после чего попадают в парожидкостный поток.

. На всем участке $вг$ в сечении канала перемещается пароводяной поток, а теплообменные стенки омываются жидкостной пленкой, в массе которой на поверхностях канала зарождаются и растут пузырьки пара. На участке длиной $l_{в.к.}$ осуществляется развитое пузырьковое кипение. По мере перемещения потока вверх происходит испарение пристенной жидкостной пленки, а следовательно, и ее утонение. В сечении $гг$ создаются предпосылки для полного исчезновения жидкостной пленки на теплообменной поверхности или систематических ее нарушений (разрывов, срывов, испарения и т. д.). В сечении $гг$ прекращается устойчивая сплошная генерация пузырьков пара на теплообменной поверхности. Из ядра потока на теплообменную поверхность выпадают капли влаги или группы капель, которые мгновенно испаряются. Наступает режим ухудшенного охлаждения теплообменной поверхности жидкостью (ухудшенного теплообмена). Участок канала $гд$ отвечает ухудшенному тепловому режиму; $l_{ух}$ — длина участка с ухудшенным теплообменом. На участке $л_{ух}$ из-за нерегулярности омывания теплообменной поверхности жидкостью возникают существенные колебания температуры стенки канала. Пароводяной поток представляет собой эмульсию двухфазной системы с каплями влаги, уносимыми паровым потоком вверх. В сечении $дд$ крупные капли жидкости в паровом потоке исчезают. Оставшиеся мелкие капли испаряются полностью в массе парового потока на участке $де$. В сечении $ее$ влага в паре исчезает полностью и поток принимает однофазную структуру.

В настоящее время на основе визуальных наблюдений и киносъемок установлено, что в парогенерирующих вертикальных трубах существует в основном четыре режима течения. Пузырьковый режим представляет собой режим со структурой движения массы жидкости, в которой находятся отдельные пузырьки пара. Этот режим имеет место в области низких паросодержаний, т. е. на начальном участке $вг$. В центре канала концентрация пузырьков обычно выше, чем в слоях, расположенных ближе к стенке. С увеличением паросодержания в сечении канала отдельные пузырьки сливаются в более крупные — снаряды. В этом случае по каналу перемещаются снаряды вместе с мелкими от-

дельными пузырьками. Этот режим носит название снарядно-пузырькового. В парогенерирующем канале этот режим будет также на участке *вг* после участка с пузырьковым режимом. Следует отметить, что образование снарядов возможно при давлении менее 3 МПа. Поэтому при давлении более 3 МПа пузырьковый режим может сразу перейти в стержневой, минуя снарядно-пузырьковый. Стержневой режим движения пароводяного потока занимает наибольшую протяженность участка *вг*. В этом случае в центре канала движется паровой поток с каплями жидкости, а жидкость перемещается в виде пленки вдоль теплообменной поверхности. Дальнейшее возрастание паросодержания в канале приводит к эмульсионному режиму течения пароводяной смеси, когда вся жидкость более или менее равномерно распределена по всему сечению трубы, а вдоль теплообменной поверхности перемещается тонкая жидкостная пленка. В парогенерирующем канале эмульсионный режим имеет место в конце участка *вг* и начале *гд*. В этом случае отдельные капли жидкости из потока выпадают на обогреваемые стенки и мгновенно испаряются. При отсутствии обогрева поверхности выпадающие капли жидкости могут образовать тонкую пленку на стенках канала.

В парогенерирующих технологических каналах атомных реакторов с кассетами, конструкционно выполненными в виде пучков круглых стержней, по высоте которых установлены дистанционирующие решетки, возможны три режима течения пароводяного потока: пузырьковый, стержневой и эмульсионный. Наличие дистанционирующих решеток вызывает существенную турбулизацию пароводяного потока, а следовательно, и дробление крупных паровых пузырей.

4.2. РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

При движении потока в парогенерирующем канале происходит постоянное нарастание паросодержания и уменьшение массы жидкости. При этом в любом сечении канала расходная масса пароводяной смеси остается неизменной. Если в парогенерирующий канал (см. рис. 4.1) входит поток жидкости с массовым расходом M_0 , то в установившемся режиме массовый расход для этого потока в любом сечении канала *a*, *б*, *в*, *г*, *д* или *е* будет один и тот же:

$$M_0 = M_a = M_b = M_v = M_r = M_d = M_e, \quad (4.1)$$

где $M_a, M_b, M_v, M_g, M_d, M_e$ — массовые расходы потока соответственно в сечениях $a—e$.

В общем случае для установившегося режима парогенерирующего канала уравнение сплошности записывается в виде

$$\partial(\rho w_x)/\partial x + \partial(\rho w_y)/\partial y + \partial(\rho w_z)/\partial z = 0. \quad (4.2)$$

Для одномерного движения только вдоль оси z

$$\partial(\rho w_z)/\partial z = 0. \quad (4.3)$$

Согласно (4.3) $\rho w_z = \text{const}$. Это означает, что массовая скорость в любом сечении канала — величина постоянная:

$$\rho_a w_a = \rho_b w_b = \rho_v w_v = \rho_r w_r = \rho_d w_d = \rho_e w_e = \text{const}, \quad (4.4)$$

где $\rho_a, \rho_b, \rho_v, \rho_r, \rho_d, \rho_e$ — плотности потока соответственно в сечениях $a—e$; $w_a, w_b, w_v, w_r, w_d, w_e$ — линейная скорость потока соответственно в сечениях $a—e$.

С нарастанием паросодержания по высоте канала уменьшается плотность пароводяного потока и возрастает скорость его движения. При этом произведение плотности на скорость остается величиной неизменной. Для любого сечения канала, содержащего пароводяную смесь, можно записать уравнение сплошности в таком виде:

$$M_0 = M'' + M' = M_{\text{см}}, \quad (4.5)$$

где $M'', M', M_{\text{см}}$ — массовый расход соответственно пара, воды и смеси в сечении канала.

Суммарное количество теплоты, переносимой пароводяной смесью через сечение канала в единицу времени, равно

$$M_0 i = M''(i' + r) + M' i', \quad (4.6)$$

где i, i' — энтальпии потока смеси и жидкости при температуре кипения. Из (4.6) получим

$$i = (M''/M_0)(i' + r) + (M'/M_0)i'. \quad (4.7)$$

Отношение массового расхода пара к общему массовому расходу потока $M''/M_0 = x$ и является массовым паросодержанием. Если в (4.6) заменим M' величиной $M_0 - M''$ и выполним некоторые преобразования, то получим выражение для энтальпии потока в любом сечении парогенерирующего канала

$$i = i' + xr. \quad (4.8)$$

Большое число задач по расчетам парожидкостных потоков проводится на основе некоторых условных (приведенных) расходных характеристик. К числу таких характеристик в первую очередь следует отнести приведенную скорость пара, представляющую собой скорость, которую имел бы пар, если бы он занимал все сечение канала, $w_0'' = M''/(\rho''f)$ и приведенную скорость жидкости, представляющую собой скорость, которую имела бы жидкость, если бы она занимала все сечение канала, $w_0' = M/(\rho'f)$.

В последних двух соотношениях f — проходное сечение канала. Объемный расход смеси $V_{см}$ представляет собой сумму объемного расхода пара V'' и объемного расхода жидкости V' :

$$V_{см} = V'' + V' = M''/\rho'' + M'/\rho' = w_0''f + w_0'f. \quad (4.9)$$

Расходная скорость смеси равна

$$w_{см} = V_{см}/f = w_0'' + w_0'. \quad (4.10)$$

Скорость циркуляции в парогенерирующем канале можно определить с учетом зависимости (4.5):

$$\begin{aligned} w_0 &= M_{см}/(\rho'f) = (M'' + M')/(\rho'f) = \\ &= w_0' + (w_0''\rho'')/\rho'. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Она представляет собой скорость потока в канале на участке, где отсутствует процесс парообразования (на участке ab).

Принимая во внимание зависимости (4.5) и (4.9), определим расходную плотность парожидкостной смеси:

$$\begin{aligned} \rho_{см} &= M_{см}/V_{см} = \\ &= (w_0''\rho'' + w_0'\rho')/(w_0'' + w_0'). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Объемное расходное паросодержание представляет собой отношение объемного расхода пара в сечении канала к общему объемному расходу смеси:

$$\beta = V''/(V'' + V') = w_0''/(w_0'' + w_0'). \quad (4.13)$$

При отсутствии пара в канале ($w_0'' = 0$) $\beta = 0$, а при отсутствии влаги в канале ($w_0' = 0$) $\beta = 1$. Следовательно, β изменяется от нуля до единицы. Если в (4.12) вместо $w_0'' + w_0'$ подставим равное этой сумме значение w_0''/β из (4.13) и выразим $\beta w_0'$ через $w_0'' - \beta w_0''$, то получим зави-

сймость для расходной плотности пароводяного потока в сечении парогенерирующего канала, выраженную через объемное расходное паросодержание, плотности пара и жидкости:

$$\rho_{cm} = \beta \rho'' + (1 - \beta) \rho' \quad (4.14)$$

4.3. ИСТИННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

При подъемном движении парожидкостного потока скорости движения пара и жидкости не равны между собой. Скорость движения пара в восходящем пароводя-

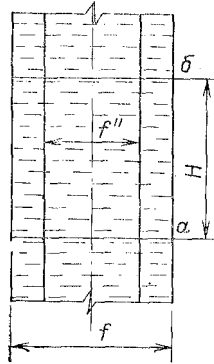


Рис. 4.2. Распределение пароводяной смеси по сечению канала

ном потоке будет больше скорости перемещения жидкости. Различие в скоростях движения легкой и тяжелой фаз характеризуется процессом скольжения. Наличие процесса скольжения легкой паровой фазы относительно тяжелой жидкостной приводит к тому, что истинные характеристики (параметры) парожидкостного потока будут отличны от тех расходных характеристик, которые получены ранее при анализе упрощенной гомогенной модели движения двухфазного потока.

Истинные параметры потока легко могут быть определены, если известно истинное паросодержание ϕ , представляющее собой отношение доли сечения канала, занятой паром (рис. 4.2), f'' к полному проходному сечению:

$$\phi = f''/f \quad (4.15)$$

Поскольку пар занимает не полное сечение трубы, а только часть ее $f'' = \phi f$, уравнение материального баланса для паровой фазы в любом сечении запишется так:

$$M'' = w_0'' \rho'' f = w'' \rho'' \phi f \quad (4.16)$$

где w'' — истинная скорость пара.

Из (4.16) определяем истинную скорость пара:

$$w'' = w_0'' / \phi \quad (4.17)$$

Аналогично (4.16) составим уравнение материального баланса для жидкой фазы:

$$M' = w_0' \rho' f = w' \rho' (f - f''), \quad (4.18)$$

где w' — истинная скорость жидкости в сечении канала. Принимая во внимание, что $f'' = \varphi f$, из (4.18) определяем истинную скорость жидкости:

$$w' = w_0' / (1 - \varphi). \quad (4.19)$$

Относительная скорость (или скорость скольжения) представляет собой разность между истинными скоростями пара и жидкости:

$$w_{\text{отн}} = w'' - w' = w_0'' / \varphi - w_0' / (1 - \varphi). \quad (4.20)$$

При подъемном движении парожидкостного потока $w_{\text{отн}} > 0$, при опускном $w_{\text{отн}} < 0$.

Причину возникновения относительной скорости, возникающей при движении парожидкостного потока, можно объяснить действием одной и той же силы на объем пара и жидкости, заключенный между сечениями a и b (рис. 4.2).

Если пренебречь градиентом давления по нормали к оси канала, то при подъемном движении под действием этой силы паровая фаза, обладающая меньшей плотностью, получит большее ускорение при опускном — меньшее.

Истинную плотность парожидкостного потока $\rho_{\text{см}}^u$ можно определить из уравнения материального баланса, записанного для объема, заключенного между сечениями a и b (рис. 4.2):

$$M_{\text{см}} = \rho_{\text{см}}^u V_{\text{см}} = \rho'' V'' + \rho' V', \quad (4.21)$$

где $V_{\text{см}} = fH$ — полный объем канала, заключенный между сечениями a и b ; $V'' = f''H$ — часть объема, заполненного паровой фазой; $V' = (f - f'')H$ — часть объема, заполненного жидкой фазой. Если в (4.21) подставить значения $V_{\text{см}}$, V'' и V' и решить уравнение относительно $\rho_{\text{см}}^u$, то получим

$$\rho_{\text{см}}^u = \varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'. \quad (4.22)$$

Тогда истинную скорость смеси $w_{\text{см}}^u$ можно получить на основе уравнений (4.22) и (4.5):

$$w_{\text{см}}^u = M_{\text{см}} / (\rho_{\text{см}}^u f) = (w_0'' \rho'' + w_0' \rho') / [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho']. \quad (4.23)$$

Для сравнения расходного объемного паросодержания β с истинным паросодержанием φ воспользуемся

зависимостями (4.13) и (4.17):

$$\left. \begin{aligned} w_0'' &= \beta (w_0'' - w_0') \\ w_0'' &= \varphi w'' \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

С учетом (4.24)

$$\varphi = \beta (w_0'' + w_0') / w'' = \beta w_{см} / w'' \quad (4.25)$$

Так как истинная скорость пара w'' при восходящем движении парожидкостного потока всегда больше расходной скорости смеси $w_{см}$, то φ всегда меньше β . Таким образом, из (4.25) следует, что $\varphi = \beta$, когда $w'' = w_{см}$. Этот случай отвечает условию движения пароводяного потока при высоком давлении, близком к критическому или равному ему, поскольку структура парожидкостного потока становится близкой к гомогенной. Кроме того, при высоких паросодержаниях и больших скоростях парожидкостного потока возможны также предпосылки для удовлетворения равенства $w'' = w_{см}$. В этих условиях парожидкостный поток становится похожим на гомогенизированную эмульсию.

Так как в общем случае φ и β не равны между собой, то и истинная плотность смеси $\rho_{см}''$ не равна расходной плотности $\rho_{см}$. При $\beta > \varphi$ получается $\rho_{см}'' > \rho_{см}$, в связи с чем истинная скорость смеси $w_{см}''$ оказывается меньше расходной $w_{см}$. Истинное паросодержание φ (так же как и β) изменяется от нуля до единицы; $\varphi = 0$ при отсутствии пара в канале и $\varphi = 1$, когда все сечение занято одним паром.

Следует отметить, что все рассуждения, приведенные ранее, относятся к условию движения адиабатного пароводяного потока в вертикальных каналах.

Влияние пузырьков пара, зарождающихся на теплообменных поверхностях и растущих до момента отрыва, на истинные характеристики будет рассмотрено позднее, в гл. 6.

4.4. ИЗМЕНЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА ПО ДЛИНЕ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА

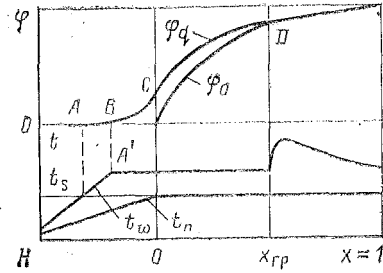
Длину испарительного капала можно представить через относительную энтальпию, которая в соответствии с (4.8) равна

$$x = (i - i') / r, \quad (4.26)$$

где i — энтальпия потока в любом сечении канала.

На рис. 4.3 по оси абсцисс отложена относительная энтальпия. Точка H соответствует сечению начала обогрева в канале. По мере перемещения потока вверх по длине энтальпия его растет и в точке O становится равной энтальпии жидкости при кипении $i-i'$. Следовательно,

Рис. 4.3. Характер изменения основных параметров пароводяного потока



точка O отвечает окончанию экономайзерного участка и началу развитого пузырькового кипения. На участке HO относительная энтальпия отрицательна, в точке O $x = 0$, а далее $x > 0$. В точке $x = I$ вся жидкость испарилась, энтальпия потока равна энтальпии сухого насыщенного пара: $i = i'' = i' + r$.

Температура потока t_n на участке HO все время растет, а на участке OI остается неизменной и равной температуре кипения жидкости t_s . Температура стенки канала t_w на участке HO вначале растет, в точке A достигает значения температуры кипения, а в точке A' рост прекращается, поскольку в этом сечении начинается заметное поверхностное кипение с образованием пузырьков в пристенном перегретом слое.

От точки A' до $x_{кр}$ температура стенки остается практически неизменной. На этом участке в пристенном жидкостном перегретом слое осуществляется генерация пузырьков пара. В точке $x_{кр}$ пристенная жидкостная пленка испаряется, прекращается регулярное смачивание стенки жидкостью, ухудшаются условия теплообмена, в связи с тем что стенка стала контактировать с паром. Температура стенки в сечении $x_{кр}$ резко повышается. На участке от $x_{кр}$ до $x = I$ температура стенки несколько снижается за счет возрастания скорости потока и улучшения условий теплообмена, но остается значительно больше температуры стенки на участке от точки A до $x_{кр}$.

Парообразование на обогреваемых поверхностях может начаться в пристенном слое лишь после того, как температура стенки достигнет температуры насыщения (точ-

ка A). Однако до тех пор, пока ядро потока остается холодным, а толщина перегретого жидкостного пристенного слоя незначительной, зарождающиеся паровые пузырьки не могут достичь определенных размеров и конденсируются в холодном ядре потока. В связи с этим образующиеся пузырьки пара на участке AB не дают ощутимого увеличения паросодержания в сечении канала. Поэтому на этом участке доля сечения канала, занятая паром, ничтожно мала, а истинное паросодержание ϕ не превышает значения порядка 10^{-2} . По мере возрастания температуры потока увеличивается толщина перегретого пристенного слоя, улучшаются предпосылки для роста паровых пузырьков.

В точке B пристенные паровые пузырьки вырастают до значительных размеров, а доля сечения канала, занятого ими, увеличивается. На участке BC истинное паросодержание ϕ_a с увеличением относительной энтальпии быстро возрастает за счет роста паровых пузырьков в пристенном слое и проникновения отдельных пузырьков в ядро потока. На участке CD также наблюдается заметный рост истинного паросодержания (ϕ_a за счет накопления пара в ядре потока и генерации его в пристенном слое. На участках $x_{тр}$ и $x = l$ темп роста ϕ_a заметно снижается и при $x = l$ также $\phi_a = 1$. На рис. 4.3 нанесен график изменения истинного паросодержания ϕ_0 при адиабатическом течении парожидкостного потока. При отсутствии обогрева теплообменных поверхностей $\phi_0 = 0$ в точке $x = 0$. И только по мере накопления пара в ядре потока истинное паросодержание становится больше нуля. С увеличением x растет ϕ_0 . При $x = l$ $\phi_0 = 1$.

Из графиков $\phi_a = f(x)$ и $\phi_0 = f(x)$ (рис. 4.3) видно, что $\phi_a > \phi_0$ вплоть до сечения $x_{тр}$. На участке от $x_{тр}$ до $x = l$ можно считать, что $\phi_a = \phi_0$.

4.5. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ИСТИННЫЕ И РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

С увеличением давления возрастают плотность сухого насыщенного пара ρ'' и энтальпия жидкости при температуре насыщения i' , а уменьшаются плотность воды при температуре насыщения ρ' , теплота парообразования r и энтальпия сухого насыщенного пара i'' . Все расходные и истинные характеристики пароводяного потока в сильной степени зависят от теплофизических параметров пара и воды.

При одном и том же массовом расходе пара M'' с увеличением давления уменьшаются приведенная скорость пара w_0'' , объемный расход смеси $V_{см}$, расходная скорость смеси $w_{см}$, объемное расходное паросодержание β , а возрастает расходная плотность смеси $\rho_{см}$.

Истинные характеристики пароводяного потока находятся в более сложной зависимости от давления, чем расходные, поскольку все они определяются истинным паросодержанием, которое в свою очередь зависит от давления. При неизменном массовом расходе пара M'' с увеличением давления истинная скорость пара снижается, несмотря на то что одновременно уменьшаются приведенная скорость пара w_0'' и истинное паросодержание ϕ . Но уменьшение числителя в отношении w_0''/ϕ с увеличением давления происходит быстрее, чем уменьшение знаменателя. В связи с этим уменьшается и относительная скорость $w_{отн}$. Истинная скорость смеси $w_{см}^и$ также уменьшается при увеличении давления, а истинная плотность смеси $\rho_{см}^и$ возрастает. С увеличением давления истинная скорость пара приближается к расходной скорости смеси, так же как истинное паросодержание ϕ приближается к расходному β и истинная скорость смеси $w_{см}^и$ — к расходной скорости $w_{см}$.

Глава пятая

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

5.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ В КАССЕТАХ И ТРУБАХ МЕТОДОМ ПОЛЕЗНЫХ НАПОРОВ

В кассетах корпусных ядерных реакторов и технологических каналах канальных реакторов пароводяной поток I перемещается продольно в межстержневом пространстве, заключенном между внешним корпусом кассеты 2 (корпусом технологического канала) и стержнями твэлов 3 (рис. 5.1).

При установившемся движении восходящего пароводяного потока перепад давления между сечениями a и b

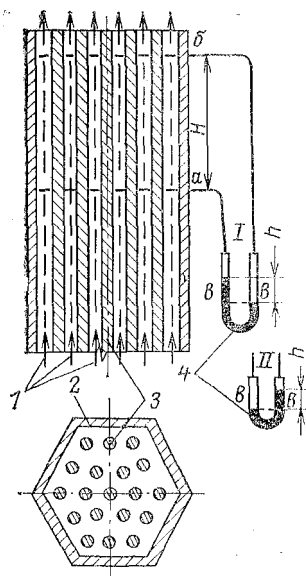


Рис. 5.1. Конструкционная схема кассеты корпусного реактора

длина H ; h — высота гидростатического столба жидкости в дифференциальном манометре.

Из (5.1) определим среднюю плотность пароводяной смеси на участке высотой H :

$$\rho_{см} = \frac{g\rho H - g(\rho_{ж} - \rho)h - \Delta p_{см}}{gH} \quad (5.2)$$

Если принять $\rho_{см} = \varphi\rho'' + (1 - \varphi)\rho'$, то

$$\rho' - \varphi(\rho' - \rho'') = \frac{g\rho H - g(\rho_{ж} - \rho)h - \Delta p_{см}}{gH} \quad (5.3)$$

Среднее истинное паросодержание в любом сечении меж-
стержневого объема кассеты (технологического канала)
высотой H получим при решении (5.3) относительно φ :

$$\varphi = \frac{g(\rho_{ж} - \rho)h + \Delta p_{см} - g(\rho - \rho')H}{g(\rho' - \rho'')H} \quad (5.4)$$

При больших гидравлических сопротивлениях на экспери-
ментальном участке H возможны условия, когда равновесие
сил, действующих на сечение vw в дифференциальном

можно определить дифференциальным манометром 4. Расстояние между сечениями a и b равно H . В этом случае на сечение vw в левой трубке дифференциального манометра оказывает давление сила $g\rho_{см}H + \Delta p_{см} + g\rho_{ж}h$. Уравновешивает эту силу действующее в правой трубке на сечение vw давление $g\rho H + g\rho h$. Следовательно,

$$g\rho_{см}H + \Delta p_{см} + g\rho_{ж}h = g\rho H + g\rho h, \quad (5.1)$$

где $\rho_{см}$, $\rho_{ж}$, ρ — соответственно средняя плотность смеси в канале на участке высотой H , плотность залитой в дифференциальный манометр жидкости и плотность воды в трубках при темпе-
ратуре окружающего простран-

ства; $\Delta p_{см}$ — гидравлическое сопротивление в кассете на участке

манометре, будет отвечать положению уровней в измерительном приборе, изображенном на рис. 5.1. В этом случае баланс гидростатических сил, действующих на сечение *вв*, запишется так:

$$g\rho_{\text{см}}H + \Delta p_{\text{см}} + g\rho h = g\rho_{\text{ж}}h + g\rho H. \quad (5.5)$$

Тогда среднее истинное паросодержание в любом сечении рассматриваемого объема канала равно

$$\varphi = \frac{\Delta p_{\text{см}} - g(\rho_{\text{ж}} - \rho)h - g(\rho - \rho')H}{g(\rho' - \rho'')H}. \quad (5.6)$$

Выражения (5.4) и (5.6) показывают, что точность определения среднего истинного паросодержания в первую очередь зависит от точности расчета гидравлического сопротивления на опытном участке $\Delta p_{\text{см}}$. Чем меньше гидравлическое сопротивление, тем точнее определяется φ .

Все остальные величины, входящие в правые части (5.4) и (5.6), можно определить непосредственно в опытах замером H , h или по таблицам теплофизических параметров ρ , ρ' , ρ'' , $\rho_{\text{ж}}$.

При барботаже пара через слой жидкости, когда приведенная скорость воды в канале равна нулю ($w_0' = 0$), гидравлическое сопротивление течения пароводяного потока также равно нулю ($\Delta p_{\text{см}} = 0$), уравнение (5.4) упрощается:

$$\varphi = \frac{g(\rho_{\text{ж}} - \rho)h - g(\rho - \rho')H}{g(\rho' - \rho'')H}. \quad (5.7)$$

Зависимость (5.7) находит широкое применение в экспериментальных исследованиях при определении средних значений истинных паросодержаний при безнапорном движении адиабатного пароводяного потока (барботаже пара через слой жидкости) и при проверке (тарировке) новых видов измерительных систем по определению φ . Если известен достаточно надежный опытный метод определения φ , то, используя (5.4), можно определить гидравлические сопротивления течения пароводяного потока в канале:

$$\Delta p_{\text{см}} = g\varphi(\rho' - \rho'')H - g(\rho_{\text{ж}} - \rho)h + g(\rho - \rho')H. \quad (5.8)$$

Долгое время метод полезных напоров [зависимости (5.4), (5.6) и (5.7)] был единственным экспериментальным методом по определению средних истинных паросодержаний.

5.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ В КАССЕТАХ МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

При исследовании процессов генерации пара широкое применение получили методы просвечивания пароводяных потоков с помощью источников γ -излучения. γ -Излучение обладает высокой проникающей способностью, поэтому оно беспрепятственно может проходить через ограждающие пароводяной поток стенки парогенерирующих

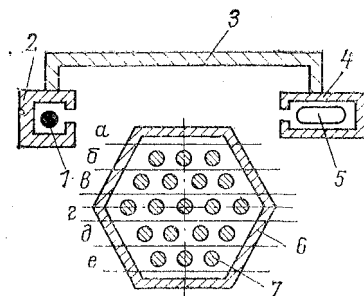


Рис. 5.2. Схема установки просвечивания узким пучком γ -излучения

каналов и других элементов, выполненных обычно из толсто-стенного металла.

Большое преимущество этого метода заключается еще и в том, что в исследуемый поток не требуется вводить радиоактивный препарат. Ампула с радиоактивным препаратом располагается вне объекта просвечивания, поэтому мощность источника ионизирующего излучения не зависит от общей массы движущегося потока. Следовательно, в этих случаях нет необходимости

использовать мощные источники ионизирующего излучения.

При экспериментальном исследовании истинных паросодержаний в кассетах и технологических каналах ядерных реакторов с кипением теплоносителя в активной зоне широкое применение нашел метод просвечивания узким коллимированным пучком γ -излучения по хордовым сечениям кассеты *a—e* (рис. 5.2) [18, 52].

Основными элементами установки для определения истинных паросодержаний в нескольких направлениях сечения кассеты являются излучатель 1 и детектор 5. Ампула с γ -излучателем 1 заключена в толсто-стенную защитную свинцовую камеру 2. В свинцовой камере проделано узкое коллимированное отверстие для выхода γ -излучения. Детектор 5 также помещен в свинцовую камеру 4, которая уменьшает уровень естественного фона и защищает детектор от рассеянного излучения источника. В последнее время вместо счетных трубок (детекторов) широкое применение нашли сцинтилляционные датчики.

Детектор подключен к установке по счету импульсов.

Свинцовые контейнеры 2 и 4 закреплены на металлической жесткой раме 3, которая может перемещаться в горизонтальной плоскости.

Такое одновременное перемещение излучателя и детектора в горизонтальной плоскости дает возможность подвергнуть γ -излученную кассету b с 19 твэлами 7 в хордовых сечениях $a - e$, а следовательно, и определить истинные локальные паросодержания в просвечиваемых межстержневых коридорах.

Метод определения локальных значений истинных паросодержаний основан на экспоненциальном законе ослабления интенсивности лучей, проходящих через тело (фильтр):

$$J_x = J_0 \exp(-\mu x), \quad (5.9)$$

где J_0, J_x — интенсивность пучка ионизирующего излучения до тела и после него; x — толщина просвечиваемого тела; μ — линейный коэффициент поглощения излучения в просвечиваемом теле.

В случае просвечивания многослойного тела

$$J_x = J_0 \exp(-\sum \mu_i x_i), \quad (5.10)$$

где μ_i, x_i — коэффициент поглощения и толщина i -го слоя. Изменение интенсивности γ -излучения, проходящего через кассету в сечениях $a - e$, можно определить по числу отсчетов, фиксируемых детектором и счетной установкой:

$$n = n_0 \exp \{ - [\mu_B (\delta_B' + \delta_B'') + \mu_M (\delta_M' + \delta_M'') + \mu \delta] \}, \quad (5.11)$$

где n — число отсчетов, зафиксированных детектором в определенный промежуток времени; n_0 — число отсчетов на выходе из коллимированного отверстия в тот же промежуток времени; μ_B, μ_M, μ — коэффициенты поглощения воздухом, металлом и средой, находящейся в межстержневом пространстве кассеты; δ_B', δ_B'' — расстояния по воздушному пространству от источника до обечайки кассеты и от обечайки кассеты с противоположной стороны до детектора; δ_M', δ_M'' — толщины обечайки кассеты в направлении γ -излучения; δ — внутреннее расстояние между стенками просвечиваемого коридора в кассете. При выбранном положении излучателя и детектора (просвечивание только в одном направлении) имеем

$$k = \exp \{ - [\mu_B (\delta_B' + \delta_B'') + \mu_M (\delta_M' + \delta_M'')] \} = \text{const}. \quad (5.12)$$

С учетом (5.12) выражение (5.11) принимает следующий вид:

$$n = n_0 k \exp(-\mu \delta). \quad (5.13)$$

Зависимости (5.11) и (5.13) написаны без учета геометрического фактора и фактора накопления.

При прохождении через кассету пароводяной смеси число отсчетов равно

$$n_{см} = n_0 k \exp [-(\mu_n \delta_n + \mu_v \delta_v)], \quad (5.14)$$

где μ_n , μ_v — коэффициенты поглощения излучения сухим насыщенным паром и водой при температуре кипения; δ_n , δ_v — протяженность парового и водяного участков просвечиваемого коридора $\delta = \delta_n + \delta_v$.

Если кассету заполнить водой при температуре кипения, то число отсчетов

$$n_v = n_0 k \exp (-\mu_v \delta). \quad (5.15)$$

При заполнении кассеты сухим насыщенным паром

$$n_n = n_0 k \exp (-\mu_n \delta). \quad (5.16)$$

Если разделим (5.14) на (5.15), то

$$n_{см}/n_v = \exp [\delta_n (\mu_v - \mu_n)]. \quad (5.17)$$

Далее разделим (5.16) на (5.15), тогда

$$n_n/n_v = \exp [\delta (\mu_v - \mu_n)]. \quad (5.18)$$

Логарифмы (5.17) и (5.18) равны

$$\begin{aligned} \ln (n_{см}/n_v) &= \delta_n (\mu_v - \mu_n), \\ \ln (n_n/n_v) &= \delta (\mu_v - \mu_n). \end{aligned} \quad (5.19)$$

Учитывая, что $\delta_n/\delta = \varphi$, локальное истинное паросодержание в любом хордовом сечении $a-e$ равно

$$\varphi_l = \delta_n/\delta = (\ln n_{см} - \ln n_v) / (\ln n_n - \ln n_v). \quad (5.20)$$

При выполнении экспериментальных исследований возможно проведение тарировки гамма-установки в условиях, когда опытный канал заполнен поочередно водой и воздухом при температуре окружающего пространства. Такие условия предпочтительны в том случае, когда наружные поверхности опытного капала теряют в окружающее пространство достаточно большое количество теплоты. При значительном охлаждении наружного корпуса опытного канала возможна конденсация пара на внутренней поверхности с образованием водяной пленки, медленно стекающей вниз. Наличие последней на внутренних поверхностях опытного канала может привести к искажению числа отсчетов при заполнении его сухим насыщенным паром. При заполнении канала холодной водой

$$n_0' = n_0 k \exp (-\mu_0 \delta), \quad (5.21)$$

при заполнении воздухом

$$n_{вз} = n_0 k \exp (-\mu_{вз} \delta), \quad (5.22)$$

где $\mu_0, \mu_{вз}$ — коэффициенты поглощения водой и воздухом в канале, Тогда

$$\ln(n_{см}/n_0') = \delta_{п}(\mu_0 - \mu_{п}) + \delta_{в}(\mu_0 - \mu_{в}); \quad (5.23)$$

$$\ln(n_{вз}/n_0') = \delta(\mu_0 - \mu_{вз}). \quad (5.24)$$

Разделим (5.23) на (5.24):

$$\frac{\ln\left(\frac{n_{см}/n_0'}{n_{вз}/n_0'}\right)}{\ln\left(\frac{n_{см}/n_0'}{n_{вз}/n_0'}\right)} = \varphi_{.x} \left(\frac{\mu_0 - \mu_{п}}{\mu_0 - \mu_{вз}} \right) + (1 - \varphi_{.x}) \left(\frac{\mu_0 - \mu_{в}}{\mu_0 - \mu_{вз}} \right). \quad (5.25)$$

Из (5.25) определим значение локального истинного паросодержания:

$$\varphi_{.x} = \frac{\ln n_{см} - \ln n_0' \frac{\mu_0 - \mu_{вз}}{\mu_0 - \mu_{п}} - \frac{\mu_0 - \mu_{в}}{\mu_0 - \mu_{п}}}{\ln n_{вз} - \ln n_0' \frac{\mu_0 - \mu_{вз}}{\mu_0 - \mu_{п}} - \frac{\mu_0 - \mu_{п}}{\mu_0 - \mu_{п}}}. \quad (5.26)$$

Если учесть, что коэффициенты поглощения пропорциональны плотностям соответствующих сред, то

$$\varphi_{.x} = \frac{\ln n_{см} - \ln n_0' \frac{\rho_0 - \rho_{вз}}{\rho_0 - \rho_{п}} - \frac{\rho_0 - \rho_{в}}{\rho_0 - \rho_{п}}}{\ln n_{вз} - \ln n_0' \frac{\rho_0 - \rho_{вз}}{\rho_0 - \rho_{п}} - \frac{\rho_0 - \rho_{п}}{\rho_0 - \rho_{п}}}. \quad (5.27)$$

где $\rho_0, \rho_{вз}$ — плотность воды и воздуха при соответствующих температурах в канале. Рассмотрим в общем виде закон ослабления монохроматического пучка γ -излучения, проходящего через сложное тело, состоящее из различных веществ:

$$n = ABn_0 \exp(-\Sigma \mu x_i), \quad (5.28)$$

где A — геометрический фактор, зависящий от величины и формы источника и просвечиваемого тела, расстояния от детектора до источника, от коэффициентов поглощения тел. Этот коэффициент учитывает характер геометрии пучка, т. е. направление γ -излучения в просвечиваемом теле; β — фактор накопления, зависящий от энергии γ -излучения, величины среднего свободного пробега γ -излучения в теле и атомного номера элементов, из которых изготовлено просвечиваемое тело. Этот коэффициент учитывает увеличение интенсивности пучка лучей после просвечиваемого тела вследствие многократного рассеяния. При просвечивании кассеты, заполненной пароводяным потоком, число отсчетов равно

$$n_{см} = A_{см} B_{см} n_0 k \exp[-(\mu_{п} \delta_{п} + \mu_{в} \delta_{в})]. \quad (5.29)$$

Когда средой, заполняющей экспериментальный участок, является только вода или только пар при температуре насыщения, число отсчетов соответственно равно

$$n_{в} = A_{в} n_0 k \exp(-\mu_{в} \delta); \quad (5.30)$$

$$n_{п} = A_{п} B_{п} n_0 k \exp(-\mu_{п} \delta). \quad (5.31)$$

Учитывая, что $\delta = \delta_{\Pi} + \delta_{\text{в}}$, получаем

$$\frac{n_{\text{см}}}{n_{\text{г}}} = \frac{A_{\text{см}} B_{\text{см}}}{A_{\text{г}} B_{\text{г}}} \exp [\delta_{\Pi} (\mu_{\text{г}} - \mu_{\Pi})] \quad (5.32)$$

$$\frac{n_{\Pi}}{n_{\text{г}}} = \frac{A_{\Pi} B_{\Pi}}{A_{\text{г}} B_{\text{г}}} \exp [\delta (\mu_{\text{г}} - \mu_{\Pi})] \quad (5.33)$$

Соответственно

$$\ln \frac{n_{\text{см}}}{n_{\text{г}}} + \ln \frac{A_{\text{г}} B_{\text{г}}}{A_{\text{см}} B_{\text{см}}} = \delta_{\Pi} (\mu_{\text{г}} - \mu_{\Pi}), \quad (5.34)$$

$$\ln \frac{n_{\Pi}}{n_{\text{г}}} + \ln \frac{A_{\text{г}} B_{\text{г}}}{A_{\Pi} B_{\Pi}} = \delta (\mu_{\text{г}} - \mu_{\Pi}). \quad (5.35)$$

Если $\varphi_{\text{л}} = \delta_{\Pi}/\delta$, то из (5.34) и (5.35) получим

$$\varphi_{\text{л}} = \frac{\ln (n_{\text{см}} / n_{\text{г}}) + \ln [(A_{\text{г}} B_{\text{г}}) / (A_{\text{см}} B_{\text{см}})]}{\ln (n_{\Pi} / n_{\text{г}}) + \ln [(A_{\text{г}} B_{\text{г}}) / (A_{\Pi} B_{\Pi})]}. \quad (5.36)$$

Численное значение $(A_{\text{в}} B_{\text{в}}) / (A_{\Pi} B_{\Pi})$ можно с достаточной степенью точности определить опытным путем. Из (5.33) получим

$$A_{\text{в}} B_{\text{в}} / A_{\Pi} B_{\Pi} = (n_{\text{в}} / n_{\Pi}) \exp [\delta (\mu_{\text{в}} - \mu_{\Pi})]. \quad (5.37)$$

Определив опытным путем число отсчетов при заполненном водой и паром ($n_{\text{в}}$ и n_{Π}) канале и подставив их значения в зависимость (5.37), найдем величину, характеризующую геометрические и физические факторы A и B . Численное значение $(A_{\text{в}} B_{\text{в}}) / (A_{\text{см}} B_{\text{см}})$, входящее в (5.36), зависит от структуры двухфазного потока, которая в свою очередь определяется значением истинного паросодержания: при $\varphi_{\text{л}} = 0$ $A_{\text{в}} B_{\text{в}} / (A_{\text{см}} B_{\text{см}}) = 1$; при $\varphi_{\text{л}} = 1,0$ $A_{\text{в}} B_{\text{в}} / (A_{\text{см}} B_{\text{см}}) = A_{\text{в}} B_{\text{в}} / A_{\Pi} B_{\Pi}$.

Промежуточные значения $A_{\text{в}} B_{\text{в}} / (A_{\text{см}} B_{\text{см}})$ могут быть найдены при помощи линейной интерполяции между крайними значениями, соответствующими однофазной структуре потока:

$$\frac{A_{\text{в}} B_{\text{в}}}{A_{\text{см}} B_{\text{см}}} = 1 + \left(\frac{A_{\text{в}} B_{\text{в}}}{A_{\Pi} B_{\Pi}} - 1 \right) \varphi_{\text{л}}. \quad (5.38)$$

При обработке результатов эксперимента по определению локального истинного паросодержания с учетом параметров A и B вначале находят $\varphi_{\text{л}}$ без учета параметров по зависимости (5.20), а затем уточняют значение $\varphi_{\text{л}}$ по (5.36) с учетом (5.37) и (5.38), причем в соотношении (5.38) подставляют значение $\varphi_{\text{л}}$, полученное по (5.20). Следует отметить, что выполненные многими авторами экспериментальные исследования по определению локальных значений истинных паросодержаний подтверждают достаточной для инженерных расчетов точностью применимость упрощенных зависимостей (5.20) и (5.27),

Определение локальных значений φ в нескольких сечениях по хордам кассеты (канала) $\varphi_a, \varphi_b, \varphi_v, \varphi_r, \varphi_d, \varphi_e$ дает физическое представление о распределении легкой и тяжелой фаз в межстержневом сечении. По нескольким известным локальным значениям φ можно определить среднее интегральное паросодержание в просвечиваемом сечении канала. Для этой цели рассмотрим модель на

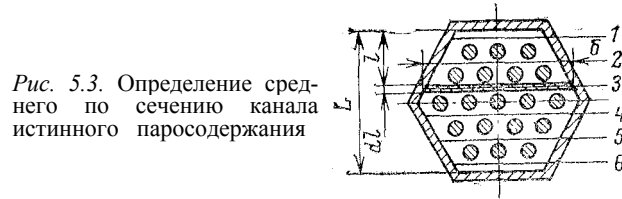


Рис. 5.3. Определение среднего по сечению канала истинного паросодержания

рис. 5.3. На расстоянии l от внутренней поверхности грани вырежем элемент dl . Площадь элементарной площадки $df = \delta dl$. Доля этой площадки, занятая паровой фазой, $df_{\text{п}} = \delta_{\text{п}} dl$. Так как локальное истинное паросодержание в просвечиваемом направлении равно $\varphi_{\text{л}} = \delta_{\text{п}} / \delta$, то

$$df_{\text{п}} = \varphi_{\text{л}} \delta dl = \varphi_{\text{л}} df. \quad (5.39)$$

Полная площадка, занятая паровой фазой во всем межстержневом сечении пучка,

$$f_{\text{п}} = \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\text{л}} \delta dl. \quad (5.40)$$

Если площадь полного сечения межстержневого пространства пучка равна f , то среднеинтегральное истинное паросодержание может быть получено на основании теоремы о среднем:

$$\varphi = \frac{f_{\text{п}}}{f} = \frac{1}{f} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\text{л}} \delta dl. \quad (5.41)$$

Для пучка стержней вычисление интеграла в уравнениях (5.40) и (5.41) по формулам приближенного интегрирования связано со значительными трудностями, так как в этом случае подынтегральная функция $\varphi_{\text{л}} \delta$ изображается графически кривой с сильно изменяющимся относительно оси x размахом. В этом случае можно применить следующий способ приближенного интегрирования.

Площадь поперечного сечения канала f разбивают на n частей (в нашем случае на шесть частей $l—б$). Тогда

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\lambda} \delta dl = \int_{-\frac{L}{2}}^{-l_1} \varphi_{\lambda 1} \delta_1 dl + \int_{-l_1}^{-l_2} \varphi_{\lambda 2} \delta_2 dl + \dots + \int_{+l_{n-2}}^{+l_{n-1}} \varphi_{\lambda(n-1)} \delta_{(n-1)} dl + \int_{+l_{n-1}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\lambda \Pi} \delta_{\Pi} dl. \quad (5.42)$$

Здесь

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{-l_1} \delta_1 dl = S_1; \quad \int_{-l_1}^{-l_2} \delta_2 dl = S_2;$$

$$\int_{+l_{n-2}}^{+l_{n-1}} \delta_{(n-1)} dl = S_{(n-1)}; \quad \int_{+l_{n-1}}^{+\frac{L}{2}} \delta_{\Pi} dl = S_{\Pi},$$

где S_1 ; S_2 ; $S_{(n-1)}$ и S_{Π}

— площади межстержневых сечений пучка, отвечающие соответствующим направлениям просвечивания.

Следовательно, уравнение (5.42) можно записать в ином виде:

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\lambda} \delta dl = \varphi_{\lambda 1} S_1 + \varphi_{\lambda 2} S_2 + \dots + \varphi_{\lambda(n-1)} S_{(n-1)} + \varphi_{\lambda \Pi} S_{\Pi}, \quad (5.43)$$

или

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \varphi_{\lambda} \delta dl = \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_{\lambda i} S_i. \quad (5.44)$$

С учетом зависимостей (5.41) и (5.44) уравнение для определения среднего истинного паросодержания в межстержневом пространстве пучка может быть выражено так:

$$\varphi = \left(\sum_{i=1}^{i=n} \varphi_{\lambda i} S_i \right) / f. \quad (5.45)$$

Экспериментальное исследование локальных и средних истинных паросодержаний в кассетах реактора ВК-50 проводилось в несколько этапов. Вначале проводились опыты на 19-стержневом пучке при течении воздуховодяных потоков. Наружные диаметры стержней соответствовали наружным диаметрам твэлов $d_T = 10$ мм. Распределение стержней в решетке было принято таким же, как в натурной кассете по равностороннему треугольнику с размером стороны 15,1 мм. Локальное просвечивание γ -излучением осуществлялось в шести направлениях (рис. 5.3). Несмотря на то что воздуховодяная и пароводяная смеси относятся к разным классам, течение воздуховодяного двухфазного потока обусловлено в основном теми же закономерностями, что и течение адиабатического пароводяного потока. Простота проведения опытов на воздуховодяной смеси и практическое постоянство истинного паросодержания по длине канала в сильной степени упрощают на первом этапе решение этой сложной задачи по изучению структуры и закономерностей движения двухфазного потока в активной зоне реактора. По результатам же исследования воздуховодяных потоков можно качественно судить о пароводяных. Опытный 19-стержневой пучок был установлен вертикально на стенде, который представлял собой разомкнутый по воздуху циркуляционный контур. В смеситель, установленный под опытным пучком, подавался воздух. Для создания циркуляции воды и смеси по контуру использовался насос. В качестве источников γ -излучения использовались радиоактивные нуклиды ^{60}Co и ^{137}Cs . Локальные газосодержания для каждого из шести направлений определялись по формуле

$$\varphi_l = \frac{\ln n_{см} - \ln n_в}{\ln n_{вз} - \ln n_в}, \quad (5.46)$$

где $n_{см}$, $n_в$, $n_{вз}$ — интенсивность счета при просвечивании экспериментального участка, заполненного соответственно воздуховодяной смесью, водой и воздухом. По локальным значениям φ определялась эпюра газораспределения в сечении канала. На всех режимах профиль эпюры газораспределения соответствовал профилю с максимальным газосодержанием в середине канала, причем характер распределения фаз в потоке сильно зависел от скорости циркуляции и газосодержания. Увеличение максимума легкой фазы в середине канала связано с ростом скорости циркуляции и газосодержания.

В экспериментальном 19-стержневом пучке $S_1/f = 0,05$; $S_2/f = 0,2$; $S_3/f = 0,25$; $S_4/f = 0,25$; $S_5/f = 0,2$; $S_6/f = 0,05$. Пучок симметричный, поэтому $S_1 = S_6$, $S_2 = S_5$, $S_3 = S_4$. Принимая во внимание значения площадок S_1 , S_2 , S_3 , S_4 , S_5 , S_6 и используя зависимость (5.45), получаем формулу для определения среднего истинного газосодержания в межстержневом пространстве опытного 19-стержневого пучка:

$$\varphi = 0,05(\varphi_1 + \varphi_6) + 0,2(\varphi_2 + \varphi_5) + 0,25(\varphi_3 + \varphi_4), \quad (5.47)$$

где $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_6$ — локальные значения газосодержаний в соответствующих направлениях. Правомерность уравнения (5.47) проверялась в опытах методом полезных напоров [зависимость (5.7)] при барботаже воздуха через неподвижную воду, заполняющую экспериментальный канал. Сравнением результатов определения истинного газосодержания по данным γ -просвечивания (5.47) и по полезным напорам (5.7) установлено, что оба метода практически дают один и тот же результат. Проведены опыты по определению истинных газосодержаний в 19-стержневом пучке в диапазоне скоростей циркуляции $w_0=0,0\div 3,5$ м/с при изменении газосодержания $\varphi = 0,05\div 0,96$. Кроме того, проведены опыты по определению φ в трубах диаметром 30 и 96 мм в диапазоне скоростей циркуляции $w_0 = 0,0\div 2,15$ м/с. Результаты опытов представлены зависимостью скорости проскальзывания (относительной скорости) от истинного газосодержания:

$$w''-w'=f(\varphi). \quad (5.48)$$

В опытах давление воздуховодяной смеси было равно атмосферному или близко к нему.

Анализ результатов эксперимента показал, что проскальзывание (относительная скорость Δw) для воздуховодяной смеси не зависит ни от скорости циркуляции, ни от геометрии канала. Оно является функцией только истинного газосодержания. В исследованном диапазоне φ и w_0 результаты наших опытов и опытов других авторов по проскальзыванию могут быть аппроксимированы следующей зависимостью:

$$w''-w'=0,13 \exp(4,9\varphi). \quad (5.49)$$

При определении среднего истинного газосодержания по (5.49) следует учитывать, что

$$w''-w'=w_0''/\varphi-w_0'/(1-\varphi). \quad (5.50)$$

На втором этапе опыты проводились при течении адиабатного пароводяного потока в том же 19-стержневом пучке. Локальные значения истинных паросодержаний определялись в шести направлениях и рассчитывались по зависимостям (5.20) или (5.27). Средние значения в сечении капала определялись с учетом шести локальных значений по (5.47). Перед началом экспериментальных исследований при течении пароводяных потоков проводилась проверка правомерности использования (5.27) методом полезных напоров в условиях барботажа пара через объем жидкости, находящейся в межстержневом пространстве опытного капала. Опыты проводились при давлениях пароводяной смеси 0,5; 1,5; 3,0 МПа и скоростях циркуляции 0,0—3,0 м/с.

По шести значениям локальных паросодержаний строились эпюры изменения паросодержания в сечении пучка. Анализ этих значений свидетельствует о том, что максимум паросодержания соответствует середине капала. Следует отметить, что скорость циркуляции и паросодержание влияют на профиль распределения легкой и тяжелой фаз в се-

чении пучка. С увеличением скорости циркуляции и паросодержания возрастает максимум легкой фазы в середине капала. Такая же картина наблюдается и при исследовании воздуховодяных потоков.

На третьем этапе были проведены опыты по определению истинных паросодержаний в натурной кассете с эквивалентным диаметром, равным эквивалентному диаметру 19-стержневого пучка, при давлении пароводяной смеси 3,0; 10,0 МПа. Если принять в качестве характеристики, учитывающей проскальзывание пара, разность истинных скоростей пара w'' и воды w' , то в общем случае эта величина будет зависеть от геометрии капала L , скорости потока w , паросодержания ϕ , вязкости пара μ'' , вязкости воды μ' , плотности пара ρ'' и плотности воды ρ' , т. е.

$$\Delta w = w'' - w' = f(L, w, \phi, \mu'', \mu', \rho'', \rho'). \quad (5.51)$$

причем $\mu'' = f(p)$, $\mu' = f(p)$, $\rho'' = f(p)$, $\rho' = f(p)$, т. е. каждая теплофизическая постоянная системы на линии насыщения является только функцией давления. Используя принцип термодинамического подобия, вместо промежуточных функций μ'' , μ' , ρ'' , ρ' можно записать общий аргумент — давление. Тогда

$$w'' - w' = f(L, w, \phi, p). \quad (5.52)$$

Опытные данные, полученные на 19-стержневом пучке и на натурной кассете (127 стержней), были представлены в виде аппроксимирующего выражения

$$w'' - w' = [1 - 3,08 \ln(1 - \phi)] \exp(-0,0285p), \quad (5.53)$$

где p — давление, бар. Выражение (5.53) не имеет достаточного теоретического обоснования, поэтому его применение ограничено тем диапазоном переменных величин, в котором проводились опыты.

5.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ В ТРУБАХ МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

Рассмотренный выше метод просвечивания γ -излучением для определения структуры потока относится к случаю, когда просвечивание ведется узким пучком. Достоинство этого метода состоит в том, что он позволяет найти распределение фаз по сечению любого канала (пучок стержней или круглая трубка), а также на основе локальных значений ϕ , полученных в нескольких направлениях или хордах, определить среднее значение истинного паросодержания (газосодержания) в просвечиваемом сечении. При просвечивании круглой трубы узким пучком γ -излучения по нескольким хордам локальные значения истинных паросодержаний можно определить по (5.20) или (5.27), а среднее значение ϕ в просвечиваемом сечении —

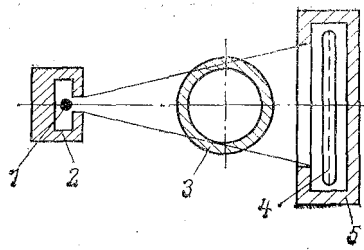


Рис. 5.4. Схема установки просвечивания широкого расходящимся пучком γ -излучения

по (5.45). В тех случаях, когда необходимо определить только среднее значение паросодержания, применение узкого пучка усложняет методику эксперимента, поскольку для этого требуется предварительно снять поле значений ϕ по всему сечению канала, а затем уже провести усреднение в соответствии с (5.45).

При исследовании быстропеременных процессов просвечивание узким пучком неприемлемо.

Нахождение среднего в сечении паросодержания может быть значительно упрощено, если вместо узкого пучка γ -излучения использовать широкий пучок, охватывающий одновременно все сечения трубы. На рис. 5.4 представлена принципиальная схема установки по определению среднего истинного паросодержания в сечении трубы широким расходящимся пучком.

Расходящийся пучок от источника 1 выходит из коллимированного отверстия свинцового контейнера 2, проходит через сечение парогенерирующей трубы 3, охватывая всю внутреннюю полость, и регистрируется датчиком (счетной трубкой) 4, которая расположена в свинцовом контейнере 5.

Авторы [27], работая над созданием методики просвечивания труб широким расходящимся пучком γ -излучения, показали, что для многих практически важных режимов течения двухфазной смеси (эмульсионного, стержневого и расслоенного) во всем диапазоне изменения $\phi = 0 \div 1$ справедлива линейная зависимость вида

$$n_{см}/n_{п} = a + b\phi, \quad (5.54)$$

где $n_{см}$, $n_{п}$ — число отсчетов (интенсивность счета) при просвечивании внутреннего сечения трубы, заполненной пароводяной смесью или паром соответственно. При $\phi=0$ $n_{см}/n_{п}=n_{в}/n_{п}=a$, где $n_{в}$ — число отсчетов при заполнении трубы водой, частично не догретой до температуры кипения. При $\phi=1$ $n_{см}/n_{п}=n_{п}/n_{п}=1$. С учетом граничных условий $\phi=0$ и $\phi=1$ коэффициент при ϕ в уравнении (5.54) равен

$$b = (1 - n_{в}/n_{п}). \quad (5.55)$$

Тогда зависимость (5.54) может быть записана следующим образом:

$$n_{cm}/n_n = n_b/n_n + (1 - n_b/n_n) \varphi. \quad (5.56)$$

Из (5.56) можно получить соотношение для определения среднего истинного паросодержания в сечении трубы, просвечиваемой широким расходящимся пучком γ -излучения:

$$\varphi = (n_b - n_n) / (n_n - n_b). \quad (5.57)$$

Следует отметить, что (5.57) справедливо при просвечивании труб внутренним диаметром до 50 мм широким пучком γ -излучения. При больших диаметрах более 50 мм заметно начинает сказываться влияние структуры пароводяного потока, особенно для эмульсионного и расслоенного режимов течения, в связи с чем отклонение зависимости $n_{cm}/n_n = f(\varphi)$ от линейного вида (5.56) приводит к увеличению погрешности в определении среднего паросодержания. Эта погрешность может быть уменьшена посредством увеличения энергии γ -излучения. Вместе с тем при увеличении диаметра трубы уменьшается параметр a и возрастает угол наклона прямой (5.56) к оси абсцисс, возрастает параметр b и снижается погрешность определения φ . Следовательно, в каждом конкретном случае при просвечивании труб широким пучком γ -излучения имеются оптимальные условия, для которых суммарная погрешность в определении φ получается минимальной.

С повышением давления влияние структуры на (5.56) уменьшается, в связи с чем линейная зависимость становится более обоснованной. При просвечивании труб внутренним диаметром 10—25 мм используют источники γ -излучения с энергией 0,1—0,2 МэВ. Исследование истинного паросодержания в трубах диаметром 30—75 мм проводится с источниками γ -излучения повышенных энергий (1,25—1,5 МэВ).

В последнее время все больше внимания уделяется исследованию структуры пароводяного потока в условиях изменения давления, скорости потока или тепловой нагрузки во времени. Метод просвечивания парогенерирующего канала или другого объекта, содержащего пароводяную смесь, широким расходящимся плоским пучком γ -излучения дает возможность с минимальной инерционностью изучить изменение истинного паросодержания в сечении канала. Этот метод разработан авторами [4, 62] и находит широкое применение в исследовании структуры двухфазных потоков.

5.4. ВЫБОР НУКЛИДОВ ДЛЯ ПРОСВЕЧИВАНИЯ γ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Использование γ-излучения для определения истинного паросодержания ограничивает выбор радиоактивных нуклидов, предназначенных служить источниками γ-излучения. Для просвечивания наиболее удобно применять радиоактивные нуклиды с периодом полураспада существенно большим, чем продолжительность проведения эксперимента. Если период полураспада и продолжительность эксперимента соизмеримы, следует вводить поправку, учитывающую снижение интенсивности излучения, и все отсчеты приводить к начальному времени. Экспоненциальный закон поглощения, на котором основаны все выводы по определению истинного паросодержания, справедлив только для монохроматического пучка γ-излучения. В противном случае коэффициент поглощения будет зависеть от толщины просвечиваемого объекта, что усложнит эксперимент и снизит его точность. Поэтому одним из основных ограничений является требование монохроматического спектра γ-излучения радиоактивных нуклидов. На точность эксперимента оказывает также, влияние энергия излучения источника, которая для γ-излучения должна быть в пределах 0,1—1,5 МэВ, С увеличением размеров просвечиваемых каналов, увеличением толщины металлических оболочек должна повышаться энергия источников γ-излучения. Наиболее пригодными для просвечивания каналов являются нуклиды ¹³⁷Cs, ¹⁷⁰Tm, ⁶⁵Zn. Эти нуклиды имеют монохроматические спектры излучения. Однако в некоторых случаях значения энергии γ-излучения, испускаемого нуклидами, различаются настолько незначительно, что в практических расчетах можно считать спектр γ-излучения монохроматическим со средней энергией γ-квантов. Например, спектр излучения изотопа ⁶⁰Co, имеющего в спектре γ-кванты с энергиями 1,171 и 1,332 МэВ, с достаточной точностью можно считать монохроматическим с энергией γ-квантов, равной 1,25 МэВ.

Использование в качестве источника излучения радиоактивных нуклидов с жестким γ-излучением, которое обладает большой проникающей способностью, позволяет просвечивать каналы с достаточной толщиной стенок. Однако в этом случае при просвечивании каналов с небольшим поперечным сечением или при малых паросодержаниях по-

Основные характеристики некоторых изотопов, используемых для гамма-просвечивания

Нуклид	Период полураспада	Энергия γ-излучения, МэВ	Нуклид	Период полураспада	Энергия γ-излучения, МэВ
¹³⁷ Cs	33 года	0,6615	⁵⁵ Fe	2,94 года	0,205
⁶⁰ Co	5,27 года	1,171—1,332	¹¹³ Sm	112 сут	0,393
¹⁷⁰ Tm	129 сут	0,084	¹²⁷ Te	115 сут	0,089
⁶⁵ Zn	250 сут	1,120	⁵⁴ Mn	310 сут	0,84
²² Na	2,6 года	1,277			

грешность определения истинного паросодержания возрастает настолько резко, что этот метод оказывается совершенно не пригодным для решения поставленной задачи. При достаточно толстых стенках канала с небольшим поперечным сечением наиболее целесообразным является использование радиоактивных нуклидов с длинноволновым γ -излучением. Для этой цели можно использовать ^{170}Tm с энергией пучка излучения, равной 0,084 МэВ. В общем случае выбор источника γ -излучения требуемой энергии определяется толщиной стенок канала, площадью поперечного сечения и допустимой погрешностью определения истинного паросодержания.

В таблице приводятся данные о некоторых источниках γ -излучения, которые обладают значительным периодом полураспада, сравнительно дешевы и доступны.

При просвечивании труб внутренним диаметром от 10 до 25 мм целесообразно использовать источники средне- или длинноволнового γ -излучения: ^{170}Tm , ^{27}Te , ^{55}Fe , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{54}Mn . При просвечивании труб диаметром более 25 мм, многостержневых кассет, технологических каналов, трубных пучков следует использовать источники с излучением средней жесткости ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{65}Zn . В экспериментах предпочтительнее использовать нуклиды с большими периодами полураспада.

Глава шестая

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННЫХ ПАРСОДЕРЖАНИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

6.1. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОСХОДЯЩЕГО ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

Структура восходящего пароводяного потока в обогреваемых кассетах и технологических каналах ядерных реакторов представляет собой достаточно сложную картину. Не менее сложна и структура пароводяного потока в каналах парогенераторов, обогреваемых жидким натрием, поверхности которых работают при высоких удельных плотностях тепловых потоков. В пароводяном потоке в зависимости от паросодержания перемещаются пузырьки пара разного размера диаметром от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Отдельные большие пузырьки сливаются и образуют так называемые снаряды, которые перемещаются вверх с общей массой мелких пузырьков. Следует отметить, что наличие снаря-

дов возможно только в трубах и в ограниченном диапазоне давлений. В кассетах и технологических каналах с пучками стержней образование паровых снарядов маловероятно из-за наличия дистанционирующих решеток, установленных через определенные промежутки по длине пучка стержней, которые вызывают дробление пузырька пара и разрушение крупных снарядов.

В любом сечении парогенерирующего канала (рис. 6.1) равновесной области $x > 0$ все паровые пузырьки восхо-

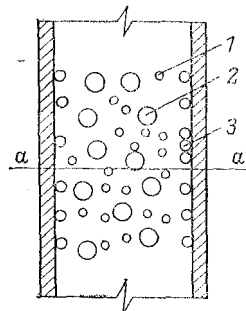


Рис. 6.1. Трехгрупповая модель течения пароводяного потока

можно подразделить на три категории: малых размеров, не имеющие проскальзывания и перемещающиеся со скоростью, равной скорости тяжелой фазы (1); достаточно больших размеров, имеющие проскальзывание (2); зарождающиеся на обогреваемой поверхности, сидящие в ней до момента отрыва и создающие в пристенном слое и в сечении канала увеличение паросодержания (3). В этом случае истинное паросодержание в сечении aa обогреваемого канала можно определить как сумму двух величин: паросодержания, характеризуемого пузырьками

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2. \quad (6.1)$$

Первой и второй категорий, φ_1 и паросодержания, характеризуемого пузырьками третьей категории, φ_2 :

Для определения φ_1 была рассмотрена модель всплытия пузырьков пара первых двух групп без учета влияния обогрева, а следовательно, без учета влияния пузырьков третьей категории [52]. Принимая во внимание известную гипотезу о том, что скорость всплытия пузырьков пара при барботаже пара в свободном объеме жидкости и при течении пароводяного потока одна и та же, среднюю скорость всплытия всей массы пузырьков первой и второй категорий можно представить зависимостью

$$w = (n_1 a_1 + n_2 a_2) / (n_1 + n_2), \quad (6.2)$$

где n_1, n_2 — число пузырьков соответственно первой и второй категорий; a_1 и a_2 — скорость всплытия пузырьков со-

ответственно первой и второй категорий. Пузырьки первой категории не имеют проскальзывания, они перемещаются вместе с тяжелой фазой. Следовательно, у пузырьков первой категории $a_1=0$. В этом случае зависимость (6.2) может быть записана так:

$$w=a_2n_2/(n_1+n_2). \quad (6.3)$$

Величина $n_2/(n_1+n_2)$ определяет количественное соотношение пузырьков различных размеров; $\Phi=n_2/(n_1+n_2)$ — количественный фактор. Поскольку n_1 и n_2 — целые положительные числа, то $\Phi < 1$. Только при малом паросодержании, когда происходит всплытие отдельных пузырьков (дробление и образование пузырьков малых размеров отсутствует, т. е. $n_1=0$), $\Phi=1$. Таким образом, скорость всплытия всей массы пузырьков пара в восходящем пароводяном потоке определяется скоростью всплытия пузырьков второй категории и количественным фактором

$$w=a_2\Phi. \quad (6.4)$$

С учетом принятой гипотезы (равенство скорости всплытия пузырьков при $w_0 \geq 0$) истинное паросодержание ϕ_1 можно определить из следующего соотношения:

$$\phi_1=w_0''/(w_0''+w_0'+a_2\Phi), \quad (6.4a)$$

где w_0'' — приведенная скорость пара в рассматриваемом сечении aa , рассчитанная по количеству пара, генерируемого каналом на всем участке ниже сечения aa ; w_0' — приведенная скорость тяжелой фазы в рассматриваемом сечении aa . Скорость всплытия пузырьков второй категории a_2 можно определить из совместного рассмотрения двух физических моделей всплытия недеформированных и деформированных пузырьков пара. Можно допустить, что на недеформированный всплывающий со скоростью a_2 пузырек пара действуют две силы: сила выталкивания, равная $g(\rho' - \rho'')v''$ (действующая снизу вверх), и сила сопротивления, равная $c''\rho''S''a_2^2/2$ и действующая сверху вниз. При равномерном движении пузырька эти две силы взаимно уравновешиваются:

$$g(\rho' - \rho'')v'' = c''\rho''S''(a_2^2/2), \quad (6.5)$$

где v'' — объем парового пузырька; c'' — коэффициент сопротивления, зависящий от формы пузырька; S'' — площадь проекции пузырька на плоскость, нормальную к направлению движения.

Из уравнения (6.5) можно получить скорость всплытия недеформированного парового пузырька;

$$a_2 = [2gv''(\rho' - \rho'') / (c''S''\rho'')]^{0.5}. \quad (6.6)$$

При всплытии паровых пузырьков возможны условия, когда под действием перепада давления между лобовой и кормовой частями пузырька поверхность его испытывает изменение первоначальной формы, т. е. деформацию. При всплытии пузырька со скоростью a_2 разность давлений между лобовой и кормовой частями равна

$$\Delta p = c''\rho'(a_2^2/2). \quad (6.7)$$

Под действием этой разности давлений пузырек испытывает деформацию. Однако силы поверхностного натяжения препятствуют развитию этой деформации. Под действием перепада давления и силы поверхностного натяжения устанавливается некоторая форма тела, соответствующая скорости движения пузырька a_2 . Предположим, что поверхность пузырька, площадь которой равна f , подвергается бесконечно малому смещению в направлении движения dh . В этом случае работа сил давления, затрачиваемая на деформацию dh , равна $\Delta p S'' dh$. Под действием разности давлений Δp тело не только смещается на расстояние dh , но и изменяет площадь своей поверхности на величину df . Тогда работа, затрачиваемая на изменение площади поверхности, равна σdf . Следовательно, полная работа составит

$$dA = \Delta p S'' dh + \sigma df. \quad (6.8)$$

В состоянии термодинамического равновесия $dA = 0$. Поэтому условия равновесия можно записать в виде

$$\Delta p S'' dh + \sigma df = 0. \quad (6.9)$$

Это условие может быть выполнено только при неизменном объеме пузырька, т. е. при $v'' = S''h = \text{const}$. Обозначим $f = kS''$, где k — некоторый коэффициент пропорциональности между площадью сечения пузырька S'' и площадью поверхности его f . Тогда $df = k dS'' + S'' dk$. Под действием перепада давления Δp происходит уплощение пузырька в направлении движения, в связи с чем продольные размеры его становятся значительно меньше поперечных. Для тел, продольные размеры которых меньше поперечных, величина dk по сравнению с dS'' оказывается более высокого порядка малости. В этом случае $df \approx k dS''$. Подставив значение df в (6.9), получим

$$\Delta p S'' dh + \sigma k dS'' = 0. \quad (6.10)$$

Выразим dS'' через dh . Имея $S''=v''/h$, запишем $dS' = d(v''/h) = (hdv'' - v''dh)/h^2$. Так как $v'' = \text{const}$, то $hdv'' = 0$ и $dS'' = -(v''/h^2)dh$.

Подставив значение dS'' в (6.10), получим

$$\Delta p S'' dh - \sigma k (v''/h^2) dh = 0, \quad (6.11)$$

Если $h=(v''/S'')$, то

$$\Delta p S'' - \sigma k [(S'')^2/v''] = 0, \quad (6.12)$$

или $\Delta p = \sigma k (S''/v'')$. Учитывая, что $\Delta p = c'' \rho' (a_2^2/2)$, имеем

$$c'' \rho' (a_2^2/2) = \sigma k (S''/v''). \quad (6.13)$$

Скорость всплытия деформированного парового пузырька равна

$$a_2 = [2\sigma k S'' / (c'' \rho' v'')]^{0.5}. \quad (6.14)$$

Используя (6.6) и (6.14), получаем приближенное соотношение для определения скорости всплытия пузырька пара второй категории:

$$a_2 = \left[\frac{4kg\sigma(\rho' - \rho'')}{(c'')^2(\rho')^2} \right]^{0.25}. \quad (6.15)$$

Зависимость (6.15) свидетельствует о том, что скорость всплытия пузырьков второй категории в основном определяется физическими параметрами системы ρ' , ρ'' , σ и формой пузырька k , c'' . Линейные размеры пузырьков практически не влияют на скорость всплытия, поскольку они являются критическими, обусловленными следующим обстоятельством. По мере увеличения размера пузырька движущая подъемная сила возрастает, возрастает и скорость всплытия, приводящая к увеличению сопротивления. Следствием возрастания скорости всплытия и сопротивления являются деформация пузырьков и их дробление на более мелкие. Таким образом, размеры движущихся паровых пузырьков обусловлены критическим состоянием, характеризуемым взаимодействием сил поверхностного натяжения, выталкивания и сопротивления. Формула (6.15) несмотря на чисто качественный способ ее получения в случае движения пузырьков воздуха в воде при нормальных условиях дает значение скорости всплытия пузырька не только правильное по порядку величины, но и достаточно близкое к экспериментальным значениям. Для этих условий расчетное значение скорости всплытия [по (6.15)] пузырька воздуха равно 0,275 м/с. Экспериментально установлено, что скорость подъема пузырьков воздуха диаметром 2—15 мм в воде не зависит от диаметра пузырька и равна 0,28—0,3 м/с.

Определение скорости всплытия паровых пузырьков аналитическим путем по (6.15) затруднено тем, что геометрическая форма всей всплывающей массы пузырьков не является постоянной. Пузырьки могут принимать любой вид (от сферы до эллипсоида), в связи с чем геометрические параметры k и c'' расчетом определить не представляется возможным.

Представим уравнение (6.15) в другом виде, умножив числитель и знаменатель правой части на плотность пара в степени, равной 0,25:

$$a_2 = \left[\frac{4k(\rho' - \rho'')\rho''g\sigma}{(c'')^2(\rho')^2\rho''} \right]^{0,25}. \quad (6.16)$$

Такой вид зависимости удобен для обобщения результатов экспериментальных исследований авторов [18, 52], проводивших опыты по исследованию структуры пароводяного потока в кассетах и пучках. Анализ этих экспериментальных исследований позволил получить зависимость для a_2 :

$$a_2 = 2(g\sigma/\rho'')^{0,25}. \quad (6.16a)$$

Экспериментально установлено, что

$$\left[\frac{4k(\rho' - \rho'')\rho''}{(c'')^2(\rho')^2} \right]^{0,25} = 2.$$

Попытка распространить зависимость (6.16a) не только на пучки, но и на трубы и кольцевые щели была осуществлена с помощью введения параметра, учитывающего геометрические размеры парогенерирующих каналов,

$$a_2 = 2(g\sigma/\rho'')^{0,25}(13/d)^{0,25}, \quad (6.17)$$

где эквивалентный диаметр многостержневых пучков, на которых проводились опыты, равен 13 мм [18, 52]; d — диаметр парогенерирующей трубы или эквивалентный диаметр канала, для которых определяется a_2 , мм.

Зависимость для определения количественного фактора была также найдена с использованием опытных данных [18, 52]:

$$\Phi = 1 - (0,1w_0''/a_2). \quad (6.18)$$

Анализ (6.18) свидетельствует о том, что при высоких паросодержаниях в канале, когда $0,1w_0'' \rightarrow a_2$, количественный фактор $\Phi \rightarrow 0$. Следовательно, при $\Phi \rightarrow 0$ истинное паросодержание ϕ стремится к расходному β . Равенство (6.18) справедливо при $\Phi = 0,5 \div 1,0$. При повышенных паросодержаниях, т. е. при $\Phi = 0 \div 0,5$, в расчетном уравнении

по определению истинного паросодержания φ_1 следует принимать $\Phi=0,5$.

Таким образом, если в канале перемещается пароводяной поток с небольшим и средним паросодержанием, т. е. когда $\Phi=0,5 \div 1,0$, истинное паросодержание φ_1 можно определить по следующему равенству с учетом (6.4), (6.17), (6.18):

$$\varphi_1 = w_0'' / (w_0'' + w_0' + a_2 \Phi). \quad (6.19)$$

Если в канале протекает пароводяной поток с высоким паросодержанием ($\Phi \leq 0,5$), величина φ_1 , рассчитывается по упрощенной зависимости

$$\varphi_1 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + (13 g \sigma / \rho'' d)^{0,25}}. \quad (6.20)$$

Значения истинных паросодержаний, рассчитанные по уравнениям (6.19) и (6.20), сопоставлены с опытными данными, полученными на 19- и 127-стержневых пучках с эквивалентным диаметром, равным 13 мм, и с опытными данными на трубах внутренним диаметром 17, 30 и 56 мм [18, 52, 45]. Во всем диапазоне изменения $\varphi_1 = 0,05 \div 0,97$ изменения давления $p = 0,5 \div 12,0$ МПа, скорости циркуляции $w_0 = 0 \div 3,0$ м/с расчетные значения φ_1 отличались от опытных не более чем на 5—7%.

В настоящее время существует много других зависимостей для определения истинного паросодержания φ_1 при восходящем пароводяном адиабатном потоке. К числу таких зависимостей следует отнести в первую очередь зависимости, представленные в [28, 39], полученные на основе определения коэффициента скольжения w , представляющего собой отношение истинной скорости пара w'' к истинной скорости жидкости w' ($w = w''/w'$). Если учесть, что $\varphi_1 = f''/(f''+f')$, где f'' и f' — площади проходного канала, занятые соответственно паром и водой, а также принять во внимание, что $f = f'' + f'$, $f'' = M''/(\rho'' w'')$, $f' = M'/(\rho' w')$, $M''/M' = x/(1-x)$, то

$$\varphi_1 = [1 + \omega(\rho'/\rho'')(1-x)/x]^{-1}. \quad (6.21)$$

Зависимость (6.21) можно выразить также через расходное паросодержание β . Если учесть, что $(1-x)/x = M'/M'' = (\rho' w_0')/(\rho'' w_0'')$, а $w_0' = (w_0''/\beta) - w_0''$, то

$$\varphi_1 = [1 + \omega(1-\beta)/\beta]^{-1}, \quad (6.22)$$

При движении пароводяного потока в вертикальных трубах коэффициент скольжения ω может быть определен по зависимости [28, 39]

$$\omega = 1 + 13,5 (1 - p/p_{кр}) / (Fr^{5/12} Re^{1/6}), \quad (6.23)$$

где $Fr = w_0^2 / (gd)$; $Re = w_0 d / \nu'$; $p_{кр}$ — критическое давление. Зависимость (6.23) получена в результате обработки экспериментальных данных в следующем диапазоне изменения основных параметров: давление $p = 2,0 \div 18,0$ МПа, внутренний диаметр трубы $d = 15 \div 62$ мм, скорость циркуляции $w_0 = 0,1 \div 3$ м/с.

При $d > 62$ мм в (6.23) следует подставить $d = 62$ мм. При $d < 7 \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]}$ значение $\omega = (p/p_{кр})^{-0,38}$ справедливо для труб и кольцевых щелей малых размеров. Предельные значения диаметров, при которых справедлива зависимость (6.23), можно оценить неравенством

$$7 \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')] } < d < 20 \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')] } [(\rho' - \rho'') / \rho']^{0,25}.$$

При подъемном движении пароводяного потока в наклонных трубах значение ω , рассчитанное по зависимости (6.23), необходимо умножить на коэффициент

$$k_\alpha = 1 + (1 - 5 \cdot 10^{-6} Re) [1 - (\alpha/90)], \quad (6.24)$$

где α — угол наклона к горизонту, град.

В [45] для расчета ϕ_1 было предложено следующее соотношение:

$$\phi_1 = \beta [1 - m(1 - \beta) / (1,04 - \beta)], \quad (6.25)$$

где

$$m = \frac{0,342 (1 - \nu' / \nu'')}{\left[1 + \frac{1,96 \cdot 10^{-6} \nu M_0}{d^{0,5} (1 - p / p_{кр})^2 f} \right]^2}.$$

В параметр m входят составляющие: ν' , ν'' — удельные объемы воды и пара на линии насыщения; M_0 — массовый расход воды в трубе; $\nu = 1/\rho_{см}$ — расходный удельный объем смеси $[\rho_{см} = \beta \rho'' + (1 - \beta) \rho']$; f , d — проходное сечение и внутренний диаметр трубы. Соотношение (6.25) получено в результате обобщения опытных данных, полученных авторами на трубах внутренним диаметром 17 и 30 мм в диапазоне давлений 2,0—12,0 МПа при изменении ϕ_1 от 0,09 до 0,98.

Расчет истинного паросодержания в технологических каналах реактора РБМК проводился по формуле (6,21) с учетом коэффициента скольжения [10]

$$\omega = 1 + \frac{0,6 + 1,5 \beta^2}{[w_0 / (gd)]^{0,25}} \left(1 - \frac{p}{225} \right).$$

6.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРОСОДЕРЖАНИЯ В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ ТРУБАХ

В равновесной области пароводяного потока $x \geq 0$ на внутренней стенке парогенерирующей трубы 2 (рис. 6.2) зарождаются и растут пузырьки пара 1 с отрывными диаметрами до d_0 . Если бы пузырек зарождался сразу с диаметром, равным отрывному d_0 , то его сечение по диаметру было бы равно $f_0 = \pi d_0^2 / 4$. На самом деле пу-

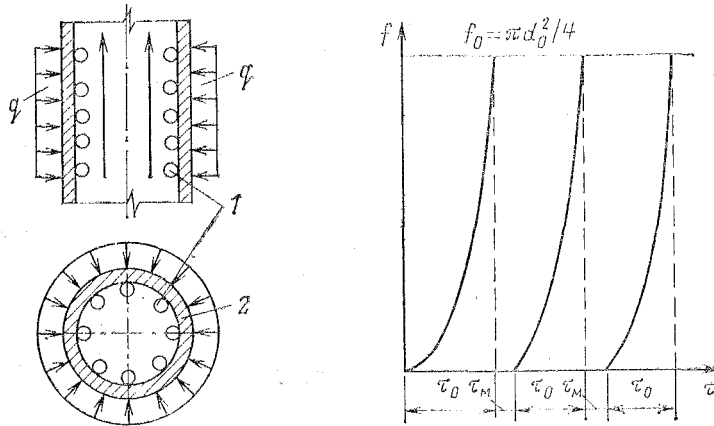


Рис. 6.2. Схема парогенерирующей трубы

Рис. 6.3. Изменение площади пузырька в диаметральной сечении в месте зарождения и роста

зырек зарождается и растет в течение некоторого времени τ_0 до отрывного диаметра. Поэтому в течение времени τ_0 площадь пузырька по диаметру изменяется от некоторого начального значения $f_n = \pi d_{кр}^2 / 4$, отвечающего критическому размеру пузырька в момент его рождения, до f_0 . Критические размеры пузырьков $d_{кр}$ в момент зарождения намного меньше отрывных диаметров d_0 . Поэтому практически можно считать, что в течение времени τ_0 площадь пузырька в сечении, проходящем по диаметру, изменяется

от нуля до f_0 . Следовательно, зависимость площади пузырька в сечении, проходящем по диаметру, для одного и того же места на обогреваемой поверхности от времени можно представить в виде периодической функции $f=f(\tau)$ (рис. 6.3). Полный период (от зарождения одного пузырька до зарождения нового) составляет $\tau=\tau_0+\tau_m$, где τ_0 — время роста; τ_m — время молчания.

Для определения сечения трубы, которое занимают пузырьки третьей категории, рассмотрим вначале рост одного пузырька. Определим площадь паровой фазы за период τ в сечении одного диаметра пузырька. Так как время роста пузырька намного больше времени молчания $\tau_0 \gg \tau_m$, то можно считать, что $\tau \approx \tau_0$. Для этого случая рассмотрим один период функции $f=f(\tau)$. В каждый момент времени τ площадь f пузырька в сечении, проходящем по диаметру, равна $F_\tau = \pi R^2$. Средняя площадь пузырька за время τ_0 будет равна

$$F_{\tau_0} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} F_\tau d\tau. \quad (6.26)$$

Для определения τ_0 и $d\tau$ воспользуемся известным равенством (3.17)

$$dR/d\tau = B/R,$$

где B — функция теплофизических параметров системы. Тогда $d\tau = (1/B)RdR$, а $\tau_0 = (1/B)(R_0^2/2)$. Подставим значения τ_0 , $d\tau$, а также F_τ в (6.26):

$$F_{\tau_0} = \left(2\pi / R_0^2\right) \int_0^{R_0} R^3 dR. \quad (6.27)$$

После выполнения интегрирования и замены $R_0 = d_0/2$ получим

$$F_{\tau_0} = (\pi d_0^2)/8. \quad (6.28)$$

Равенство (6.28) свидетельствует о том, что в точке зарождения, роста и отрыва пузырька среднее сечение, занятое паровой фазой, равно половине площади отрывного диаметра пузырька пара.

Следовательно, в рассматриваемом сечении парогенерирующей трубы в месте зарождения и роста пузырька паровая фаза постоянно занимает площадь по диаметру пузырька, равную половине площади пузырька, в сечении, проходящем через диаметр в момент его отрыва. Образование и рост пузырьков обусловлены в общем случае постоянным подводом теплоты в основание растущего

пузырька с парогенерирующей поверхности и подводом тепловой энергии непосредственно из перегретого жидкостного пристенного слоя к поверхности пузырька. В этом случае уравнение баланса теплоты запишется в виде

$$Q = v'' \rho'' r a, \quad (6.29)$$

где $v'' = (\pi d_0^3)/6$ — объем пузырька в момент отрыва; a — число пузырьков.

Для парогенерирующей поверхности площадью F и для времени τ уравнение баланса можно представить в виде

$$Q/F\tau = q = v'' \rho'' r a / F\tau. \quad (6.30)$$

За характерное время τ целесообразнее всего выбрать время τ_0 , поскольку это время характеризует частоту отрыва пузырьков пара с поверхности, а следовательно, и количественную меру переноса теплоты с пузырьками пара от теплообменной поверхности в паровой поток. Можно выбрать и другое характерное время τ , но при условии, что оно будет кратно τ_0 . В этом случае $F\tau_0$ останется величиной неизменной, поскольку среднее сечение, занятое паровой фазой растущего пузырька, $F\tau_0$ при $\tau > \tau_0$ останется постоянным при любом $\tau = 2\tau_0, 3\tau_0$ и т. д. Если одна секунда в несколько раз больше τ_0 , то за характерное время можно выбрать одну секунду, т. е. $\tau = 1$ с. Нельзя допустить, чтобы характерное время $\tau < \tau_0$. В этом случае сечение, занятое паровым пузырьком [см. (6.27)], меньше $F\tau_0$.

Если теплота Q выражена в джоулях или килоджоулях, площадь парогенерирующей поверхности — в метрах квадратных, а время — в секундах, то величина $q = Q/(F\tau)$ — плотность теплового потока. Тогда из уравнения (6.30) определим число пузырьков, отрывающихся с поверхности:

$$a = (qF\tau) / (v'' \rho'' r). \quad (6.31)$$

Число пузырьков, отрывающихся с одного квадратного метра поверхности, составит

$$n = (q\tau) / (v'' \rho'' r). \quad (6.32)$$

Если принять треугольную разбивку образующихся на поверхности пузырьков как наиболее вероятную (рис. 6.4), то число пузырьков на 1 м^2 будет равно

$$n = 2N_1^2, \quad (6.33)$$

где N_1 — число пузырьков в ряду l ; 2 — коэффициент, показывающий, что в каждом ряду есть еще по два полу-

пузырька 2, расположенных между двумя Целыми пузырями. С учетом (6.32) и (6.33) определим число пузырьков в каждом ряду на длине, равной 1 м:

$$N = \frac{\sqrt{n}}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6.34)$$

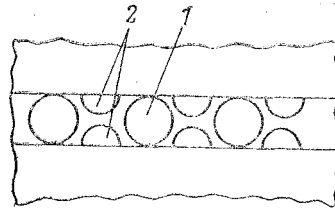


Рис. 6.4. Модель треугольной разбивки пузырьков на поверхности

Если внутренний диаметр парогенерирующей трубы d , то периметр этой трубы πd . На этом периметре число пузырьков составит

$$m = \frac{\pi d}{2} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6.35)$$

Часть сечения парогенерирующей трубы, занятого пристенными пузырьками третьей категории, определяется по формуле

$$f'' = kmF_{\tau_0} = \frac{k \pi d}{2} \frac{\pi d_0^2}{8} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6.36)$$

Выражение для истинного паросодержания, обусловленного пузырьками третьей категории, можно записать в виде

$$\varphi_2 = \frac{f''}{f} = \frac{k \pi d_0^2}{4 d} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}, \quad (6.37)$$

где k — коэффициент накопления и рядности.

Известно, что на обогреваемой поверхности часть пузырьков, не достигнув отрывного диаметра, скользит вдоль обогреваемой стенки под действием динамической силы потока и подъемной силы. Следовательно, в рассматриваемое сечение парогенерирующей трубы в определенный момент времени не все пузырьки попадут своими диаметрными сечениями, а только их часть. Часть пузырьков в рассматриваемое сечение трубы попадает хордовыми сечениями. Сумма смещенных сечений пузырьков будет составлять дополнительное число диаметральных сечений.

Коэффициент накопления и рядности определяет часть пузырьков от общего их числа, у которых диаметрально-

ные сечения совпали с рассматриваемым сечением трубы в данный момент времени, и часть пузырьков, у которых с сечением трубы совпадают хордовые сечения пузырьков. Для определения коэффициента накопления и рядности рассмотрим следующую физическую модель. Если сечение, в котором определяется истинное паросодержание, соответствует диаметральному сечению всех пузырьков в ряду, то $\kappa=1$. Если все пузырьки вышли на 0,5 диаметра из рассматриваемого сечения, то $\kappa = 0$. Следовательно, κ может изменяться от 0 до 1. Далее рассмотрим поочередно следующие случаи:

1) диаметральному сечению пузырьков совпадают с рассматриваемым сечением трубы $\kappa_1 = 1$;

2) выпал из ряда на 0,5 диаметра один пузырек. В этом случае $\kappa_1(m - 1) = \kappa_2 m$ и

$$\kappa_2 = (m - 1)/m;$$

3) выпало из ряда на 0,5 диаметра два пузырька. Тогда $\kappa_1(m - 2) = \kappa_3 m$. Отсюда $\kappa_3 = (m - 2)/m$;

4) выпало из ряда на 0,5 диаметра три пузырька. Для этого случая $\kappa_1(m - 3) = \kappa_4 m$, или $\kappa_4 = (m - 3)/m$.

Рассмотрим поочередно все последующие случаи, пока не выпадет из ряда последний пузырек. В этом предельном случае

$$\kappa_m = (m - m)/m = 0.$$

Определим коэффициент κ как среднеквадратическую величину для всех рассматриваемых случаев;

$$\kappa = \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{m-1}{m}\right)^2 + \left(\frac{m-2}{m}\right)^2 + \left(\frac{m-3}{m}\right)^2 + \dots + \left(\frac{m-m}{m}\right)^2}{1+m}}. \quad (6.38)$$

Расчеты коэффициента κ по формуле (6.38) показывают, что если в рассматриваемом сечении только один пузырек ($m=1$), то $\kappa = 0,705$, если два пузырька ($m = 2$), то $\kappa=0,65$, если три пузырька ($m=3$), то $\kappa=0,621$. Для $m=4$ $\kappa=0,613$, для $m=5$ $\kappa=0,607$, для $m=6$ $\kappa=0,6$, для $m=10$ $\kappa=0,594$ и т. д. Если число пузырьков в рассматриваемом сечении больше пяти, то κ остается практически величиной постоянной и равной 0,6. Если в (6.37) подставить значение $\kappa=0,6$, $v''=(\pi d^3_0)/6$, то получим

зависимость для определения истинного паросодержания

$$\varphi_2 = \frac{0,646}{d} \sqrt{\frac{q d_0 \tau}{\rho'' r}}, \quad (6.39)$$

где q — плотность теплового потока, кДж/(м² · с); d_0 — отрывной диаметр пузырька пара, м; d — внутренний диаметр парогенерирующей трубы, м; ρ'' — плотность пара, кг/м³; r — скрытая теплота парообразования, кДж/кг; $\tau = 1$ — характеристическое время, с. Характеристическое время τ выбирается в соответствии с единицами плотности теплового потока q . Произведение плотности теплового потока на время $q\tau$ назовем характеристической плотностью теплового потока, кДж/м².

Тогда зависимость (6.39) для истинного паросодержания можно записать так:

$$\varphi_2 = \frac{0,646}{d} \sqrt{(q \tau) d_0}. \quad (6.40)$$

Следовательно, пристенные пузырьки пара третьей категории обеспечивают дополнительное паросодержание φ_2 в сечении парогенерирующей трубы.

С учетом (6.1), (6.17), (6.18) и (6.40) зависимость для определения среднего истинного паросодержания в сечении вертикальной парогенерирующей трубы в области $x > 0$ может быть записана в виде

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2 \Phi} + \frac{0,646}{d} \sqrt{(q \tau) d_0}. \quad (6.41)$$

В (6.41) a_2 определяется по (6.17), а Φ — по (6.18) или принимается, что $\Phi = 0,5$ для области высоких паросодержаний. Зависимость (6.41) справедлива в диапазоне относительных энтальпий $x = 0,01 \div x_{\text{гр}}^0$ ($x_{\text{гр}}^0$ — граничное паросодержание, при котором исчезает водяная пленка с поверхности обогреваемой стенки). При определении φ_2 отрывные диаметры пузырьков пара d_0 следует рассчитывать по (3.55) или (3.66). При этом скорость потока в сечении трубы w равна скорости смеси, т. е. $w = w_0'' + w_0'$. Коэффициент сопротивления пузырька пара $\zeta(x)$ выбирается в зависимости от числа Рейнольдса. При $Re = 1000 \div 500\,000$ $\zeta(x) = 0,45$. Формулы (6.39) и (6.40) свидетельствуют о том, что истинное паросодержание φ_2 сильно зависит от размера парогенерирующей трубы: с увеличением внутреннего диаметра трубы φ_2 уменьшается. С увеличением плотности теплового потока и отрывного диаметра пузырька пара φ_2 возрастает. В свою очередь от-

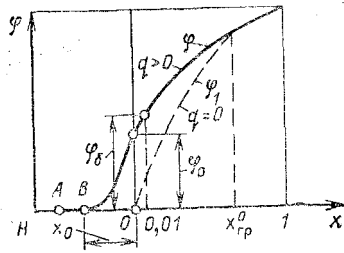


Рис. 6.5. Изменение истинного паросодержания по длине парогенерирующей трубы

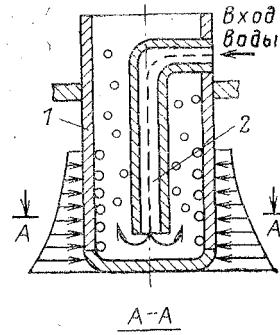
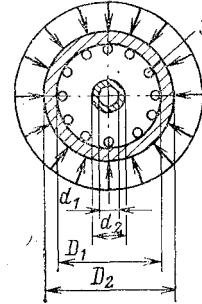


Рис. 6.6. Парогенерирующий кольцевой канал

риной диаметр пузырька пара зависит от скорости потока в парогенерирующей трубе: диаметр пузырька пара возрастает с уменьшением скорости потока.

Результаты расчетов истинных паросодержаний в обогреваемых трубах по (6.41) в области $x=0,01 \div x_{гр}^0$ сравнивались с опытными данными авторов [8, 28, 48—50], проводивших экспериментальные исследования на обогреваемых трубах внутренним диаметром 7,7; 10; 15,9; 15,4; 20; 26 мм в диапазоне плотностей тепловых потоков $q=100 \div 2000$ кВт/м², скоростей потока $w = 0,1 \div 3,0$ м/с и давлений $p = 2,0 \div 12,0$ МПа. Проведенный анализ показывает, что отклонение экспериментальных значений от расчетных не превышает 7—10%. В обогреваемых трубах в области малых относительных энтальпий истинные паросодержания ϕ существенно превышают паросодержания в необогреваемых трубах ϕ_1 (рис. 6.5). Однако с увеличением x разница в значениях этих величин уменьшается вследствие уменьшения ϕ_2 . При $x \geq x_{гр}^0$ истинные паросодержания в обогреваемых и необогреваемых трубах совпадают. Для определения истинного паросодержания в неравновесной области ($x < 0,01$) воспользуемся частично измененной эмпирической зависимостью [28]



$$\phi = \phi_0 \left[1 - \left(\frac{x - 0,01}{x_0 - 0,01} \right) \right]^{1,35}, \quad (6.42)$$

где

$$x_0 = -0,49 \text{Re}_n^{0,7} \text{Re}_0^{-0,3} (p/p_{\text{кр}})^{0,15} \quad (6.43)$$

— относительная энтальпия в неравновесной области (точка B), отвечающей началу интенсивного пристенного парообразования;

$$\text{Re}_n = \frac{q \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]}}{r \mu'}; \quad \text{Re}_0 = \frac{(w \rho) \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]}}{\mu'}$$

При $x=0,01$ истинное паросодержание ϕ_6 определяется по (6.41). В этом случае отрывной диаметр пузырька пара рассчитывается по скорости потока $w = w''_0 + w'_0$. Авторы [28] рекомендуют рассчитывать ϕ_0 при $x=0$ по эмпирической зависимости

$$\phi_0 = 0,43 \text{Re}_n^{0,35} \text{Re}_0^{-0,15} (p/p_{\text{кр}})^{-0,225}, \quad (6.44)$$

при $x=0$ (6.42) преобразуется к виду

$$\phi_0 = \phi_6 [1 + 0,01 / (x_0 - 0,01)]^{1,35}.$$

Приведенные формулы (6.42) — (6.44) справедливы, когда на входе имеется участок гидродинамической стабилизации и относительная энтальпия пароводяного потока на входе в трубу $x_{\text{вх}} < x_0$. При определении истинного паросодержания ϕ в равновесной области обогреваемых труб ($x > 0$) авторы [28] рекомендуют учитывать влияние тепловой нагрузки q на ϕ только до определенных значений β_p . Для расчета β_p предлагается следующая формула:

$$\beta_p = 3,22 [q / (w_0 \rho' r)]^{0,2}. \quad (6.45)$$

При этом предельное массовое паросодержание x_p может быть определено по зависимости

$$x_p = [1 + \rho' (1 - \beta_p) / (\rho'' \beta_p)]^{-1}. \quad (6.46)$$

Значение ϕ в интервале относительных энтальпий от $x = 0$ до $x = x_p$ определяется линейной интерполяцией вида

$$\phi = \phi_0 + (\phi_p - \phi_0)(x/x_p), \quad (6.46a)$$

где ϕ_p — истинное паросодержание, отвечающее значению относительной энтальпии x_p и рассчитанное для адиабатного потока по (6.21) или (6.22).

6.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КОЛЬЦЕВЫХ ЩЕЛЯХ

В ядерной энергетике широкое распространение получили парогенерирующие каналы, представляющие собой кольцевые щели с обогреваемой внешней трубой (рис. 6.6).

По опускающей трубе 2, расположенной внутри обогреваемой трубы, перемещается вниз поток воды, а по кольцевой щели течет вверх пароводяной поток. Пузырьки пара 3 генерируются на внутренней поверхности внешней обогреваемой трубы 1. Для определения истинного паросодержания φ_2 , формируемого пузырьками третьей категории, рассмотрим сечение парогенерирующего канала [56]. В сечении *aa* поднимается вверх пароводяной поток, который сформировался в нижней части канала (ниже сечения *aa*). Кроме того, в сечении *aa* генерируются на внутренней поверхности обогреваемой трубы пузырьки пара 3, обеспечивающие дополнительное паросодержание φ_2 в кольцевой щели.

Таким образом, в любом сечении кольцевой щели, так же как и в трубе, среднее истинное паросодержание характеризуется суммой двух величин:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2. \quad (6.47)$$

Значение φ_1 можно определить по формуле (6.19) или (6.20). В этом случае для кольцевой щели эквивалентный диаметр равен $d = 4f/\Pi = D_1 - d_2$, где D_1 — внутренний диаметр внешней обогреваемой трубы; d_2 — наружный диаметр внутренней трубы. Для обогреваемой внешней трубы внутренним диаметром D_1 периметр равен πD_1 . Согласно (6.35) на развернутом периметре число пузырьков составит

Если площадь поперечного сечения кольцевой щели равна

$$m = \frac{\pi D_1}{2} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6.48)$$

Тогда часть сечения кольцевой щели, занятая пристенными пузырьками третьей категории, может быть определена по формуле

$$f'' = kmF_{\tau_0} = \frac{k \pi D_1}{2} \frac{\pi d_0^2}{8} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6.49)$$

$f_{ш} = (\pi/4) (D_1^2 - d_2^2)$, то истинное паросодержание φ_2 в канале, формируемое пузырьками третьей категории, равно

$$\varphi_2 = \frac{f''}{f_{ш}} = \frac{k \pi d_0^2 D_1}{4(D_1^2 - d_2^2)} \sqrt{\frac{q \tau}{v'' \rho'' r}}. \quad (6/50)$$

Подставим в (6.50) значения $\kappa = 0,6$, $v'' = (\pi d_0^3)/6$ и выполним некоторые преобразования, тогда

$$\varphi_2 = \frac{0,646 D_1}{D_1^2 - d_2^2} \sqrt{\frac{(q\tau)d_0}{\rho''r}}. \quad (6.51)$$

Если φ_1 , так же как и для парогенерирующей трубы, определить по (6.19) или (6.20), то истинное среднее паросодержание в кольцевом канале с внешним обогревом для равновесной области пароводяного потока может быть представлено следующим выражением [56]:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2\Phi} + \frac{0,646}{D_1^2 - d_2^2} \sqrt{\frac{(q\tau)d_0}{\rho''r}}. \quad (6.52)$$

В (6.52) $q\tau$ — характеристическая плотность теплового потока. Выражение (6.52) справедливо для области с относительной энтальпией потока $x = 0,01 \div x_{\text{гд}}^0$. В неравновесной области ($x < 0,01$) истинное паросодержание в кольцевых щелях с внешним обогревом можно определить по (6.42). Такая рекомендация может быть принята в качестве первого приближения, поскольку зависимость (6.42) получена для труб чисто эмпирическим путем на основе обобщения экспериментальных данных.

К сожалению, нет аналитических методов для определения размеров пузырьков пара, зарождающихся и растущих в неравновесной области пароводяного потока (при $x < 0,01$), а следовательно, нельзя дать расчетных аналитических рекомендаций по определению истинного паросодержания, так как нельзя провести анализ физических моделей генерации пузырьков пара в пристенной области с холодным ядром водяного потока.

6.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСТИННОГО ПАРСОДЕРЖАНИЯ В КАССЕТАХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

Рабочие каналы реактора ВК-50 и реакторов типа РБМК содержат пучки топливных стержней, расположенных по треугольной или кольцевой решетке (рис. 6.7).

Кипение воды происходит на наружных поверхностях твэлов 1, расположенных внутри корпусов каналов 2. Вертикальное течение пароводяного потока осуществляется в межстержневом пространстве канала. Центральные стержни 3 не имеют топлива в технологических каналах РБМК.

На рис. 6.7,а представлена принципиальная схема 19-стержневого рабочего канала реактора ВК-50 (вме-

сто 127-стержневого натурального), а на рис. 6.7,б — схема технологического канала РБМК. Рабочие каналы реакторов кипящего типа представляют собой сложные геометрические системы, в которых каждый твэл может находиться в самостоятельных тепловых и гидравлических

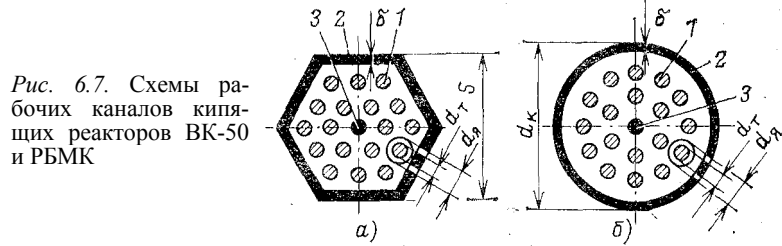


Рис. 6.7. Схемы рабочих каналов кипящих реакторов ВК-50 и РБМК

условиях, отличных от средних для всего канала. Эти условия характеризуются отличием энерговыделения гидравлическими характеристиками каждой ячейки, прилегающей к твэлу.

Остановимся вначале на общем случае, когда энерговыделения в каждом твэле в рассматриваемом сечении различны, различны также и скорости движения потока в ячейке, прилегающей к твэлу. Для таких условий $q_1 \neq q_2 \neq \dots \neq q_c$, где q_1, q_2, \dots, q_c — плотность теплового потока с поверхности первого, второго и конечного, c -го твэла; c — общее число твэлов в рабочем канале. Если наружные диаметры всех твэлов рабочего канала в рассматриваемом сечении являются величиной постоянной и равной $d_{т}$, то на наружном периметре первого твэла число пузырьков равно

$$m_1 = \frac{\pi d_{т}}{2} \sqrt{\frac{q_1 \tau}{v_1'' \rho'' r}}; \quad (6.53)$$

второго твэла

$$m_2 = \frac{\pi d_{т}}{2} \sqrt{\frac{q_2 \tau}{v_2'' \rho'' r}}; \quad (6.54)$$

третьего твэла

$$m_3 = \frac{\pi d_{т}}{2} \sqrt{\frac{q_3 \tau}{v_3'' \rho'' r}}; \quad (6.55)$$

и, наконец, последнего, c -го твэла

$$m_c = \frac{\pi d_{т}}{2} \sqrt{\frac{q_c \tau}{v_c'' \rho'' r}}; \quad (6.56)$$

Если площадь проходного сечения канала равна f , то истинное паросодержание, обусловленное наличием пузырьков третьей категории, описывается формулой

$$\varphi_2 = \frac{0,511 d_T}{f} \sum_{i=1}^{i=c} \sqrt{\frac{(q_i \tau) d_{0i}}{\rho'' r}}. \quad (6.67)$$

Среднее истинное паросодержание по всему сечению канала определяется с учетом φ_1 и φ_2 :

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2 \Phi} + \frac{0,511 d_T}{f} \sum_{i=1}^{i=c} \sqrt{\frac{(q_i \tau) d_{0i}}{\rho'' r}}. \quad (6.68)$$

В уравнении (6.68) w_0'' —приведенная скорость пара в рассматриваемом сечении, которая определяется с учетом полного парообразования на длине парогенерирующего участка z , предшествующей рассматриваемому сечению:

$$w_0'' = D / (\rho'' f), \quad (6.69)$$

где D — суммарное количество пара, генерируемого каналом на длине z :

$$D = Q / r; \quad (6.70)$$

Q — суммарное количество энергии, затраченной на образование пара:

$$Q = \pi d_T \left[\int_0^z q_1(z) dz + \int_0^z q_2(z) dz + \dots + \int_0^z q_c(z) dz \right], \quad (6.71)$$

где $q_1(z)$, $q_2(z)$, ..., $q_c(z)$ —плотности тепловых потоков с поверхности твэлов; w_0' —приведенная скорость жидкости в рассматриваемом сечении,

$$w_0' = (M_0 - D) / (\rho' f), \quad (6.72)$$

где M_0 — массовый расход жидкости на входе в технологический канал. Величины a_2 и Φ в (6.68) определяются по (6.17) и (6.18).

Площадь сечения для прохода пароводяного потока в шестигранной кассете равна шести площадям равносторонних треугольников со стороной, равной длине одной грани. Если в шестигранной кассете размер под ключ S , а толщина наружной обечайки δ , то ее проходное сечение равно

$$f = 3(S - 2\delta)^2 / 2\sqrt{3} - (1 + c)\pi d_T^2 / 4. \quad (6.73)$$

В уравнении (6.73) величины $1+c$ есть суммарное число стержней в кассете. Один стержень (центральный) не является твэлом. В технологическом канале, наружный корпус которого представляет собой трубу диаметром d_k и толщиной b , проходное сечение равно

$$f = \pi(d_k - 2\delta)^2/4 - (1+c)\pi d_r^2/4. \quad (6.74)$$

Отрывные диаметры пузырьков пара в этих случаях определяются по (3.55) или (3.76). Если скорости потока в каждой ячейке равны средней скорости потока в кассете ($w = w_0'' + w_0'$), то и диаметры пузырьков пара, отрывающихся от каждого твэла, равны между собой, т. е. $d_{01} = d_{02} = \dots = d_{0c}$. В этом случае истинное среднее паросодержание в канале есть

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2\Phi} + \frac{0,511 d_T}{f} \sqrt{\frac{d_0}{\rho''r}} \sum_{i=1}^{i=c} \sqrt{(q_i\tau)}. \quad (6.75)$$

Если для всех твэлов в рассматриваемом сечении плотности тепловых потоков равны, т. е. $q_1 = q_2 = \dots = q_c = q$, и скорости в ячейках равны средней скорости потока в канале, то

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2\Phi} + \frac{0,511 d_T}{f} \sqrt{\frac{(q\tau)d_0}{\rho''r}}. \quad (6.76)$$

Уравнение (6.76) получено для равновесной области.

Неравновесная область начинается в точке начала образования пузырьков пара на теплообменной поверхности. Необходимым условием для образования пузырьков пара на поверхности является температурный перегрев стенки

$$\Delta t = t_w - t_s = (2\sigma T_s)/(\rho''rR), \quad (6.77)$$

где R — радиус парового зародыша, соответствующий размеру шероховатости. Для нержавеющей стали и циркониевых сплавов можно принять $R = 10^{-6}$ м. Температура потока в точке начала поверхностного кипения определяется известной зависимостью $t_{н.к} = t_w - q(1/\alpha)$. Из формулы (6.77) подставим значение t_w в последнее равенство и получим температуру потока в точке начала поверхностного кипения.

$$t_{н.к} = t_s + 2\sigma T_s/(\rho''rR) - q(1/\alpha). \quad (6.78)$$

По температуре потока в точке начала поверхностного кипения можно определить энтальпию потока в этом сечении $t_{н.к}$.

Относительная энтальпия потока в сечении начала поверхностного кипения определяется по формуле $x_{н.к} = (i_{н.к} - i')/r$. Энтальпия потока в любом сечении неравновесной области равна $x = (i - i')/r$. В неравновесной области подведенная к поверхности твэла теплота расходуется на подогрев холодного ядра жидкости и на генерацию пара. Если принять экспоненциальный характер прогрева холодного ядра жидкости, то изменение относительной энтальпии жидкости можно записать в следующем виде:

$$x_{ж} = x_{н.к} \exp [1 - (1 - x/x_{н.к})]. \quad (6.79)$$

Можно записать значение $x_{ж}$ через энтальпию жидкости $i_{ж}$: $x_{ж} = (i_{ж} - i')/r$. При известном значении $x_{ж}$ массовое паросодержание в неравновесной области будет равно $x_{п} = (x - x_{ж})/(1 - x_{ж})$. Доля теплоты, затраченной на прогрев жидкости,

$$\varepsilon = (1 - x_{п})x_{ж}/x_{н.к}. \quad (6.80)$$

С учетом (6.80) можно определить плотность теплового потока, расходующегося на образование паровой фазы:

$$q_{п} = (1 - \varepsilon)q = [1 - (1 - x_{п})(x_{ж}/x_{н.к})]q. \quad (6.81)$$

Если допустить, что пристенное паросодержание в неравновесной области определяется только тепловым потоком, расходующимся на образование паровой фазы, а пузырьки пара возрастают до отрывных в перегретом жидкостном слое (модель первого приближения — отсутствует теплообмен между поверхностью пузырьков и холодным жидкостным ядром), то аналогично уравнению (6.76) можно записать формулу для определения истинного паросодержания в любом сечении неравновесной области

$$\varphi = \frac{w_0''}{w_0'' + w_0' + a_2 \Phi} + \frac{0,511 d_{тс}}{f} \sqrt{\frac{q_{п} d_0 \tau}{\rho'' r}}, \quad (6.82)$$

где $w_0' = Mx_{п}/(\rho' f)$, $w_0'' = M(1 - x_{п})/(\rho'' f)$ — соответственно приведенные скорости пара и жидкости в неравновесной области; M — массовый расход. Формула (6.82) применима в неравновесной области в диапазоне относительных паросодержаний от $x = x_{н.к}$ до $x < 0,95x_{п}$. При $x \geq 0,95x_{п}$ наступает практически равновесный режим, для которого применима зависимость (6.76).

Расчетные значения истинных паросодержаний в парогенерирующих пучках твэлов круглого сечения были сравнены с опытными данными В. Н. Смолина и др., проводивших экспериментальные исследования на пучке из семи стержней в широком диапазоне режимных параметров:

$p=3\div 9$ МПа; $q=0,05\div 0,27$ МВт/м²; $\rho_w=450\div 1650$ кг/(м²·с). В неравновесной области значение ϕ определялось по (6.82), а в равновесной — по (6.76). Сопоставление расчетных значений ϕ с опытными показало их удовлетворительное согласие. В (6.76) и (6.82) отрывные диаметры пузырьков пара d_0 определялись по (3.55) или (3.76), скорость всплытия a_2 — по (6.17), а количественный фактор Φ — по (6.18).

Глава седьмая

ДВИЖЕНИЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В КАССЕТАХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

7.1. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДИСТАНЦИОНИРУЮЩИХ РЕШЕТОК ПРИ ДВИЖЕНИИ ОДНОФАЗНЫХ ПОТОКОВ

В рабочей кассете реактора ВК-50 на длине, равной 2 м, установлено на равном расстоянии друг от друга семь дистанционирующих и две концевые решетки. Дистанционирующие решетки обеспечивают необходимое дистанционирование 127 тепловыделяющих стержней по всей длине кассеты.

В технологическом канале реактора РБМК установлены две тепловыделяющие сборки длиной 3,5 м каждая с зазором между ними 20 мм. Сборка состоит из 18 твэлов йодной каркасной трубы, на которой крепятся 10 дистанционирующих и одна концевая решетки. Следовательно, на полной длине технологического канала установлено на равном расстоянии друг от друга 20 дистанционирующих и две концевых решетки. При движении теплоносителя в кассете и технологическом канале потеря напора на дистанционирующих и концевых решетках представляет собой главную часть общих гидравлических потерь в парогенерирующем канале. Гидравлическое сопротивление канала складывается из потерь давления на трение и на местные сопротивления в дистанционирующих и концевых решетках. Дистанционирующие решетки являются неотъемлемой частью канала и занимают определенную длину Δl . Следовательно, определение местных сопротивлений дистанционирующих решеток простым измерением перепадов

давления до решетки и после нее не дает возможности определить сопротивление решетки в чистом виде, поскольку в измеренный перепад входит и потеря на трение на участке Δl :

$$\Delta p_3 = \Delta p_p + \Delta p_{\Delta l}, \quad (7.1)$$

где Δp_3 — измеренный перепад давления; Δp_p — сопротивление дистанционирующей решетки; $\Delta p_{\Delta l}$ — сопротивление на трение участка длиной Δl .

Практический и научный интерес представляет разделение полного гидравлического сопротивления на две составные части: сопротивление трения и местные сопротивления. Для этой цели составим систему из двух уравнений [52]. Полное гидравлическое сопротивление (рис. 7.1) первого экспериментального участка твэлов 2 длиной L_1 с числом b_1 дистанционирующих решеток 1 составит

$$\Delta p_1 = L_1 \Delta p_{\text{тр}} + b_1 \Delta p_p, \quad (7.2)$$

соответственно для второго участка длиной L_2 с числом дистанционирующих решеток b_2 полное сопротивление равно

$$\Delta p_2 = L_2 \Delta p_{\text{тр}} + b_2 \Delta p_p. \quad (7.3)$$

Таким образом, имеем систему из двух уравнений (7.2) и (7.3), в которой два неизвестных: $\Delta p_{\text{тр}}$ — сопротивление трения на длине, равной 1 м, и Δp_p — сопротивление дистанционирующей решетки. Решая эту систему уравнений относительно Δp_p и $\Delta p_{\text{тр}}$, получаем

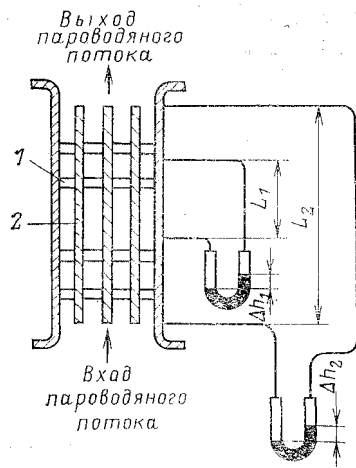
$$\Delta p_p = \frac{\Delta p_1 - \Delta p_2 (L_1 / L_2)}{b_1 - b_2 (L_1 / L_2)}, \quad (7.4)$$

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{\Delta p_1 - \Delta p_2 (b_1 / b_2)}{L_1 - L_2 (b_1 / b_2)}. \quad (7.5)$$

При выборе экспериментального участка необходимо учитывать следующее обстоятельство: при $b_1 - b_2 (L_1 / L_2) = 0$ и $L_1 - L_2 (b_1 / b_2) = 0$ уравнения (7.4) и (7.5) теряют смысл. Следовательно, в частном случае, когда $b_1 L_2 = b_2 L_1$ и $b_1 / b_2 = L_1 / L_2$, применение этого метода для определения гидравлических сопротивлений на дистанционирующих решетках и сопротивлений по длине пучка невозможно.

С учетом указанного обстоятельства в опытах, например, для реактора ВК-50 экспериментальный 19-стержневой пучок (рис. 7.1) был выбран с числом дистанционирующих решеток на первом участке $b_1 = 1$, а на втором участке $b_2 = 5$. При этом длина первого участка стержней $L_1 = 1$ м, длина второго участка $L_2 = 1,902$ м.

Конструкционная форма дистанционирующих решеток в опытной



19-стержневой сборке однозначно отвечала конструкции дистанционирующих решеток рабочей кассеты реактора ВК.-50. Наружный диаметр стержней, геометрия и шаг размещения их в опытной сборке также соответствовали аналогичным натурным размерам кассеты.

В уравнении (7.4) полные гидравлические сопротивления на первом (Δp_1) и втором (Δp_2) экспериментальных участках определялись по перепадам уровней жидкости Δh_1 и Δh_2 в дифференциальных манометрах

в зависимости от скорости движения жидкости в канале w :

$$\Delta p_1 = g(\rho_{ж} - \rho_{пр})\Delta h_1 + g(\rho_{пр} - \rho)L_1; \quad (7.6)$$

$$\Delta p_2 = g(\rho_{ж} - \rho_{пр})\Delta h_2 + g(\rho_{пр} - \rho)L_2, \quad (7.7)$$

где $\rho_{ж}$, $\rho_{пр}$, ρ — соответственно плотность жидкости в дифференциальном манометре, в подводящих трубках и в канале. При условии, если температура жидкости, протекающей в экспериментальном канале, равна температуре окружающего пространства, $\rho_{пр} = \rho$ и (7.6) и (7.7) примут более простой вид:

$$\Delta p_1 = g(\rho_{ж} - \rho_{пр})\Delta h_1; \quad (7.8)$$

$$\Delta p_2 = g(\rho_{ж} - \rho_{пр})\Delta h_2. \quad (7.9)$$

Сопротивление дистанционирующей решетки Δp_p выразим через коэффициент сопротивления ζ_p и скорость потока в канале w :

$$\Delta p_p = \zeta_p \rho (w^2 / 2). \quad (7.10)$$

Подставим значения Δp_1 и Δp_2 из уравнений (7.6) и (7.7) в формулу (7.4). Тогда

$$\Delta p_p = \frac{g(\rho_{ж} - \rho_{пр})[\Delta h_1 - \Delta h_2(L_1 / L_2)]}{b_1 - b_2(L_1 / L_2)}. \quad (7.11)$$

Коэффициент сопротивления дистанционирующей решетки можно получить из (7.10) и (7.11):

$$\zeta_p = \frac{2g(\rho_{ж} - \rho_{пр})[\Delta h_1 - \Delta h_2(L_1 / L_2)]}{\rho w^2 [b_1 - b_2(L_1 / L_2)]}. \quad (7.12)$$

Отметим, что опытным путем с использованием (7.12) определялся коэффициент сопротивления дистанционирующей решетки рабочих кас-

сет реактора ВК-50 в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса ($Re=7700 \div 200\,000$). Температура воды в опытах изменялась от 18 до 88 °С, скорость движения потока — от 0,5 до 4,76 м/с.

Опыты показали, что у двухрядной пластинчатой дистанционирующей решетки коэффициент сопротивления уменьшается с ростом Re .

В диапазоне $Re=(70 \div 200) \cdot 10^3$ можно определить ζ_p по следующей эмпирической зависимости:

$$\zeta_p = 1,18 - \frac{0,08}{130000}(Re - 70000). \quad (7.13)$$

Значение Re определялось по гидравлическому диаметру пучка $d_r = 4f\Pi$, где f — площадь проходного сечения пучка; Π — полный смоченный периметр.

В области изменения $Re=7700 \div 70\,000$ степень влияния последнего на коэффициент сопротивления дистанционирующей решетки иная:

$$\zeta_p = 6,05/Re^{0,147}. \quad (7.14)$$

Описанный выше метод [с применением уравнений (7.4) и (7.12)] использовался при экспериментальном определении коэффициентов сопротивления дистанционирующих решеток различных типов, нашедших широкое применение в других конструкциях водоводяных корпусных ядерных реакторов. Следует отметить, что конструкционная форма дистанционирующей решетки оказывает доминирующее влияние на значение коэффициента сопротивления.

7.2. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ В КАССЕТАХ ПРИ ДВИЖЕНИИ ОДНОФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Сопротивление трения на длине, равной 1 м, $\Delta p_{тр}$ определялось по формуле (7.5), в которой Δp_1 и Δp_2 рассчитывались по (7.6) и (7.7). Если в уравнение (7.5) поставим значения Δp_1 и Δp_2 , то получим

$$\Delta p_{тр} = \frac{g(\rho_{ж} - \rho_{гр})[\Delta h_1 - \Delta h_2(b_1/b_2)] + g(\rho_{гр} - \rho)[L_1 - L_2(b_1/b_2)]}{L_1 - L_2(b_1/b_2)}. \quad (7.15)$$

Выразим сопротивление трения через коэффициент трения $\lambda_{тр}$ и скорость потока w :

$$\Delta p_{тр} = (\lambda_{тр}/d_r)\rho(w^2/2). \quad (7.16)$$

Коэффициент трения на длине пучка можно получить из соотношений (7.15) и (7.16):

$$\lambda_{\text{тр}} = \frac{2d_{\Gamma} [g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{ГР}})(\Delta h_1 - \Delta h_2 \epsilon_1 / \epsilon_2) + g(\rho_{\text{ГР}} - \rho)(L_1 - L_2(\epsilon_1 / \epsilon_2))]}{\rho w^2 [L_1 - L_2(\epsilon_1 / \epsilon_2)]}. \quad (7.17)$$

В качестве примера использования этой зависимости можно привести опыты по определению коэффициента трения для каналов реактора ВК-50, которые проводились одновременно с опытами по определению коэффициента сопротивления дистанционирующих решеток. Диапазон изменения опытных характеристических величин приведен ранее, в § 7.1. Была определена экспериментальная зависимость $\lambda_{\text{тр}} = f(\text{Re})$. Анализ зависимости $\lambda_{\text{тр}} = f(\text{Re})$ показал, что при $\text{Re} = 7700 \div 70\,000$ коэффициент трения подчинен закону Блазиуса:

$$\lambda_{\text{тр}} = 0,3164 / \text{Re}^{0,25}. \quad (7.18)$$

При $\text{Re} = 70\,000 \div 200\,000$ влияние Re менее заметно. Для этого диапазона чисел Рейнольдса коэффициент трения в кассете реактора ВК-50 описывается следующим эмпирическим соотношением:

$$\lambda_{\text{тр}} = 0,071 / \text{Re}^{0,116}. \quad (7.19)$$

Для каналов с пучками гладких стержней можно использовать зависимость, предложенную в [1]:

$$\lambda_{\text{тр}} = A(\Pi / \Pi_0) (S / S_0)^m \text{Re}^{-0,25}, \quad (7.20)$$

где Π и Π_0 — соответственно смоченный периметр канала и периметр стержней; S и S_0 — площадь проходного сечения канала и поперечного сечения стержней.

Для пучков стержней, расположенных в треугольной решетке, $A = 0,47$ и $m = 0,35$. При этом формула справедлива в интервале $4 \cdot 10^3 < \text{Re} \leq 10^5$. Для пучков с расположением стержней в квадратной решетке $A = 0,38$, $m = 0,45$ и формула справедлива при $10^3 \leq \text{Re} \leq 5 \cdot 10^4$.

Для продольно омываемых пучков стержней, расположенных в треугольной решетке с относительным шагом в пределах $1,0 < S/d < 1,5$, можно пользоваться усовершенствованной формулой для технически гладких труб и кольцевых щелей [15]

$$\lambda_{\text{тр}} = (1,821g \text{Re} - 1,64)^{-2} [0,96(S/d) + 0,63]. \quad (7.21)$$

Формула (7.21) применима при $\text{Re} > 4000$.

При ламинарном продольном обтекании пучка круглых стержней диаметром d , расположенных с шагом 5 в треугольной решетке, коэффициент трения можно рассчитывать по формуле Пуазейля:

$$\lambda_{\text{тр}} = 64/\text{Re}. \quad (7.22)$$

В этой формуле Re определяется не по гидравлическому диаметру d_h , а по эффективному

$$d_{\text{эф}} = \frac{2\varepsilon}{(1+\varepsilon)^2} \left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{3}{2} - \frac{\ln \varepsilon}{1-\varepsilon} \right) d_{\Gamma}, \quad (7.23)$$

где ε — доля площади поперечного сечения канала, занятая стержнями. Этот способ пригоден для $S/d > 1,3$. Коэффициент сопротивления трения для участка канала длиной L можно найти по формуле

$$\zeta_{\text{тр}} = \lambda_{\text{тр}}(L/d). \quad (7.24)$$

Полный коэффициент сопротивления канала складывается из коэффициента сопротивления трения $\zeta_{\text{тр}}$, суммарного значения коэффициентов сопротивления всех дистанционирующих решеток $b\zeta_{\text{р}}$ и коэффициентов сопротивления концевых решеток (входной $\zeta_{\text{в.р}}$ и выходной $\zeta_{\text{вых}}$):

$$\Sigma \zeta_{\text{к}} = \zeta_{\text{тр}} + b\zeta_{\text{р}} + \zeta_{\text{в.р}} + \zeta_{\text{вых}}, \quad (7.25)$$

где b — число дистанционирующих решеток, установленных по всей длине L пучка.

При создании новых видов каналов ядерных реакторов опытным путем определяются полный коэффициент сопротивления всего канала и коэффициенты сопротивления отдельных его элементов.

7.3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Рассмотрим два общепризнанных в настоящее время подхода к описанию процесса движения и переноса массы, энергии в каналах для двухфазных потоков.

При одном подходе принимают, что движение двухфазного потока и процессы переноса рассматриваются для каждой из фаз в отдельности, и полученные при этом зависимости связывают в систему условиями, характеризующими протекание процессов на границе раздела фаз. Считается в этом случае, что обе фазы во всем объеме непрерывны и уравнения, характеризующие протекание процессов в них, записываются для среды в целом. Для трехмерной модели движения жидкой фазы потока уравнения движения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \rho' \frac{D w'_x}{d \tau} &= \rho' g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial z^2} \right); \\ \rho' \frac{D w'_y}{d \tau} &= - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'_y}{\partial z^2} \right); \\ \rho' \frac{D w'_z}{d \tau} &= - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (7.26)$$

Уравнения движения для паровой фазы:

$$\left. \begin{aligned} \rho'' \frac{D w''_x}{d \tau} &= \rho'' g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu'' \left(\frac{\partial^2 w''_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial z^2} \right); \\ \rho'' \frac{D w''_y}{d \tau} &= - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu'' \left(\frac{\partial^2 w''_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w''_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w''_y}{\partial z^2} \right); \\ \rho'' \frac{D w''_z}{d \tau} &= - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu'' \left(\frac{\partial^2 w''_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w''_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w''_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (7.27)$$

В уравнениях (7.26) и (7.27) ось x совмещена с направлением действия сил тяжести. Полные производные для скоростей равны:

для жидкой фазы

$$\left. \begin{aligned} \frac{D w'_x}{d \tau} &= \frac{\partial w'_x}{\partial \tau} + w'_x \frac{\partial w'_x}{\partial x} + w'_y \frac{\partial w'_x}{\partial y} + w'_z \frac{\partial w'_x}{\partial z}; \\ \frac{D w'_y}{d \tau} &= \frac{\partial w'_y}{\partial \tau} + w'_x \frac{\partial w'_y}{\partial x} + w'_y \frac{\partial w'_y}{\partial y} + w'_z \frac{\partial w'_y}{\partial z}; \\ \frac{D w'_z}{d \tau} &= \frac{\partial w'_z}{\partial \tau} + w'_x \frac{\partial w'_z}{\partial x} + w'_y \frac{\partial w'_z}{\partial y} + w'_z \frac{\partial w'_z}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (7.28a)$$

для паровой фазы

$$\left. \begin{aligned} \frac{D w''_x}{d \tau} &= \frac{\partial w''_x}{\partial \tau} + w''_x \frac{\partial w''_x}{\partial x} + w''_y \frac{\partial w''_x}{\partial y} + w''_z \frac{\partial w''_x}{\partial z}; \\ \frac{D w''_y}{d \tau} &= \frac{\partial w''_y}{\partial \tau} + w''_x \frac{\partial w''_y}{\partial x} + w''_y \frac{\partial w''_y}{\partial y} + w''_z \frac{\partial w''_y}{\partial z}; \\ \frac{D w''_z}{d \tau} &= \frac{\partial w''_z}{\partial \tau} + w''_x \frac{\partial w''_z}{\partial x} + w''_y \frac{\partial w''_z}{\partial y} + w''_z \frac{\partial w''_z}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (7.28б)$$

Частные производные $\partial w / \partial x$ (7.28а, 7.28,б) характеризуют локальные изменения скорости во времени и при стационарном режиме равны нулю.

Для одномерной модели движение потока вдоль вертикальной оси x и стационарного режима уравнение

движения жидкой и паровой фаз можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho' w'_x \frac{\partial w'_x}{\partial x} &= \rho' g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu' \frac{\partial^2 w'_x}{\partial x^2}; \\ \rho'' w''_x \frac{\partial w''_x}{\partial x} &= \rho'' g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu'' \frac{\partial^2 w''_x}{\partial x^2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.29)$$

Протекающий в канале двухфазный поток характеризуется также уравнениями сплошности жидкой и паровой фаз

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho' w'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho' w'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho' w'_z)}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial \rho''}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho'' w''_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho'' w''_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho'' w''_z)}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7.30)$$

Для одномерной модели движения вдоль вертикальной оси x и постоянства плотностей жидкости и пара во времени уравнения сплошности жидкой и паровой фаз существенно упрощаются:

$$\partial(\rho' w'_x)/\partial x = 0; \quad \partial(\rho'' w''_x)/\partial x = 0. \quad (7.31)$$

Уравнения (7.26), (7.27), (7.29) — (7.31) описывают движение жидкой и паровой фаз. На границах раздела фаз происходят механическое взаимодействие, массообмен и теплообмен. Механическое взаимодействие на границе раздела фаз характеризуется равенством касательных напряжений со стороны жидкости и пара:

$$\mu'(\partial w'/\partial n)_{\text{гр}} = \mu''(\partial w''/\partial n)_{\text{гр}}. \quad (7.32)$$

Условия переноса массы из одной фазы в другую на границе раздела записываются равенством

$$(\rho' w'_n)_{\text{гр}} = (\rho'' w''_n)_{\text{гр}}, \quad (7.33)$$

где w'_n и w''_n — соответственно скорости жидкой и паровой фаз, нормальные к поверхности раздела фаз и обусловленные испарением жидкости. Если на границе раздела фаз имеет место перенос тепловой энергии через слой жидкости, то условия передачи теплоты из одной фазы в другую определяются равенством

$$-\lambda'(\partial t/\partial n)_{\text{гр}} = r\rho'' w''_n. \quad (7.34)$$

Приведенную выше систему уравнений (7.26) — (7.33) можно дополнить зависимостями, определяющими кривизну раздела фаз (уравнение Лапласа), и уравнением, определяющим температуру среды на границе раздела.

При втором способе описания процесса движения двухфазного потока в каналах используют условия усреднения параметров по сечению парожидкостного потока. Считается, что фазы по сечению канала распределены одна в другой по определенному закону [19]. Движение двухфазного потока в трубе радиусом R одномерное в направлении оси x . Равнодействующая сил тяжести и давления, приложенных к объему $dv = \pi R^2 dx$, равна изменению количества движения секундного расхода вещества на участке dx :

$$\begin{aligned} g_x [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] \pi R^2 dx - \frac{\partial p}{\partial x} \pi R^2 dx - \tau_{ct} 2 \pi R dx = \\ = \left(M' + \frac{dM'}{dx} dx \right) \left(w' + \frac{dw'}{dx} dx \right) + \\ + \left(M'' + \frac{dM''}{dx} dx \right) \left(w'' + \frac{dw''}{dx} dx \right) - M' w' - M'' w'', \end{aligned} \quad (7.35)$$

где $\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho' = \rho_{см}$ — истинная плотность смеси в элементе dv ; M' и M'' — массы жидкости и пара на входе в элемент $\pi R^2 dx$; w' и w'' — скорости жидкости и пара на входе в указанный элемент трубы; τ_{ct} — касательные напряжения на стенке; $M' + (dM'/dx) dx$, $M'' + (dM''/dx) dx$ — массы жидкости и пара на выходе из элемента; $w' + (dw'/dx) dx$, $w'' + (dw''/dx) dx$ — скорости жидкости и пара на выходе из элемента. Раскрывая скобки в правой части уравнения (7.35) и пренебрегая величинами второго порядка малости, получаем

$$\begin{aligned} g_x [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2 \tau_{ct}}{R} = \\ = \frac{1}{\pi R^2} \left(M' \frac{dw'}{dx} + M'' \frac{dw''}{dx} dx + w' \frac{dM'}{dx} + w'' \frac{dM''}{dx} \right) \end{aligned} \quad (7.36)$$

Секундные массовые расходы жидкости и пара связаны с истинным паросодержанием смеси и средними скоростями уравнениями

$$\left. \begin{aligned} M' &= (1 - \varphi) \rho' w'' \pi R^2; \\ M'' &= \varphi \rho'' w' \pi R^2. \end{aligned} \right\} \quad (7.37)$$

При изменении агрегатного состояния количество образовавшегося пара равно количеству испарившейся жидкости, т. е.

$$-dM'/dx = dM''/dx = dM/dx. \quad (7.38)$$

Усредненные по сечению скорости фаз являются функцией времени и координаты, поэтому по определению полного дифференциала можно записать

$$\left. \begin{aligned} \frac{dw'}{dx} &= \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial \tau} \frac{d\tau}{dx} = \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{1}{w'} \frac{\partial w'}{\partial \tau}; \\ \frac{dw''}{dx} &= \frac{\partial w''}{\partial x} + \frac{\partial w''}{\partial \tau} \frac{d\tau}{dx} = \frac{\partial w''}{\partial x} + \frac{1}{w''} \frac{\partial w''}{\partial \tau}. \end{aligned} \right\} \quad (7.39)$$

Подставим в равенство (7.36) значения M' и M'' из (7.37), dw/dx из (7.39) и получим

$$\begin{aligned} g_x [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2\tau_{CT}}{R} &= (1 - \varphi) \rho' \left(\frac{\partial w'}{\partial \tau} + w' \frac{\partial w'}{\partial x} \right) + \\ + \varphi \rho'' \left(\frac{\partial w''}{\partial \tau} + w'' \frac{\partial w''}{\partial x} \right) &+ \frac{w' - w}{\pi R^2} \frac{dM}{dx}. \end{aligned} \quad (7.40)$$

Полное изменение количества данной фазы на участках dx равно

$$dM/dx = \pi R^2 [\partial(\varphi \rho'')/\partial \tau + \partial(\varphi \rho'' w'')/\partial x]. \quad (7.41)$$

С учетом (7.41) получим уравнение движения потока двухфазной смеси

$$\begin{aligned} g_x [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2\tau_{CT}}{R} &= (1 - \varphi) \rho' \left(\frac{\partial w'}{\partial \tau} + w' \frac{\partial w'}{\partial x} \right) + \\ + \varphi \rho'' \left(\frac{\partial w''}{\partial \tau} + w'' \frac{\partial w''}{\partial x} \right) &+ (w'' - w') \left[\frac{\partial(\varphi \rho'')}{\partial \tau} + \frac{\partial(\varphi \rho'' w'')}{\partial x} \right]. \end{aligned} \quad (7.42)$$

При стационарном режиме движения потока

$$\begin{aligned} g_x [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2\tau_{CT}}{R} &= (1 - \varphi) \rho' w' \frac{\partial w'}{\partial x} + \\ + \varphi \rho'' w'' \frac{\partial w''}{\partial x} &+ (w'' - w') \frac{\partial(\varphi \rho'' w'')}{\partial x}. \end{aligned} \quad (7.43)$$

В уравнении (7.42) не учитывается наличие пульсаций, обусловленных периодичностью процессов образования, роста и отрыва пузырька пара с парогенерирующей поверхности. При достаточно большом числе центров парообразования и малом периоде роста и отрыва пузырьков по сравнению с характеристическим временем рассматриваемого процесса такой подход можно считать допустимым, хотя по своей физической основе уравнение (7.42) ближе к описанию процесса движения двухфазного потока в необогреваемом канале.

Уравнение неразрывности усредненного по сечению канала двухфазного потока имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'] + \frac{\partial}{\partial x} [(1 - \varphi) \rho' w'] + \frac{\partial}{\partial x} (\varphi \rho'' w'') = 0. \quad (7.44)$$

Для стационарного потока, когда изменение плотности потока во времени отсутствует, уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} [(1 - \varphi) \rho' w'] + \frac{\partial}{\partial x} (\varphi \rho'' w'') = 0. \quad (7.45)$$

Если учесть, что $w_0'' = \varphi w''$, а $w_0' = (1 - \varphi) w'$, то (7.43) и (7.45) для несжимаемых сред можно записать так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_0'}{\partial x} + \frac{\rho''}{\rho'} \frac{\partial w_0''}{\partial x} &= 0; \quad (7.46) \\ g \left[1 - \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \varphi \right] - \frac{1}{\rho'} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2\tau_{\text{TP}}}{\rho' R} &= \\ = \frac{2\rho' w_0'}{(1 - \varphi)(\rho' - \rho'')} \frac{\partial w_0'}{\partial x} + \frac{(w_0')^2}{1 - \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \\ + \frac{\rho''}{\rho'} \left[\frac{w_0''}{\varphi} \frac{\partial w_0''}{\partial x} - \frac{(w_0'')^2}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \left(\frac{w_0''}{\varphi} - \frac{w_0'}{1 - \varphi} \right) \left(\frac{w_0'}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \varphi \frac{\partial w_0''}{\partial x} \right) \right]. \end{aligned} \quad (7.47)$$

7.4. СОПРОТИВЛЕНИЕ ДИСТАНЦИОНИРУЮЩИХ РЕШЕТОК ПРИ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Приведенные выше уравнения движения и неразрывности свидетельствуют о сложности механизма движения двухфазного потока в каналах и о многообразии влияния взаимосвязанных характеристик на процесс движения. Поэтому на начальном этапе исследований частично упрощалось экспериментальное изучение гидравлических характеристик сложных каналов. Например, на опытном 19-стержневом пучке, имитирующем канал реактора ВК-50, вначале проводились исследования по определению гидравлических сопротивлений при течении водовоздушных потоков. В каждой серии опытов одновременно с определением гидравлических сопротивлений отдельных элементов канала измерялись локальные истинные газосодержания вдоль шести хорд поперечного сечения, по которым рассчитывалось среднее по всему

сечению значение φ . Уравнение (7.47) свидетельствует о том, что основным параметром, характеризующим режим движения двухфазного потока, можно считать истинное паросодержание.

В опытах скорость циркуляции изменялась в диапазоне 0,2—4 м/с, истинное газосодержание составляло 0,09—0,96. Результаты экспериментальных исследований были представлены в виде

$$R_p = f\left(\frac{1}{1-\varphi}\right), \quad (7.48)$$

где R_p — относительное гидравлическое сопротивление дистанционирующей решетки:

$$R_p = \Delta p_{см,р} / \Delta p_{ор}; \quad (7.49)$$

$\Delta p_{см,р}$ — гидравлическое сопротивление дистанционирующей решетки, рассчитанное по формуле (7.4) с учетом опытных значений Δp_1 и Δp_2 при течении в канале водовоздушной смеси; $\Delta p_{ор} = \zeta_p \rho (w^2/2)$ — гидравлическое сопротивление дистанционирующей решетки при течении в канале однофазной жидкости со скоростью циркуляции w , равной скорости циркуляции, при которой определялась величина $\Delta p_{см,р}$.

Проведенные опыты показали, что во всем диапазоне изменения истинного газосодержания φ и скорости циркуляции w относительное гидравлическое сопротивление двухрядной пластинчатой дистанционирующей решетки $R_p > 1$, при $w \geq 1,0$ скорость циркуляции не оказывает влияния на R_p , зависимость (7.48) может быть представлена в виде

$$R_p = 1,15 / (1 - \varphi)^{1,45}. \quad (7.50)$$

С уменьшением скорости циркуляции $w < 1$ относительное сопротивление решетки R_p возрастает и иногда при $w = 0,2$ м/с достигает значения $[1 / (1 - \varphi)]^2$.

Сопротивление дистанционирующей решетки при течении в канале адиабатного пароводяного потока изучалось в диапазоне скоростей циркуляции $w = 0,2 \div 3,0$ м/с, давлений $p = 0,5; 1,5; 3,0$ МПа и истинных паросодержаний $\varphi = 0,05 \div 0,97$. Результаты исследования были представлены в виде зависимости относительного сопротивления R_p от безразмерного параметра:

$$R_p = f\left(\frac{1}{1 - (1 - \rho'' / \rho')\varphi}\right). \quad (7.51)$$

Сопротивление дистанционирующей решетки $\Delta p_{см,р}$ при течении в канале пароводяного потока рассчитывалось по (7.4) с учетом опытных значений Δp_1 и Δp_2 . Результаты опытов свидетельствуют о том, что относительное сопротивление решетки определяется безразмерным параметром и практически не зависит от скорости циркуляции потока в исследуемом диапазоне

Количественная зависимость относительного сопротивления решетки может быть представлена в виде [52]

$$R_p = \frac{1}{[1 - (1 - \rho'' / \rho')\varphi]^{1,13}}. \quad (7.52)$$

Эти результаты, полученные для 19-стержневого пучка, сравнивались с данными для 127-стержневого пучка при давлении пароводяной смеси $p=3$; 10 МПа. Между данными обнаружено удовлетворительное согласие.

7.5. СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ В КАССЕТАХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Приведенные выше уравнения движения и неразматриваемый выше 19 стержневой канал сопротивление трения $\Delta p_{см}$ на длине, равной 1 м, определялось по формуле (7.5) с учетом опытных значений Δp_1 и Δp_2 . Диапазон изменения скоростей циркуляции и истинных газосодержаний изложен ранее, в § 7.4. Результаты экспериментальных исследований были представлены в виде зависимости относительного сопротивления трения $R_{тр}$ от безразмерного параметра

$$R_{тр} = f\left(\frac{1}{1 - \varphi}\right), \quad (7.53)$$

где $R_{тр} = \Delta p_{см} / \Delta p_{тр}$, $\Delta p_{см}$, $\Delta p_{тр}$ — сопротивление трения на длине, равной одному погонному метру при течении в канале двухфазной смеси и жидкой фазы с равными скоростями циркуляции w . Величина $\Delta p_{тр}$ была рассчитана по (7.16). Анализ результатов исследования показал, что при $w \geq 1$ м/с относительное сопротивление трения в пучке при течении воздуховодяной смеси подчинено зависимости (7.50). Уменьшение скорости циркуляции до $w < 1,0$ м/с вызывает возрастание относительного сопротивления трения.

Наибольший практический и научный интерес представляют опыты по определению сопротивления трения в пучке при течении в нем пароводяной смеси. Сопротивление трения адиабатного пароводяного потока на участке, равном одному погонному метру, определялось по (7.5) также с учетом опытных значений Δp_1 и Δp_2 . Опытные данные первоначально обрабатывались в виде зависимости относительного сопротивления от безразмерного параметра

$$R_{см} = f\left[\frac{1}{1 - (1 - \rho'' / \rho')\varphi}\right]. \quad (7.54)$$

Замечено значительное влияние скорости циркуляции на величину $R_{тп}$, особенно в диапазоне скоростей 0,2—1,0 м/с. Увеличение скорости циркуляции от 1 до 3 м/с снижает влияние последней. При анализе результатов экспериментальных исследований была найдена общая зависимость для относительного сопротивления трения адиабатного пароводяного потока в пучке [52]

$$R_{см} = \frac{1}{1 - (1 - \rho'' / \rho')\varphi} + \left(\frac{5,5}{w} - 0,5 \right) \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \varphi^{1,5}. \quad (7.55)$$

Результаты, полученные по уравнению (7.55), сравнивались с опытными данными на 12-стержневом пучке и с опытными данными Н. В. Тарасовой для труб внутренним диаметром 8 мм при давлении $p=5; 10$ МПа, скоростях циркуляции $w=0,72 \div 2,89$ м/с в диапазоне изменения $\varphi=0,2 \div 0,9$. Обнаружена хорошая сходимость результатов. Кроме того, проведены сравнения расчетных значений $R_{тп}$ с опытными данными Сильвестри и др. (Италия), полученными при течении пароводяных потоков в трубах внутренним диаметром $d=5 \div 10$ мм. Отмечена также хорошая сходимость результатов. В расчетах истинное паросодержание определялось по (6.19) и (6.20) в зависимости от количественного фактора Φ . Уравнение (7.55) может быть рекомендовано для расчета гидравлического сопротивления трению в пучках и трубах для $\varphi=0,05 \div 0,96$, $w=0,2 \div 3$ м/с и $p=0,5 \div 12$ МПа.

Изучение влияния тепловой нагрузки на сопротивление трения проводилось на 12-стержневом пучке, составленном из трубок диаметром 10X1,5 мм, расположенных по треугольной решетке с шагом 15 мм. Пучок обогревался переменным током частотой 50 Гц. Тепловыделяющая часть пучка имела длину 600 мм. По высоте канала на расстоянии 710 мм друг от друга устанавливались кольцевые камеры для измерения перепада давления. Локальные паросодержания $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ определялись вдоль четырех несимметричных хорд. С учетом (5.45) среднее паросодержание в сечении канала рассчитывались по формуле

$$\varphi = 0,169\varphi_1 + 0,296\varphi_2 + 0,254\varphi_3 + 0,321\varphi_4. \quad (7.56)$$

Для определения сопротивления трения на длине обогреваемого пучка Δp_a из общего замеренного перепада Δp_3 исключались потеря на ускорение Δp_y и высота гидростатического столба Δp_H :

$$\Delta p_a = \Delta p_3 - \Delta p_y - \Delta p_H. \quad (7.57)$$

Потеря давления на ускорение рассчитывалась по формуле

$$\Delta p_y = \rho w (w''_{\text{см}} - w'_{\text{см}}), \quad (7.58)$$

где $w''_{\text{см}}$, $w'_{\text{см}}$ — скорость смеси соответственно в верхнем выходном и нижнем входном сечениях. Вес нивелирного пароводяного столба определялся по формуле

$$\Delta p_n = gH[\varphi \rho'' + (1 - \varphi) \rho'], \quad (7.59)$$

где φ — среднеинтегральное паросодержание опытного канала высотой H :

$$\varphi = \frac{1}{H} \int_0^H \varphi(z) dz. \quad (7.60)$$

Опыты проводились при $p=1,5; 3,0$ МПа; $w=0,5 \div 3,0$ м/с; $q=232, 465, 635$ кВт/м². Исследование показало, что тепловая нагрузка оказывает заметное влияние на сопротивление трения в пучке.

Результаты опытов описываются следующей зависимостью [52]:

$$R_q = R_{\text{тр}}(1 + \Delta R_q/R_{\text{тр}}), \quad (7.61)$$

где $R_q = \Delta p_q/\Delta p_{\text{тр}}$ — относительное сопротивление обогреваемого пучка; $R_{\text{тр}} = \Delta p_{\text{см}}/\Delta p_{\text{тр}}$ — относительное сопротивление необогреваемого пучка, определяемое по (7.55); $\Delta R_q/R_{\text{тр}} = 1,31 \cdot 10^{-3} q$ — отношение приращения сопротивления, вызванного обогревом, к сопротивлению необогреваемого пучка; q — удельный тепловой поток, кВт/м².

Сопротивление трения обогреваемого пучка стержней технологического канала реактора РБМК при течении пароводяного потока определялось по методике, изложенной в [10]. В основу расчетной зависимости сопротивления трения положено уравнение для гомогенной смеси, скорректированное эмпирическим относительным коэффициентом ψ :

$$\Delta p_q = \frac{\lambda}{d_{\Gamma}} \rho' \frac{w^2}{2} \psi \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (7.62)$$

При этом коэффициент трения гладкого пучка стержней вычисляют по формуле

$$\lambda = (1,82 \lg \text{Re} - 1,64)^{-2}. \quad (7.63)$$

В уравнении (7.63) число Рейнольдса определяют по эффективному диаметру (7.23):

$$\psi = 1 + 0,57 \left[\left(0,2 + \frac{w}{\sqrt{gd_{\Gamma}}} \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{-1} - 5,2 x^2 \right] x^{0,125} (1 - x)^2. \quad (7.64)$$

где x — среднее массовое паросодержание на рассчитываемой длине, равной одному погонному метру.

7.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В КАССЕТАХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

В условиях усреднения параметров теплоносителя по поперечному сечению канала различия в методах теплогидравлического расчета кассет или технологических каналов отсутствуют. Полное гидравлическое сопротивление отдельного вертикального тепловыделяющего канала обычно определяется при следующих допущениях: рассматривают одномерную модель течения теплоносителя, при которой все параметры теплоносителя (скорость, температура, энтальпия, паросодержание, изменение давления) рассматриваются как функции координаты z вдоль вертикальной оси; при малом изменении давления по высоте канала по сравнению с абсолютным давлением в активной зоне реактора пренебрегают влиянием указанного изменения давления на теплофизические свойства теплоносителя; пренебрегают также влиянием этого изменения давления на высоту экономайзерного однофазного участка; считают, что перенос теплоты по топливу и оболочке твэлов в осевом направлении отсутствует, вся энергия передается теплоносителю только в радиальном направлении.

Количество энергии, выделяемой всеми твэлами в канале на элементарном участке dz , равно

$$dQ = q(z)\pi d_{\tau} c dz. \quad (7.65)$$

Полное количество энергии, генерируемой в канале высотой z , составит

$$Q_z = \pi d_{\tau} c \int_0^z q(z) dz, \quad (7.65)$$

где $q(z)$ —плотность теплового потока с поверхности твэлов в расчетном сечении канала z :

$$q(z) = Q_{\kappa} \Phi_q(z) / \left[\pi d_{\tau} c \int_0^H \Phi_q(z) dz \right], \quad (7.67)$$

где Q_{κ} — мощность канала; $\Phi_q(z)$ — функция распределения тепловыделения по высоте канала; H —высота активной части канала. Энтальпия потока в рассматриваемом сечении z равна

$$i_z = i_{ex} + (\pi d_{\tau} c / M_0) \int_0^z q(z) dz, \quad (7.68)$$

где $i_{\text{вх}}$ — энтальпия потока на входе в активную зону канала. Относительная энтальпия в сечении z для данного случая

$$x_z = (i_z - i')/r. \quad (7.69)$$

При $i_z = i'$ заканчивается экономайзерная неравновесная зона в канале. При $i_z > i'$ наступает равновесная зона с положительным массовым паросодержанием $M'' = x_z M_0$.

В инженерной практике получил распространение метод определения гидравлических сопротивлений в канале, основанный на разбиении полной активной высоты H на определенное число равных по длине отрезков k . Чем больше число разбиений k , тем точнее расчет. При принятом значении k длина каждого отрезка составит H/k . На участке без кипения теплоносителя все отрезки можно объединить в один и общее сопротивление определить по формуле

$$\Delta p_{\text{б.к}} = [\Sigma \zeta_{\text{вх}} + \zeta_{\text{вх.р}} + b \zeta_{\text{р}} + \lambda_{\text{тр}}(l_{\text{б.к}}/d_r)] \rho'(w^2/2), \quad (7.70)$$

где $\Sigma \zeta_{\text{вх}}$ — местные входные коэффициенты сопротивления; $\zeta_{\text{вх.р}}$ — коэффициент сопротивления входной концевой решетки; b — число дистанционирующих решеток на участке без кипения теплоносителя; $\zeta_{\text{р}}$ — коэффициент сопротивления дистанционирующей решетки; $l_{\text{б.к}}$ — длина участка активной зоны канала без кипения теплоносителя:

$$l_{\text{б.к}} = l_{\text{эк}} - l_{\text{п.к}}, \quad (7.71)$$

где $l_{\text{эк}}$ — длина экономайзерного участка, отвечающая сечению канала z , в котором $x_z = 0$; $l_{\text{п.к}}$ — длина канала с поверхностным кипением, отсчитывается от сечения, отвечающего значению относительной энтальпии x_0 [см. (6.43)]. Сопротивления в областях поверхностного и объемного кипения рассчитываются по зависимости, полученным для двухфазных потоков.

Для каждого участка определяются сопротивления трения Δp_a , по формулам (7.55) и (7.61) или (7.62), потеря напора на ускорение Δp_v — по (7.58) и вес нивелирного столба Δp_n — по (7.59). На тех участках, где расположены дистанционирующие решетки, гидравлические сопротивления Δp_p определяется по (7.52). На последнем выходном участке определяется потеря напора на концевой выходной решетке и на выходе из канала. Следовательно, для каждого i -го паросодержащего участка

$$\Delta p_i = \Delta p_a + \Delta p_v + \Delta p_n + \Delta p_p. \quad (7.72)$$

Полный перепад давления на паросодержащем участке $H-l_{\delta,k}$ будет представлять собой сумму всех Δp_i :

$$\Delta p_{п.у} = \sum_{i=1}^{i=k} \Delta p_i. \quad (7.73)$$

Полный гидравлический перепад давления на длине канала составит

$$\Delta p_{\kappa} = \Delta p_{\delta,\kappa} + gl_{\delta,\kappa}\rho' + \sum_{i=1}^{i=k} \Delta p_i. \quad (7.74)$$

Глава восьмая

ДВИЖЕНИЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ТРУБАХ И КОЛЬЦЕВЫХ ЩЕЛЯХ

8.1. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ОДНОФАЗНЫХ ПОТОКОВ

При ламинарном режиме течения теплоносителя в круглой трубе справедлив закон Пуазейля

$$\lambda_{тр} = 64/Re. \quad (8.1)$$

Формула (8.1) применима при $Re \leq 2300$. В кольцевых каналах закон Пуазейля корректируется некоторым геометрическим параметром, характеризующим размеры кольцевой щели [38],

$$\lambda_{тр} = \frac{64}{Re} \frac{(1 - d_e/d_n)^2}{1 + (d_e/d_n)^2 + \frac{1 - (d_e/d_n)^2}{\ln(d_e/d_n)}}, \quad (8.2)$$

где d_e , d_n — соответственно внутренний и наружный диаметры кольцевой щели. При турбулентном режиме течения теплоносителя в круглой трубе наибольшее распространение получил закон Блазиуса

$$\lambda_{тр} = 0,3164/(Re^{0,25}). \quad (8.3)$$

Этот закон справедлив при $Re \approx 2300 \div 560/\Delta$, где Δ — относительная шероховатость стенок труб; $\Delta = h/d$; h — абсолютная шероховатость, представляющая собой среднюю высоту выступа, мм; d — внутренний диаметр трубы, мм.

Абсолютная шероховатость технических труб h не является величиной постоянной, она изменяется в процессе эксплуатации из-за коррозионных, эрозионных и других явлений. Для расчета сопротивления в трубах, изготовленных из различных материалов, абсолютную шероховатость можно принимать в соответствии с рекомендациями [15]. Следует отметить, что материал, из которого изготовлена труба, и условия, в которых находится последняя, сильно влияют на абсолютную шероховатость. Для цельнотянутых труб из латуни, меди, свинца и алюминия $h=0,0015\div 0,06$ мм. Для цельнотянутых стальных коммерческих новых труб, не бывших в употреблении, $h=0,02\div 0,04$ мм. Для трубопроводов, бывших в эксплуатации от одного года до нескольких лет, $h=0,10\div 0,22$ мм. Большое распространение получила формула П. Л. Филоненко для определения $\lambda_{тр}$ в технических гладких трубах [15]

$$\lambda_{тр}=(1,81 \lg Re-1,64)^{-2}. \quad (8.4)$$

Зависимость (8.4) справедлива при $Re>4000$. В автомодельной области коэффициент трения зависит только от относительной шероховатости труб и может быть определен по формуле Никурадзе

$$\lambda_{тр}=[1,74+2,3 \lg(d/2h)]^{-2}. \quad (8.5)$$

Автомодельность в трубах наступает при $Re>560/\Delta$. Из универсальных формул, справедливых для всей области турбулентного режима течения теплоносителя в трубах при $Re>2300$, следует отметить зависимость Кольбука — Уайта [15]

$$\lambda_{тр}=\left(-2 \lg \frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda_{тр}}} + \frac{\Delta}{3,7}\right)^{-2}. \quad (8.6)$$

Наибольшее распространение в инженерных расчетах коэффициентов трения для труб круглого сечения с любым видом равномерной и неравномерной шероховатости в автомодельной области (при $Re>560/\Delta$) получила формула Прандтля — Никурадзе [2]

$$\lambda_{тр}=1/[41g(3,7d/h)]. \quad (8.7)$$

При определении $\lambda_{тр}$ в трубах из углеродистых и легированных перлитных сталей можно принимать $h=0,08$ мм, а в трубах из аустенитных сталей $h=0,01$ мм. Коэффициент трения в кольцевых каналах $\lambda_{тр,к}$ при турбулентном режиме течения теплоносителя ($Re>4000$) существенно зависит от геометрического параметра $d_в/d_н$.

В общем случае

$$\lambda_{\text{тр.к}} = \kappa \lambda_{\text{тр}}, \quad (8.8)$$

где

$$\kappa = f(d_{\text{в}}/d_{\text{н}}). \quad (8.9)$$

При изменении $d_{\text{в}}/d_{\text{н}}$ от 0 до 1 κ колеблется от 1,0 до 1,6 [15]. При этом $\lambda_{\text{тр}}$ определяется по формуле (8.4), в которой число Рейнольдса рассчитывается по гидравлическому диаметру кольцевой щели.

8.2. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Гомогенная модель течения двухфазного потока предполагает, что легкая и тяжелая фазы равномерно перемешаны во всей массе потока и перемещаются по трубе с равными скоростями. Если принять гомогенную модель движения адиабатного пароводяного потока, то сопротивление трения на определенной длине трубы l можно представить общеизвестной формулой

$$\Delta p_{\text{см}} = \lambda_{\text{тр}} \frac{l}{d} \rho_{\text{см}} \frac{w_{\text{см}}^2}{2}, \quad (8.10)$$

где $\rho_{\text{см}}$ — плотность пароводяной смеси; $w_{\text{см}}$ — скорость движения смеси.

Принимая во внимание условие неразрывности потока $\rho_{\text{см}} w_{\text{см}} = \rho' w$, зависимость (8.10) можно записать так:

$$\Delta p_{\text{см}} = \lambda_{\text{тр}} \frac{l}{d} \rho' \frac{w}{2} w_{\text{см}}. \quad (8.11)$$

В свою очередь скорость движения пароводяной смеси в трубе можно выразить через массовые расходы жидкости M' , пара M'' и смеси M :

$$w_{\text{см}} = \frac{M'}{\rho' f} + \frac{M''}{\rho'' f} = M \left(\frac{M'}{M \rho' f} + \frac{M''}{M \rho'' f} \right). \quad (8.12)$$

Если учесть, что $M'/M = 1-x$, $M''/M = x$, $M/(\rho' f) = w$, то (8.12) можно представить в виде

$$w_{\text{см}} = w [1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]. \quad (8.13)$$

Подставив значение $w_{\text{см}}$ из (8.13) в (8.11), получим уравнение для определения сопротивления трения при течении адиабатного гомогенного пароводяного потока в трубе

$$\Delta p_{\text{см}} = \lambda_{\text{тр}} \frac{l}{d} \rho' \frac{w}{2} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (8.14)$$

Поскольку реальный пароводяной поток отличается от однородного, зависимость (8.14) была уточнена некоторым коэффициентом ψ , учитывающим влияние структуры потока [33]:

$$\Delta p_{см} = \lambda_{тр} \frac{l}{d} \rho' \frac{w^2}{2} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (8.15)$$

Коэффициент ψ , изменяющийся от 0,4 до 1,5, зависит от массовой скорости потока ρw и давления p , определяется по номограмме [33]. При течении пароводяной смеси с переменным паросодержанием по длине трубы в (8.15) следует подставлять среднее массовое паросодержание \bar{x} на рассматриваемой длине l и среднее значение коэффициента ψ

$$\bar{\psi} = \frac{\psi_k x_k - \psi_n x_n}{x_k - x_n}. \quad (8.16)$$

Значения ψ_k, ψ_n определяются по номограмме [33] для конечного массового паросодержания x_k и начального x_n .

В гл. 7 приведено уравнение (7.55), полученное на основе обобщения опытных данных по гидравлическому сопротивлению трения в пучках. Это уравнение можно также использовать при определении гидравлического сопротивления трения в трубах при постоянном и переменном паросодержании на рассматриваемой длине l . При переменном паросодержании в (7.55) следует подставлять значение среднеинтегрального истинного паросодержания.

По рекомендациям Н. И. Семенова и А. А. Точигина сопротивление трения двухфазного потока в трубах можно определить, используя условный коэффициент трения $\lambda_{тр}\psi$:

$$\Delta p_{см} = \lambda_{тр} \psi (l/d) \rho' (w^2/2). \quad (8.17)$$

При этом коэффициент трения для однофазного потока $\lambda_{тр}$ рассчитывается по (8.4) с учетом числа Рейнольдса

$$Re = w \rho' d_{г} \left(\frac{x}{\mu_{п}} + \frac{1-x}{\mu_{в}} \right),$$

где $\mu_{п}, \mu_{в}$ — коэффициенты динамической вязкости для пара и воды соответственно.

Коэффициент ψ , учитывающий влияние легкой фазы в потоке на изменение коэффициента трения, авторы рекомендуют рассчитывать по эмпирической зависимости

$$\psi = 1 + 69 \psi^7 (1 - \varphi) (1 - p/p_{кр})^{4,3}. \quad (8.18)$$

В зависимости (8.18) φ — истинное паросодержание; $p_{кр}$ — критическое давление пара.

8.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТНЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИИ

Местные гидравлические сопротивления определяются конструкционной формой элементов. В зависимости от конструкционной формы различных элементов, через которые проходит пароводяной поток, и условий протекания его в этом элементе местные коэффициенты сопротивления ζ_m изменяются от значений, составляющих десятые доли, до нескольких десятков единиц. В современных парогенерирующих установках пароводяной поток на своем пути встречает повороты под различными углами, входы и выходы в расширяющиеся и сужающиеся устройства, устройства для создания вращательного движения и др. В каждом конкретном случае вначале определяется коэффициент местного сопротивления ζ_m , а затем сопротивление двухфазного потока в данном элементе [33]:

$$\Delta p_m = \zeta_m \rho' (w^2 / 2) [1 + x(\rho' / \rho'' - 1)]. \quad (8.19)$$

Если на пути пароводяного потока массовое паросодержание x не изменяется, а встречается несколько местных элементов, в которых происходит потеря напора, то в (8.19) подставляют суммарное значение коэффициентов всех местных сопротивлений

$$\Sigma \zeta_m = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n, \quad (8.20)$$

где $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_n$ — соответственно коэффициенты местных сопротивлений в элементах.

Суммарное гидравлическое местное сопротивление пароводяного потока с меняющимся массовым паросодержанием по пути движения можно определить по формуле

$$\Delta p_m = \rho' (w^2 / 2) \sum_{i=1}^{i=n} \zeta_i [1 + x_i (\rho' / \rho'' - 1)], \quad (8.21)$$

где ζ_i, x_i — коэффициент местного сопротивления и массовое паросодержание в i -м элементе.

8.4. ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Действие пузырьков пара, зарождающихся в пристенном слое неравновесной области пароводяного потока, можно ассоциировать с некоторым увеличением абсолютной шероховатости парогенерирующей поверхности, которая приводит к увеличению коэффициента трения в зоне

поверхностного кипения. Поверхностное кипение характеризуется тем, что температура стенки остается постоянной по длине трубы, тогда как средняя колориметрическая температура потока растет. Можно считать, что развитое поверхностное кипение начинается в том сечении трубы, после которого температура стенки становится постоянной. Температура потока в данном сечении отвечает температуре начала кипения. Автор [46] провел широкий комплекс экспериментальных исследований на трубах и кольцевых щелях с двусторонним и односторонним обогревом по определению границы начала развитого поверхностного кипения. Опытные значения температуры начала развитого поверхностного кипения в трубах и кольцевых щелях при неизменной тепловой нагрузке по длине канала аппроксимируются следующей зависимостью [46]:

$$\Delta i_{\text{н.к}} = i' - i_{\text{н.к}} = 34 [q^{1,1} X d_r^{0,2} (\rho w)^{0,9}] (\rho' / \rho'')^{0,3}, \quad (8.22)$$

где i' , $i_{\text{н.к}}$ — температура воды при температуре насыщения и при температуре начала кипения; q — тепловая нагрузка, ккал/(м²·ч); d_r — гидравлический диаметр канала, мм; ρw — массовая скорость, кг/(м²·с).

В более поздних исследованиях автор [46] уточнил зависимость (8.22) для труб с внутренним диаметром d_b

$$\Delta i_{\text{н.к}}^p = 200 q^{1,15} (\rho w 3600)^{-1} d_b^{0,3} (\rho' / \rho'')^{-0,3} \quad (8.22a)$$

и привел экспериментальные рекомендации для определения начала поверхностного кипения при различных законах изменения тепловой нагрузки по длине парогенерирующего канала. Для возрастающей параболической и синусоидальной нагрузки $\Delta i_{\text{н.к}} = K \Delta i_{\text{н.к}}^p$, где $K = [1 - 1,33 X (dq/dl)^{0,5} (d_b/q_{\text{н.к}})^{0,5}]$. Для возрастающей линейной нагрузки $\Delta i_{\text{н.к}} = 0,2 (\rho w)^{0,2} \Delta i_{\text{н.к}}^p$. Величина dq/dl — градиент плотности теплового потока по длине; $q_{\text{н.к}}$ — плотность теплового потока в зоне начала поверхностного кипения. Зависимость (8.22a) получена на основании опытов на трубах внутренним диаметром 5,80; 6,45 и 8,20 мм при равномерной тепловой нагрузке в диапазоне $q = (0,5 \div 5,0) \cdot 10^6$ Вт/м², $\rho w = 1000 \div 11\,000$ кг/(м²·с), $p = 1 \div 20$ МПа. На участке трубы протяженностью от $i_{\text{н.к}}$ до i' гидравлическое сопротивление выше, чем при течении жидкости в тех же условиях без кипения. Увеличение сопротивления определяется тепловой нагрузкой, массовой скоростью потока, недогревом жидкости до температуры насыщения

и давлением. Гидравлическое сопротивление в кольцевых каналах зависит также и от того, на какой части омываемой поверхности происходит поверхностное кипение. Опыты показали, что сопротивление на участке поверхностного кипения при одностороннем обогреве кольцевой щели меньше, чем при двустороннем обогреве и в трубах [46]. Для течения потока в обогреваемых трубах и кольцевых щелях с односторонним и двусторонним обогревом коэффициент трения при поверхностном кипении можно определить по формуле [46]

$$\lambda_{п.к} = \lambda_{тр} \left\{ 1 + 3,09 \left(\frac{q}{r \rho''_w} \right)^{0,7} \left[7 - \left(1 + \frac{\Delta i_{вых}}{\Delta i_{н.к}} \right)^{0,65} \right] \frac{P_{п.к}}{P} \right\}, \quad (8.23)$$

где $\lambda_{тр}$ — коэффициент трения для участка без кипения, определяется по формулам (8.4), (8.9); $\Delta i_{вых} = i' - i_{вых}$ — недогрев жидкости на выходе из участка; $\Delta i_{н.к}$ — недогрев воды на участке, где начинается поверхностное кипение; $P_{п.к}$ — периметр поверхности, на которой происходит поверхностное кипение; P — периметр всей смоченной поверхности.

Для трубы и кольцевой щели с двусторонним обогревом $P_{п.к}/P = 1$.

Формула (8.23) получена на основе обобщения экспериментальных данных в диапазоне изменения $\Delta i_{вых}/\Delta i_{н.к} = 0,01 \div 0,93$. По формуле (8.23) можно рассчитывать коэффициент трения при поверхностном кипении на наружных поверхностях цилиндрических твэлов, собранных в пучок стержней, расположенных в определенной геометрической решетке. В технологических каналах реактора РБМК и кассетах корпусных реакторов периметром, на котором происходит поверхностное кипение, является суммарный периметр всех твэлов $P_{п.к} = \pi n d_t$. Корпус технологических каналов и кассет не обогревается, в связи с чем в каналах и кассетах всегда $P_{п.к}/P < 1$.

Течение пароводяного потока в равновесной области при $x \geq 0$ с парообразованием в пристенных перегретых слоях жидкости связано с дополнительной потерей энергии (напора) на процесс отрыва пузырьков пара с генерируемой стенки. Сравнение опытных данных по гидравлическому сопротивлению при течении адиабатного и неадиабатного пароводяных потоков показало, что в той области парогенерирующего канала, где стенка омывается жидкой пленкой, в которой генерируются пузырьки пара, сопротивление неадиабатного потока выше, чем адиабатного. В этой области потоку необходимо затратить

дополнительное количество энергии на отрыв пузырьков пара от стенки.

В области парогенерирующего канала, где отсутствует водяная пленка на стенке, а следовательно, отсутствует генерация пара в пристенном слое, сопротивление адиабатного потока выше, чем неадиабатного. При паросодержаниях, отвечающих исчезновению Водяной пленки на парогенерирующих поверхностях, происходит аномальное изменение зависимости потерь давления от паросодержания, причем это изменение происходит тем раньше, чем больше давление и массовая скорость. Некоторыми авторами проводились экспериментальные исследования влияния тепловых потоков на гидравлическое сопротивление при течении пароводяного потока. Наибольшее внимание заслуживает работа [46]. В диапазоне изменения массовых скоростей $\rho w = 500 \div 2000$ кг/(м²·с), давлений $p = 4,9 \div 19,6$ МПа, тепловых нагрузок $q = (161 \div 1740) \cdot 10^3$ Вт/м² относительное увеличение сопротивления при нагреве в трубе диаметром 8 мм описывается следующей эмпирической зависимостью:

$$\Delta p_{об}/\Delta p_{б.о} = 1 + 4,4 \cdot 10^{-3} (q/\rho w)^{0,7}, \quad (8.24)$$

где $\Delta p_{об}$ — сопротивление обогреваемого участка трубы; $\Delta p_{б.о}$ — сопротивление течения пароводяного потока того же опытного участка, но без обогрева; q — тепловая нагрузка, Вт/м²; ρw — массовая скорость, кг/(м²·с).

Зависимость (8.24) показывает, что на относительное увеличение сопротивления при обогреве влияют тепловая нагрузка и массовая скорость. Давление не оказывает влияния на относительное сопротивление.

Если приведем зависимость для обогреваемых пучков (7.61) к виду (8.24), то получим

$$\Delta p_{об}/\Delta p_{б.о} = 1 + 1,31 \cdot 10^{-6} q. \quad (8.25)$$

Выражение (8.25) свидетельствует, что в обогреваемых пучках на относительное сопротивление влияет только тепловая нагрузка (в пределах применимости этой зависимости).

Анализ (8.24) и (8.25) показывает, что при тепловых нагрузках до 500 000 Вт/м² и массовых скоростях до 1000 кг/(м²·с) увеличение сопротивления при течении пароводяного потока в обогреваемых пучках и трубах имеет практически одно и то же значение. При увеличении тепловых нагрузок выше 500 000 Вт/м² и массовых скоростей выше 1000 кг/(м²·с) значения относительных сопротивлений, рассчитанные по (8.25), больше значений» полученных

расчетом по (8.24). Следует отметить, что формулы (8.24) и (8.25) получены чисто эмпирическим путем, без какого-либо аналитического обоснования. Поэтому в каждом конкретном случае расчета сопротивления трения для пароводяного потока в обогреваемых каналах эти формулы следует использовать в качестве первого приближения. Однако они показывают влияние тепловых нагрузок на увеличение сопротивления пароводяного потока.

Расчет сопротивления в обогреваемых трубах по нормативному методу [33] осуществляется по (8.15). Коэффициент ψ в этом случае определяется по номограмме, построенной с учетом изменения структуры потока в обогреваемых трубах.

Глава девятая

ЕСТЕСТВЕННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В РЕАКТОРАХ И ПАРОГЕНЕРАТОРАХ

9.1. Физическая основа естественной циркуляции

Естественная циркуляция представляет собой процесс кругового перемещения массы некоторой среды под действием изменения ее плотности и под влиянием гравитационных сил. Например, подогретая масса воздуха поднимается от поверхности земли вверх, а на смену ей к поверхности устремляются холодные порции воздуха, создавая тем самым в общей массе воздуха местные контуры естественной циркуляции, в которых подъемные потоки отделены специальными ограничениями от опускных. Это природное физическое явление нашло широкое применение в теплоэнергетических аппаратах, в которых опускные потоки теплоносителя и его подъемные массы заключены в специальные ограждения (каналы).

Система из опускных 3 и подъемных 2 каналов представляет собой контур естественной циркуляции (рис. 9.1). К подъемным каналам подводится теплота q в достаточном количестве для осуществления генерации пара из жидкости. Парожидкостный поток поднимается вверх и попадает в барабан 1, в котором смесь разделяется на пар и жидкость. Пар в количестве D отбирается из барабана. Для компенсации испарившейся жидкости в барабан постоянно подается

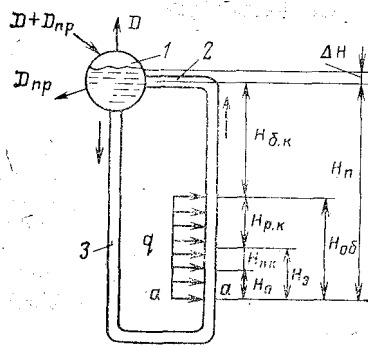


Рис. 9.1. Схема циркуляционного контура

питательная жидкость в количестве $D + D_{пр}$. Часть жидкости $D_{пр}$ из контура постоянно удаляется с продувкой (назначение продувки будет рассмотрено ниже).

Рассмотрим условие, побуждающее движение потока массы теплоносителя вниз по опускным каналам и вверх по подъемным. Вначале допустим, что к подъемным каналам не подводится тепловая энергия, подогрев жидкости и генерация пара в них отсутствуют. В этих условиях не будет движения теплоносителя в замкнутом контуре.

Главным условием возникновения естественной циркуляции в замкнутом контуре является подвод тепловой энергии к подъемным каналам и образование пара в них.

Рассмотрим баланс сил, действующих на сечение aa со стороны опускных и подъемных каналов при установившемся движении массы теплоносителя в контуре. В сечении aa со стороны опускных каналов действуют силы

$$g\rho_{оп}H_п + g\rho_б\Delta H - \Delta p_0, \quad (9.1)$$

где $g\rho_{оп}H_п$ — давление столба жидкости высотой $H_п$ и плотностью $\rho_{оп}$; $g\rho_б\Delta H$ — давление столба парожидкостной смеси в барабане высотой ΔH и плотностью $\rho_б$. Гидравлическое сопротивление движения потока в опускных каналах Δp_0 уменьшает давление в сечении aa , поскольку сила сопротивления направлена в сторону, обратную движению. В сечении aa со стороны подъемного канала действуют силы

$$g\rho_0H_0 + g\rho_{п.к}H_{п.к} + g\rho_{р.к}H_{р.к} + g\rho_{б.к}H_{б.к} + g\rho_б\Delta H + \Delta p_п, \quad (9.2)$$

где $g\rho_0H_0$ — давление столба жидкости средней плотностью ρ_0 на подогреваемом участке высотой H_0 ; $g\rho_{п.к}H_{п.к}$ — давление столба смеси средней плотностью $\rho_{п.к}$ на участке поверхностного кипения высотой $H_{п.к}$; $g\rho_{р.к}H_{р.к}$ — давление столба смеси средней плотностью парожидкостной смеси $\rho_{р.к}$ на участке развитого кипения высотой $H_{р.к}$; $g\rho_{б.к}H_{б.к}$ — давление столба смеси плотностью $\rho_{б.к}$ на участке без кипения высотой $H_{б.к}$; $g\rho_б\Delta H$ — давление столба парожид-

костной смеси в барабане; $\Delta p_{\text{п}}$ — гидравлическое сопротивление течения потока в подъемных каналах на участках H_0 , $H_{\text{п.к}}$, $H_{\text{д.к}}$, $H_{\text{б.к}}$. Гидравлическое сопротивление в подъемных каналах увеличивает давление в сечении aa , поскольку движение среды осуществляется вверх.

При установившемся движении теплоносителя в замкнутом контуре сумма сил, действующих на сечении aa в опускных и подъемных каналах, равна нулю. Следовательно,

$$\begin{aligned} g\rho_{\text{оп}}H_{\text{п}} + g\rho_{\text{б}}\Delta H - \Delta p_0 = g\rho_0H_0 + \\ + g\rho_{\text{п.к}}H_{\text{п.к}} + g\rho_{\text{р.к}}H_{\text{р.к}} + \\ + g\rho_{\text{б.к}}H_{\text{б.к}} + g\rho_{\text{б}}\Delta H + \Delta p_{\text{п}}. \end{aligned} \quad (9.3);$$

Осуществив некоторые преобразования формулы (9.3), получим

$$\begin{aligned} g\rho_{\text{оп}}H_{\text{п}} + g\rho_0H_0 - g\rho_{\text{п.к}}H_{\text{п.к}} - \\ - g\rho_{\text{р.к}}H_{\text{р.к}} - g\rho_{\text{б.к}}H_{\text{б.к}} = \Delta p_0 + \Delta p_{\text{п}}. \end{aligned} \quad (9.4)$$

Так как полная высота контура равна $H_{\text{п}} = H_0 + H_{\text{п.к}} + H_{\text{р.к}} + H_{\text{б.к}}$, то

$$\begin{aligned} g\rho_{\text{оп}}H_{\text{п}} = g\rho_{\text{оп}}H_0 + g\rho_{\text{оп}}H_{\text{п.к}} + \\ + g\rho_{\text{оп}}H_{\text{р.к}} + g\rho_{\text{оп}}H_{\text{б.к}}. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Если в (9.4) подставим значение $g\rho_{\text{оп}}H_{\text{п}}$ из (9.5) и выполним простейшие преобразования, то получим условие равновесия сил в замкнутом контуре естественной циркуляции

$$\begin{aligned} gH_0(\rho_{\text{оп}} - \rho_0) + gH_{\text{п.к}}(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{п.к}}) + gH_{\text{р.к}}X \\ X(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{р.к}}) + gH_{\text{б.к}}(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{б.к}}) = \Delta p_0 + \Delta p_{\text{п}}. \end{aligned} \quad (9.6)$$

9.2. движущий и полезный напоры

Левая часть равенства (9.6) представляет собой сумму движущих сил (движущих напоров), которые развиваются на различных участках подъемных каналов: $gH_0(\rho_{\text{оп}} - \rho_0)$ — движущий напор подогреваемого участка; $gH_{\text{п.к}}(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{п.к}})$ — движущий напор участка поверхностного кипения; $gH_{\text{р.к}}(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{р.к}})$ — движущий напор участка развитого кипения; $gH_{\text{б.к}}(\rho_{\text{оп}} - \rho_{\text{б.к}})$ — движущий напор участка без кипения.

Сумма движущих напоров отдельных участков представляет собой движущий напор контура естественной циркуляции:

$$p_{д.н} = gH_0(\rho_{оп} - \rho_0) + gH_{п.к}(\rho_{оп} - \rho_{п.к}) + gH_{р.к}(\rho_{оп} - \rho_{р.к}) + gH_{б.к}(\rho_{оп} - \rho_{б.к}). \quad (9.7)$$

На начальном подогреваемом участке плотность жидкости мало отличается от плотности жидкости в опускном канале. В связи с этим при $\rho_0 \approx \rho_{оп}$ $gH_0(\rho_{оп} - \rho_0) = 0$ и зависимость (9.7) упрощается:

$$p_{д.н} = gH_{п.к}(\rho_{оп} - \rho_{п.к}) + gH_{р.к}(\rho_{оп} - \rho_{р.к}) + gH_{б.к}(\rho_{оп} - \rho_{б.к}). \quad (9.8)$$

Средние плотности парожидкостной смеси на участках поверхностного кипения $\rho_{п.к}$, развитого кипения $\rho_{р.к}$ и на участке с постоянным по длине паросодержанием $\rho_{б.к}$ можно определить по формуле (4.27):

$$\left. \begin{aligned} \rho_{п.к} &= \varphi_{п.к} \rho'' + (1 - \varphi_{п.к}) \rho'; \\ \rho_{р.к} &= \varphi_{р.к} \rho'' + (1 - \varphi_{р.к}) \rho'; \\ \rho_{б.к} &= \varphi_{б.к} \rho'' + (1 - \varphi_{б.к}) \rho', \end{aligned} \right\} \quad (9.9)$$

где $\varphi_{п.к}$, $\varphi_{р.к}$, $\varphi_{б.к}$ — соответственно среднеинтегральные истинные паросодержания на участках поверхностного кипения, развитого кипения и участка с постоянным паросодержанием (без кипения).

Если плотность жидкости в опускной системе мало отличается от плотности жидкости при температуре кипения или равна ей, формула (9.8) может быть преобразована с учетом (9.9) к следующему виду:

$$\bar{p}_{д.н} = g\varphi_{п.к}H_{п.к}(\rho' - \rho'') + g\varphi_{р.к}H_{р.к}(\rho' - \rho'') + g\varphi_{б.к}H_{б.к}(\rho' - \rho'') \quad (9.10)$$

или

$$p_{д.н} = g(\rho' - \rho'') (\varphi_{п.к}H_{п.к} + \varphi_{р.к}H_{р.к} + \varphi_{б.к}H_{б.к}). \quad (9.11)$$

В общем случае подъемные парогенерирующие каналы могут состоять из большого числа участков с различными среднеинтегральными паросодержаниями. Тогда движущий напор контура естественной циркуляции можно определить по зависимости вида

$$p_{д.н} = g(\rho' - \rho'') \sum_{i=1}^{i=\kappa} \varphi_i H_i, \quad (9.12)$$

где φ , H_i — среднеинтегральное истинное паросодержание и высота i -го участка. Перепишем (9.6) с учетом (9.12):

$$g(\rho' - \rho'') \sum_{i=1}^{i=\kappa} \varphi_i H_i = \Delta p_0 + \Delta p_{\Pi}, \quad (9.13)$$

где Δp_{Π} — суммарное гидравлическое сопротивление всех звеньев подъемной системы.

Движущий напор в контуре естественной циркуляции при установившемся движении расходуется на преодоление сопротивлений в опускных и. подъемных звеньях. Если из движущего напора вычтем суммарное сопротивление в подъемной системе, то получим полезный напор:

$$p_{\text{пол}} = p_{\text{дн}} - \Delta p_{\Pi} \quad (9.14)$$

При установившемся режиме движения теплоносителя в контуре полезный напор расходуется на сопротивление в опускной системе. Совместное решение (9.14) и (7.10) широко используется в расчетах естественной циркуляции при определении основных циркуляционных характеристик,

9.3. СРЕДНЕИНТЕГРАЛЬНОЕ ПАРОСОДЕРЖАНИЕ НА УЧАСТКЕ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА

Среднеинтегральное истинное паросодержание для любого паросодержащего участка высотой H определяется характером профиля энерговыделения или теплоподвода по высоте парогенерирующего канала. В общем случае при известном профиле энерговыделения по высоте парогенерирующего канала $q(z)$ всегда можно определить характер профиля изменения истинного паросодержания $\varphi(z)$. Среднеинтегральное паросодержание определяется по формуле

$$\varphi = \frac{1}{H} \int_0^H \varphi(z) dz. \quad (9.15)$$

Аналитическим путем определить подынтегральную функцию $\varphi(z)$ при сложном профиле $q(z)$ часто не представляется возможным. Поэтому в инженерных расчетах используют метод приближенного интегрирования, основанный на разбиении исходной высоты паросодержащего канала H на k равных участков величиной Δz . Тогда вместо (9.15) получают зависимость вида

$$\varphi = \frac{1}{H} \sum_{i=1}^{i=\kappa} \varphi_i \Delta z_i, \quad (9.16)$$

где φ_i , Δz_i — соответственно локальное истинное паросодержание в середине участка Δz_i и высота i -го участка.

С увеличением числа выбранных разбиений k возрастает точность расчета по (9.16). Локальные паросодержания в сечении канала каждого участка φ , рассчитываются с учетом плотности теплового потока $q_i(z)$ и количества пара, поступающего в рассматриваемое сечение из предвключенных участков.

При условии, что $\Delta z_1 = \Delta z_2 = \dots = \Delta z_k = \Delta z_i$ формула (9.16) запишется следующим образом:

$$\varphi = \frac{\Delta z_i}{H} \sum_{i=1}^{i=k} \varphi_i. \quad (9.17)$$

Отношение $\Delta z_i/H$ — величина, обратная числу разбиений $1/k$. С учетом последнего обстоятельства (9.17) можно упростить:

$$\varphi = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{i=k} \varphi_i. \quad (9.18)$$

Для равномерного по длине подвода теплоты в парогенерирующем канале возможно аналитическое определение среднеинтегрального значения истинного паросодержания φ . В любом сечении парогенерирующего канала истинное паросодержание может быть рассчитано по ранее полученной зависимости

Решить уравнение (9.20) можно при некоторых допущениях.

$$\varphi_i = \frac{w''_{0i}}{w''_{0i} + w'_{0i} + a_2 \Phi_i} + \frac{0,646}{d} \sqrt{\frac{(g \tau) d_0}{\rho'' r}}. \quad (9.19)$$

Тогда среднеинтегральное истинное паросодержание в канале высотой H равно

$$\varphi = \frac{1}{H} \int_0^H \varphi_i dz. \quad (9.20)$$

Если предположить, что на рассматриваемом участке H сумма приведенной скорости тяжелой фазы w'_{0i} и величины, учитывающей проскальзывание легкой фазы, $a_2 \Phi_i$ не изменяется, т. е. $w'_{0i} + a_2 \Phi_i \approx \text{const}$, а пузырьки пара третьей категории не вносят существенной добавки в общее значение истинного паросодержания ($\varphi_2 \approx 0$), то ис-

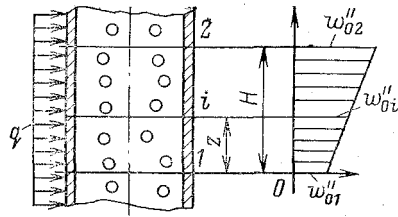


Рис. 9.2. Изменение приведенной скорости легкой фазы при постоянном теплоотводе

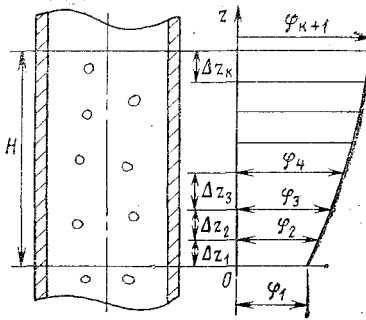


Рис. 9.3. Модель позонного определения среднеинтегральных паросодержаний

тинное паросодержание в любом i -м сечении можно записать в упрощенном виде:

$$\varphi_i = w''_{0i} / (w''_{0i} + c). \quad (9.21)$$

Для режима с постоянной тепловой нагрузкой по длине канала $q(z) = \text{const}$ (рис. 9.2) имеем

$$w''_{0i} = w''_{01} + (w''_{02} - w''_{01}) z/H, \quad (9.22)$$

где w''_{0i} , w''_{01} , w''_{02} — приведенные скорости легкой фазы (пара) в рассматриваемом i -м сечении, в сечении 1 (на входе в участок H) и в сечении 2 (на выходе из участка H). С учетом (9.22) перепишем уравнение (9.21):

$$\varphi_i = \frac{w''_{01} + (w''_{02} - w''_{01}) z/H}{w''_{01} + (w''_{02} - w''_{01}) z/H + c}. \quad (9.23)$$

Если из левой и правой частей (9.23) вычтем по единице и выполним простейшие преобразования, то получим

$$\varphi_i = 1 - \left[1 + \frac{w''_{01}}{c} + \frac{z}{H} \left(\frac{w''_{02} - w''_{01}}{c} \right) \right]^{-1}. \quad (9.24)$$

Подставим это значение φ_i в (9.20) и выполним интегрирование:

$$\begin{aligned} \varphi_i &= \frac{1}{H} \int_0^H \left\{ 1 - \left[1 + \frac{w''_{01}}{c} + \frac{z}{H} \left(\frac{w''_{02} - w''_{01}}{c} \right) \right]^{-1} \right\} dz = \quad (9.25) \\ &= 1 - \frac{c}{w''_{02} - w''_{01}} \ln \frac{w''_{02} + c}{w''_{01} + c}. \end{aligned}$$

Учитывая, что $\varphi_1 = w''_{01}/(w''_{01} + c)$ и $\varphi_2 = w''_{02}/(w''_{02} + c)$, получаем

$$w''_{02} - w''_{01} = c[\varphi_2/(1 - \varphi_2) - \varphi_1/(1 - \varphi_1)], \quad (9.26)$$

или

$$(w''_{02} + c)/(w''_{01} + c) = (1 - \varphi_1)/(1 - \varphi_2). \quad (9.27)$$

Подставляя в (9.25) значения величин из (9.26) и (9.27), получаем расчетную аналитическую формулу для определения среднеинтегрального истинного паросодержания на участке H парогенерирующего канала

$$\varphi = 1 - \frac{(1 - \varphi_2)(1 - \varphi_1)}{\varphi_2 - \varphi_1} \ln \frac{1 - \varphi_1}{1 - \varphi_2}. \quad (9.28)$$

Формула (9.28) получена для случая, когда выходное паросодержание φ_2 больше входного φ_1 , т. е. $\varphi_2 > \varphi_1 > 0$ и $1 > \varphi_2 > \varphi_1$. В частном случае, когда $\varphi_1 = 0$, а $\varphi_2 > 0$,

$$\varphi = 1 - \frac{1 - \varphi_2}{\varphi_2} \ln \frac{1}{1 - \varphi_2}. \quad (9.29)$$

Если $\varphi_1 > 0$, а $\varphi_2 = 1$, то $\varphi = 1$, т. е. среднеинтегральное паросодержание равно выходному. Данное обстоятельство будет иметь место только тогда, когда входное паросодержание φ_1 также близко к единице. В предельном случае, когда $\varphi_1 = 0$, а $\varphi_2 = 1$, формула (9.28) не справедлива, поскольку среднеинтегральное паросодержание в парогенерирующем канале не равно единице. Рассмотренный случай распространяется и на прямоточные парогенерирующие системы. В системах с естественной циркуляцией или в системах с МПЦ выходное массовое паросодержание не превышает 20—30%, поэтому всегда $\varphi_2 < 1$.

Среднеинтегральные истинные паросодержания, рассчитанные по (9.28), достаточно хорошо согласуются с результатами, определенными методом планиметрирования поля изменения φ по высоте участка H . Истинное паросодержание в сечении парогенерирующего канала всегда возрастает по мере подъема вверх по каналу независимо от профиля подвода тепловой энергии к поверхности теплообмена. Чем меньше высота участка H , на котором проводится определение среднеинтегрального паросодержания, тем точнее результаты расчета по формуле (9.28). Поэтому для точного определения среднеинтегрального истинного паросодержания можно использовать (9.18) и (9.28). В этом случае весь участок H разбивается на k равновеликих отрезков длиной Δz (рис. 9.3). На концах каждого от-

парогенерирующий аппарат с одной опускной и одной подъемной трубами. Контур работает надежно, если обеспечиваются достаточно хорошие условия теплопередачи на всех его обогреваемых участках. Интенсивность теплообмена зависит в первую очередь от гидродинамики однофазного и двухфазного потоков. Поэтому определение значений истинных скоростей жидкости и пара, а также скорости циркуляции во всех элементах контура является одной из основных задач расчета.

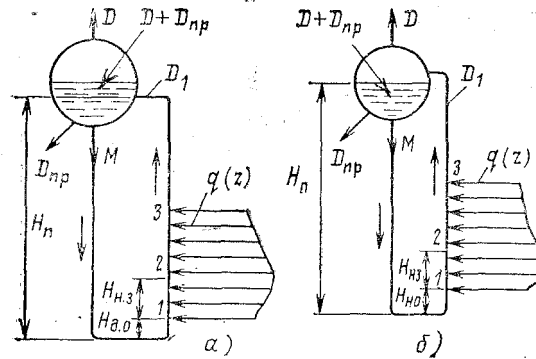


Рис. 9.4. Условия подвода пароводяного потока в верхний барабан

Началу расчета предшествует эскизная проработка условий подвода пароводяного потока и питательной воды в верхнюю емкость или верхний барабан (рис. 9.4, а, б).

При подводе пароводяного потока под уровень жидкости в барабане (рис. 9.4, а) часть пара, поступающего из подъемных парогенерирующих каналов, расходуется на подогрев питательной жидкости до температуры кипения, в связи с чем количество пара D , выходящего из барабана, меньше количества пара D_1 , поступающего в барабан с пароводяным потоком. Количество пара $\Delta D = D_1 - D$ конденсируется в массе жидкости. Энтальпию жидкости в барабане при смешении массы питательной воды и воды, поступающей с пароводяным потоком, можно определить из уравнения теплового баланса

$$\begin{aligned} (D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + (M - D_1)i' &= \\ &= (D + D_{\text{пр}} + M - D_1)i, \end{aligned} \quad (9.34)$$

где $(D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}}$ — теплота, внесенная в массу жидкости с питательной водой; $(M - D_1)i'$ — теплота, внесенная с водой

пароводяного потока; M — масса циркулирующей по контуру жидкости.

Кратность естественной циркуляции $\alpha = M/D_1$. Следовательно, масса циркулирующей в контуре жидкости $M = \alpha D_1$. Если подставим значение M в (9.34) и решим его относительно i , то получим значение энтальпии жидкости в верхнем барабане после смешения:

$$i = \frac{(D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + D_1(\text{ж} - 1)i'}{D + D_{\text{пр}} + D_1(\text{ж} - 1)}. \quad (9.35)$$

Вследствие конденсации пара в водяном пространстве энтальпия i может возрасти до значения энтальпии насыщения i' . В этом случае уравнение теплового баланса запишется так: $(D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + (M - D_1)i' + \Delta D r = (D + D_{\text{пр}} + M - D_1 + \Delta D)i'$. Если в это уравнение подставим $D_1 = D_1 + \Delta D$ и решим его относительно ΔD , то получим количество сконденсировавшегося пара, затраченного на подогрев массы воды в верхнем барабане до энтальпии насыщения $\Delta D = [(D + D_{\text{пр}})(i' - i_{\text{п.в}})] / (r - i')$.

В общем случае с учетом смешения и конденсации пара энтальпия воды в верхнем барабане равна

$$i = \frac{(D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + (D + \Delta D)(\text{ж} - 1)i' + \Delta D r}{D_{\text{пр}} + \text{ж}(D + \Delta D)}. \quad (9.36)$$

При таких условиях (рис. 9.4, а) на входе в опускную систему (на выходе из верхнего барабана) температура жидкости может стать равной температуре кипения или близкой к ней. В месте начала обогрева подъемных каналов (сечение I) не произойдет закипания жидкости, даже если температура ее на входе в опускную систему будет равна температуре насыщения и потеря теплоты опускными каналами в окружающее пространство будет ничтожно мала. Это объясняется тем, что давление в нижней части контура выше давления в барабане и температура насыщения жидкости в сечении I выше температуры насыщения в верхнем барабане. Следовательно, для того чтобы закипела вода в подъемных каналах, ее надо подогреть на величину $\Delta i_p = i_{\text{н.з}} - i'$, где $i_{\text{н.з}}$ — энтальпия воды, соответствующая температуре кипения при давлении в сечении начала закипания. Поток циркулирующей жидкости будет иметь такую энтальпию в сечении начала закипания после подогрева его на участке $H_{\text{н.з}}$. Приращение недогрева вследствие повышения давления в сечении начала

обогрева равно

$$\Delta i_p = [(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}}) g \rho' - \Delta p_0] \partial i / \partial p, \quad (9.37)$$

где $H_{\text{п}}$, $H_{\text{д.о}}$ — полная высота контура и высота подъемных каналов до начала обогрева; di/dp — изменение энтальпии кипящей жидкости с давлением; Δp_0 — сопротивление опускной системы.

Количество теплоты, которую надо затратить на подогрев воды, равно

$$Q_{\text{под}} = M(\Delta i_p - g \rho' H_{\text{н.з}} (\partial i / \partial p)), \quad (9.38)$$

где $g \rho' H_{\text{н.з}} (di/dp)$ — уменьшение недогрева за счет падения давления на участке $H_{\text{н.з}}$.

Необходимое количество теплоты $Q_{\text{под}}$ поток воспримет от теплообменной поверхности с обогреваемым периметром Π и среднелинейной плотностью теплового потока $q(z)$:

$$Q_{\text{под}} = q(z) \Pi H_{\text{н.з}}. \quad (9.39)$$

Подставим значение недогрева Δi_p из (9.37) в (9.38) и запишем условие равенства количества теплоты из (9.38) и (9.39):

$$M[(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}}) g \rho' - g \rho' H_{\text{н.з}} - \Delta p_0] X \\ X di/dp = q(z) \Pi H_{\text{н.з}}. \quad (9.40)$$

Из формулы (9.40) высота сечения начала развитого кипения равна

$$H_{\text{н.з}} = \frac{M [(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}}) g \rho' - \Delta p_0] \partial i / \partial p}{q(z) \Pi + M g \rho' (\partial i / \partial p)}. \quad (9.41)$$

На участке $H_{\text{н.з}}$ возможно поверхностное кипение на длине $H_{\text{п.к}}$. От сечения 2 до сечения 3 (рис. 9.4) в подъемных каналах осуществляется генерация пара за счет подводимой теплоты, в связи с чем возрастают истинное паросодержание, приведенная скорость пара, массовое паросодержание и уменьшается приведенная скорость жидкой фазы. От сечения 3 до входа в верхний барабан все перечисленные характеристики парожидкостного потока остаются неизменными.

При подводе парожидкостного потока в паровое пространство барабана (над уровнем воды) (рис. 9.4, б) все количество пара, поступившего из парогенерирующих каналов в барабан D_1 , выходит из барабана. В этом случае ($D = D_1$) жидкость в верхнем барабане после смешения питательной воды и воды, поступившей с пароводяным потоком, имеет всегда температуру меньше температуры кипения при данном давлении.

Энтальпия воды в верхнем барабане определяется из уравнений теплового баланса

$$(D+D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + (M-D)i' = (D+D_{\text{пр}}+M-D)i. \quad (9.42)$$

Подставив значение $M=\alpha D$ в (9.42) и решив его относительно i , получим значение энтальпии воды в барабане после смешения потоков

$$i = \frac{(D + D_{\text{пр}})i_{\text{п.в}} + (D + \Delta D)(\kappa - 1)i'}{\kappa D + D_{\text{пр}}}. \quad (9.43)$$

Если предположить, что $D \gg D_{\text{пр}}$ ($D_{\text{пр}} \approx 0$), то (9.43) можно упростить:

$$i = [i'_{\text{п.в}} + (\kappa - 1)i'] / \kappa. \quad (9.44)$$

Недогрев воды в барабане получим из (9.44):

$$\Delta i_6 = i' - i = (i' - i'_{\text{п.в}}) / \kappa. \quad (9.45)$$

При охлаждении воды в опускных системах из-за потери теплоты каналами в окружающую среду возможно увеличение недогрева: $\Delta i_{\text{оп}} = Q_{\text{оп}} / M$, где $Q_{\text{оп}}$ — теплота, отданная поверхностями опускной системы в окружающую среду.

В точке начала обогрева (сечение 1) недогрев жидкости возрастет еще в связи с увеличением давления и будет равен

$$\Delta i_1 = \Delta i_6 + \Delta i_{\text{оп}} + [g\rho'(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}}) - \Delta p_0] \partial i / \partial p. \quad (9.46)$$

На участке $H_{\text{н.з}}$, где осуществляется подогрев жидкости до температуры кипения, происходит падение давления жидкости из-за уменьшения высоты гидростатического столба $g\rho'H_{\text{н.з}}$ и сопротивления течению потока $\Delta p_{\text{н.з}}$. С учетом последнего обстоятельства недогрев жидкости в сечении 2 при отсутствии подвода теплового потока на участке $H_{\text{н.з}}$ может составить

$$\Delta i_2 = \Delta i_6 + \Delta i_{\text{оп}} + [g\rho'(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}} - H_{\text{н.з}}) - \Delta p_0 - \Delta p_{\text{н.з}}] \partial i / \partial p. \quad (9.47)$$

В сечении 2 недогрев жидкости исключается вследствие подвода теплоты. Из условия равенства количеств теплоты, необходимой для подогрева воды до кипения, и теплоты, подведенной к парогенерирующим каналам, можно составить уравнение теплового баланса

$$M\Delta i_2 = q(z)\Pi H_{\text{н.з}}. \quad (9.48)$$

Высота сечения начала развитого кипения жидкости с учетом (9.47) и (9.48) равна

$$H_{\text{н.з}} = \frac{\kappa D \{ \Delta i_6 + \Delta i_{\text{оп}} + [g\rho'(H_{\text{п}} - H_{\text{д.о}}) - \Delta p_0 - \Delta p_{\text{н.з}}] \partial i / \partial p \}}{g(z)\Pi + \kappa D g \rho' (\partial i / \partial p)}.$$

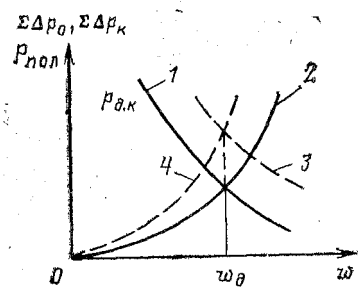


Рис. 9.5. К определению действительной скорости циркуляции

Участок поверхностного кипения распространяется вниз от сечения 2. На участке 2—3 (рис. 9.4) осуществляется генерация пара. Выше сечения 5 генерации пара нет, в каналах перемещается пароводяной поток с постоянным паросодержанием.

Расчет естественной циркуляции сводится к графоаналитическому решению системы двух уравнений: уравнения полезного напора и уравнения сопротивления потока в

опускных каналах. Можно решать систему уравнений движущего напора и полного сопротивления контура. В установившемся режиме должны иметь место равенства

$$p_{\text{пол}} = \Sigma \Delta p_0; \quad (9.49)$$

$$p_{\text{д.к}} = \Sigma \Delta p_{\text{к}}$$

где $\Sigma \Delta p_{\text{к}}$, $\Sigma \Delta p_0$ — сумма гидравлических потерь во всем контуре и в опускной его части соответственно.

В расчетах по определению действительной скорости циркуляции устанавливаются условия, для которых зависимости (9.49) оказываются справедливыми. Для определения этих условий предварительно принимаются тричетыре значения скорости циркуляции: w_1, w_2, w_3, w_4 .

Для принятых значений скорости циркуляции устанавливаются зависимости: $p_{\text{пол}} = f(w)$ (кривая 1) и $\Sigma \Delta p_0 = f(w)$ (кривая 2) или $p_{\text{д.к}} = f(w)$ (кривая 3) и $\Sigma \Delta p_{\text{к}} = f(w)$ (кривая 4 на рис. 9.5).

Точка пересечения кривых 1 и 2 или 3 и 4 дает искомое значение действительной скорости циркуляции $w_{\text{д}}$. По действительной скорости циркуляции устанавливаются массовый расход $M_{\text{д}} = w_{\text{д}} \rho f$, массовое паросодержание $x_{\text{д}} = M_{\text{д}} / D$ и действительная кратность естественной циркуляции $\alpha_{\text{д}} = 1/x_{\text{д}}$.

9.5. РАСЧЕТ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЛОЖНЫХ КОНТУРАХ

Сложные контуры естественной циркуляции имеют такие аппараты, в которых одна опускная система обеспечивает группу парогенерирующих каналов с различными

геометрическими, гидравлическими характеристиками в различными суммарными тепловыми нагрузками, а также различными профилями энерговыделения или теплоподвода по высоте и сечению канала (рис. 9.6).

Некоторые парогенерирующие установки имеют несколько различных опускных систем, обеспечивающих группу различных парогенерирующих каналов. В корпусном реакторе с кипением теплоносителя в активной зоне (рис. 9.6,а) роль опускной системы выполняет кольцевая щель, образованная корпусом реактора и наружной обе-

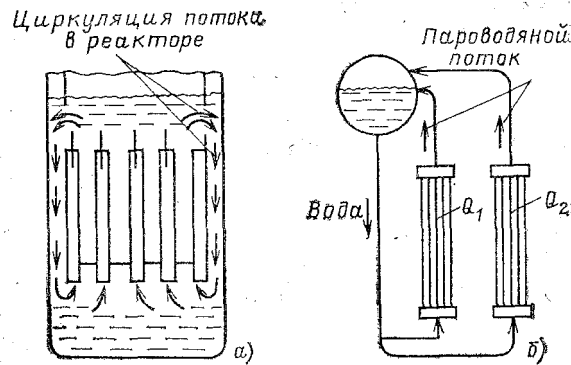


Рис. 9.6. Схемы сложных циркуляционных контуров

чайкой активной зоны. Вода из верхней водяной полости по кольцевой щели поступает в емкость, расположенную под активной зоной, из которой распределяется по кассетам. Каждая кассета располагается от центра на расстоянии $r_1, r_2, r_3, \dots, r_k$, имеет свое энерговыделение, обусловленное неравномерностью профиля энерговыделения по радиусу и высоте активной зоны. На рис. 9.6,б указан также сложный контур, в котором одна опускная система обеспечивает водой две группы различных парогенерирующих каналов. Естественная циркуляция в сложном контуре рассчитывается следующим образом. Для каждого парогенерирующего канала задаются тремя-четырьмя значениями массовых расходов: M_1, M_2, M_3, M_4 . Для принятых массовых расходов в каждом канале определяют полезные напоры $p_{пол} = f(M)$. Далее принимают три-четыре значения массовых расходов в опускной системе: $M_1^0, M_2^0, M_3^0, M_4^0$. Так как массовый расход воды через опускную систему ра-

вен сумме всех массовых расходов каждого парогенерирующего канала, то

$$\begin{aligned} M_0' &= M_1' + M_1'' + M_1''' + \dots + M_1^k; \\ M_2^0 &= M_2' + M_2'' + M_2''' + \dots + M_2^k; \\ M_3^0 &= M_3' + M_3'' + M_3''' + \dots + M_3^k; \\ M_4^0 &= M_4' + M_4'' + M_4''' + \dots + M_4^k, \end{aligned} \quad (9.50)$$

где $M_1', M_1'', M_1''', \dots, M_1^k$ — соответственно принятые минимальные расходы в первом, втором, третьем и k -м каналах; $M_4', M_4'', M_4''', \dots, M_4^k$ — максимальные принятые массовые расходы в каналах. Остальные массовые расходы являются промежуточными: $M_1' < M_2' < M_3' < M_4'$. В соответствии с массовыми расходами в опускной системе определяем сопротивление: $\Sigma \Delta p_0 = f(M_0)$. Далее строим график (рис. 9.7).

Прежде всего на график наносим значения полезных напоров в первом канале и строим кривую 1 [$p_{\text{пол}}' = f(M')$], далее наносим значения полезных напоров второго, третьего и k -го каналов и проводим кривые 2—4 [$p_{\text{пол}}'' = f(M'')$, $p_{\text{пол}}''' = f(M''')$, $p_{\text{пол}}^k = f(M^k)$]. После этого проводим три горизонтальные линии A, B, C и выполняем графическое сложение отрезков: $l_1 + l_2 + l_3 + l_4$. Значения этих сумм откладываем соответственно на прямых A, B, C , получаем точки 5—7, через которые проводим кривую, (отвечающую общей зависимости полезного напора в кон-

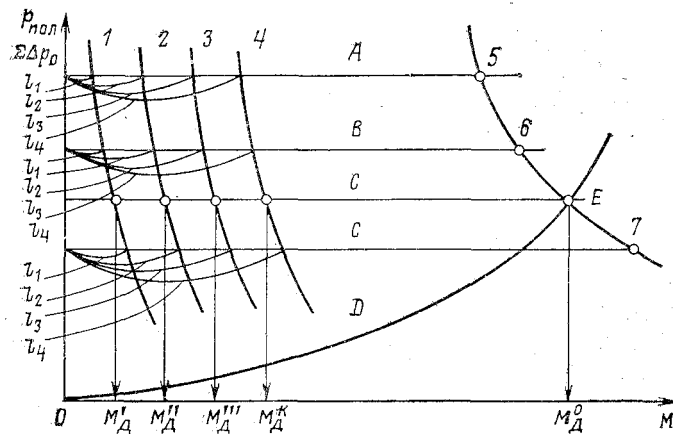


Рис. 9.7. К определению действительных массовых расходов в парогенерирующих каналах

туре от всего массового расхода $p_{\text{пол}} = f(M^0)$. Затем на график наносим значения сопротивлений в опускной системе и проводим кривую $D\Sigma\Delta p_0 = f(M^0)$. По пересечению двух последних кривых можно определить действительные значения полезных напоров в парогенерирующих каналах и общий массовый расход в опускной системе. Из точки E проводим горизонтальную прямую. Пересечение этой прямой с линиями полезных напоров соответствует действительным значениям массовых расходов в первом (точка M_d^I), втором (точка M_d^{II}), третьем (точка M_d^{III}) и k -м (точка M_d^k) каналах (рис. 9.7). При известных массовых расходах определяются массовые паросодержания и действительные значения кратностей циркуляции в каждом канале: $x^I = M_d^I/D^I$, $x^{II} = M_d^{II}/D^{II}$, $x^{III} = M_d^{III}/D^{III}$, $x^k = M_d^k/D^k$, $\alpha^I = 1/x^I$, $\alpha^{II} = 1/x^{II}$, $\alpha^{III} = 1/x^{III}$, $\alpha^k = 1/x^k$. Если в сложном контуре только часть опускной системы является общей (рис. 9.6,б), то целесообразно при расчете гидравлических сопротивлений включать сопротивление отдельных звеньев, подводящих жидкость от общего стояка, в общее сопротивление подъемного канала.

9.6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

При проектировании парогенерирующих систем важно знать не только действительные значения циркуляционных характеристик (кратность естественной циркуляции, скорость циркуляции и др.), но и условия, при которых эти характеристики имели бы максимальные значения. Для обеспечения высоких технико-экономических показателей парогенератора и надежной работы поверхности теплообмена в условиях развитого пузырькового кипения первостепенное значение приобретает выбор оптимальной геометрии циркуляционного контура, отвечающего максимальным циркуляционным характеристикам. Выбор оптимальной геометрии испарительных каналов парогенератора можно показать на примере экспериментальных исследований, выполненных в обоснование конструкции испарительных каналов типа трубки Фильда. Для определения оптимальной геометрии каналов по максимальным циркуляционным характеристикам был проведен широкий комплекс экспериментальных исследований [53] на моделях (рис. 9.8). Внешняя труба 1 испарительного канала воспринимала тепловую энергию от нагретого натрия, который перемещался снизу вверх. Вода попадала в опускную трубу 2 из водяного объема 3. Поскольку опыты проводились при различных режимах выхода пароводяной смеси: над уровнем воды 4 в верхнем корпусе 6 и под уровень 5, то температура воды на входе в опускную трубу могла быть меньше темпе-

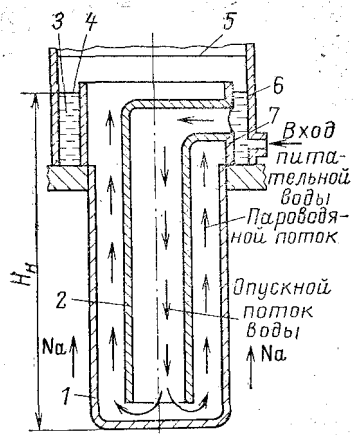


Рис. 9.8. Модель испарительного канала

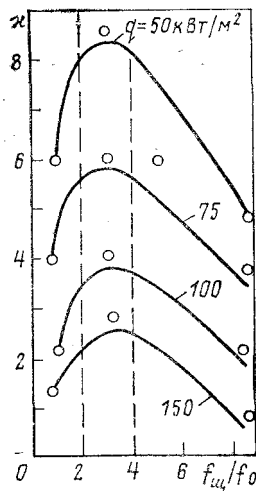


Рис. 9.9. Зависимость кратности циркуляции от отношения сечений для $p=5,4$ МПа и $H_n=6,2$ м

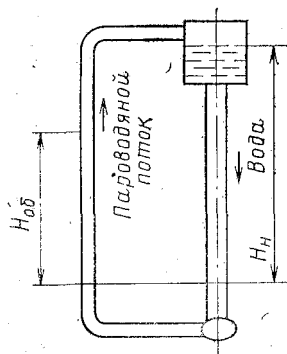


Рис. 9.10. Схема контура с естественной циркуляцией

ратуры насыщения или равна ей. При первом режиме вода в опускающей трубе подогревалась до температуры кипения, при втором оставалась равной t_s или была близка к ней. Пароводяная полость испарительного канала отделялась от водяной направляющим стаканом 7. В испарительный канал постоянно поступала питательная вода. Опыты проводились при четырех значениях давления пара: 3,0; 5,4; 7,0; 10,0 МПа и трех значениях напорной высоты: 2; 4 и 6,2 м. Изменение сечения подъемной кольцевой щели $f_{щ}$ и сечения опускающей трубы f_0 осуществлялось изменением диаметра опускающей трубы: 19X1,5; 14X1; 10X X1 мм. Диаметр внешней обогреваемой трубы, равный 32X2, в опытах не изменялся. Напорная высота представляла собой расстояние от уровня воды в верхнем корпусе до нижней отметки начала обогрева испарительного канала. Тепловая нагрузка на канал, а следо-

вательно и паропроизводительность его D изменялись варьированием температуры натрия на входе. Расход циркулирующей жидкости M в опытах измерялся по диафрагме, установленной в опускной трубе. Действительная кратность естественной циркуляции в каждом опыте определялась по формуле $\alpha = M/D$. При аналитическом исследовании циркуляционных характеристик испарительного канала, обогреваемого жидким натрием, записывается одномерное уравнение энергии

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\pi k(q)}{M_n c_n} [t_s(p) - T] \quad (9.51)$$

при граничных условиях $T(0) = T_0$, где T — температура натрия; M_n — массовый расход натрия; c_n — теплоемкость натрия при постоянном давлении; T_0 — температура натрия на входе в парогенератор; $t_s(p)$ — температура насыщения при данном давлении в пароводяном контуре; $k(q)$ — линейный коэффициент теплопередачи (на единицу длины трубы).

Для пароводяного контура естественной циркуляции записываются одномерные уравнения энергии подъемной кольцевой щели и уравнение расхода циркулирующей воды со следующими допущениями: все процессы в контуре естественной циркуляции рассматриваются при среднем давлении; теплообмен между опускным и подъемным участками отсутствует, так как вода в опускном канале находится при температуре, близкой к температуре насыщения при среднем давлении.

Уравнение энергии имеет вид

$$di/dz = [\pi k(q)/M][T - t_s(p)] \quad (9.52)$$

при граничном условии $i(0) = i'(p)$, где i — энтальпия пароводяной смеси.

Уравнение для определения расхода циркулирующей воды в контуре с переменным сечением запишется следующим образом:

$$P_{д.н} + \Delta p_v + \Delta p_{тр} + \Delta p_m = 0, \quad (9.53)$$

где $P_{д.н}$, Δp_v , $\Delta p_{тр}$, Δp_m — соответственно движущий напор, потеря напора в подъемной щели от ускорения, потеря напора в контуре от трения и местных сопротивлений. Система уравнений (9.51) — (9.53) нелинейна, решение ее находилось методом последовательных приближений на ЭВМ. На основе разработанной математической модели были рассчитаны циркуляционные характеристики испарительных каналов для различных отношений сечений в кольцевой щели и опускной трубе $f_{ш}/f_0$ и средних плотностях тепловых потоков q . Было замечено, что различные законы распределения плотности теплового потока по высоте испарительного канала (для данного среднего) практически не оказывают влияния на циркуляционные характеристики в целом. Расчет циркуляционных характеристик проводился для каналов, геометрические характеристики, давления пара и тепловые нагрузки которых

совпадают с экспериментальными. Результаты аналитических расчетов сравнивались с опытными данными. На рис. 9.9 нанесены кривые изменения кратности естественной циркуляции от отношения проходных сечений: $\alpha = f(f_{\text{ш}}/f_0)$.

Из графика видно расслоение расчетных и опытных значений тепловых нагрузок. Аналогичные графики были построены для других давлений пара и высот контура. Все кривые показали наличие максимума кратности циркуляции при определенном значении $f_{\text{ш}}/f_0$. Путем анализа теоретических расчетов и экспериментальных данных определена геометрия испарительного канала, обеспечивающего максимальные циркуляционные возможности. Эти условия соответствуют $f_{\text{ш}}/f_0 = 2-4$.

Подробные сведения об экспериментальных исследованиях циркуляционных характеристик в парогенераторах, представляющих собой трубные контуры естественной циркуляции, содержатся в [54, 55]. Опыты проводились на контуре (рис. 9.10) при различных распределениях тепловой нагрузки по высоте парогенерирующей трубы, различных диаметрах труб (32 и 51 мм), давлениях пара $p = 0,15 \div 1,1$ МПа, обогреваемых длинах $H_{\text{об}} = 0,54 \div 2,62$ м и напорных высотах $H_{\text{н}} = 0,71 \div 2,79$ м. В опытах определялись действительные значения кратности естественной циркуляции по количеству циркулирующей воды и паропроизводительности. Напорная высота $H_{\text{н}}$ в опытах определялась расстоянием от уровня воды в верхней емкости до нижней точки начала обогрева. Обогрев подъемной парогенерирующей трубы осуществлялся посредством излучения раскаленных кирпичных стенок. По высоте обогреваемой трубы было установлено пять раздельно действующих горелок для сжигания предварительно приготовленной смеси пропана с воздухом.

Опытные данные по циркуляционным характеристикам позволили рассматривать контур естественной циркуляции как единую сложную систему с многообразием факторов, влияющих на процесс циркуляции. Применение упрощенных физических моделей при анализе опытных данных дало возможность обобщить результаты исследований и создать упрощенную методику расчета кратности естественной циркуляции в простых контурах.

9.7. РАСЧЕТ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ПО УПРОЩЕННОМУ МЕТОДУ

Любой контур с естественной циркуляцией имеет максимальный движущий напор

$$p_{\text{макс}} = gH_{\text{н}}(\rho' - \rho''). \quad (9.54)$$

Пар, образуемый в обогреваемых каналах, создает движущий напор, который не может превышать $p_{\text{макс}}$. Можно допустить условие, при котором в подъемных парогене-

рирующих каналах будет максимальная потеря движущего напора. Эта потеря напора будет складываться из сопротивления течения жидкости со скоростью w_{Π} и сопротивления течения пара со скоростью, равной приведенной скорости пара на выходе из канала, w_0'' :

$$\Delta p_{\Pi} = \sum \zeta_{\Pi} \rho' \frac{w_{\Pi}^2}{2} + \sum \zeta_{\Pi} \rho'' \frac{(w_0'')^2}{2}, \quad (9.55)$$

где $\sum \zeta_{\Pi}$ — суммарный коэффициент сопротивления подъемной системы.

В опускной системе генерации пара нет; сверху вниз перемещается однофазный поток. В этом случае потеря напора в опускных каналах составит

$$\Delta p_0 = \sum \zeta_0 \rho' w_0^2 / 2, \quad (9.56)$$

где $\sum \zeta_0$ — суммарный коэффициент сопротивления опускной системы.

Для рассмотренного предельного случая скорость циркуляции может быть определена из следующего равенства:

$$gH_{\Pi}(\rho' - \rho'') = \sum \zeta_0 \rho' (w_0^2 / 2) + \sum \zeta_{\Pi} \rho' (w_{\Pi}^2 / 2) + \sum \zeta_{\Pi} \rho'' (w_0''^2 / 2). \quad (9.57)$$

Из уравнения неразрывности $w_{\Pi} \rho' f_{\Pi} = w_0 \rho' f_0$ определим скорость потока в опускной системе: $w_0 = w_{\Pi} (f_{\Pi} / f_0)$, где f_{Π} , f_0 — сечение для прохода жидкости в подъемной и опускной системах соответственно. С учетом последнего обстоятельства перепишем равенство (9.57):

$$gH_{\Pi}(\rho' - \rho'') = \sum \zeta_0 \rho' \frac{w_{\Pi}^2}{2} \left(\frac{f_{\Pi}}{f_0} \right)^2 + \sum \zeta_0 \rho' \frac{w_{\Pi}^2}{2} + \sum \zeta_{\Pi} \rho'' \frac{(w_0'')^2}{2}. \quad (9.58)$$

Из (9.58) определим скорость в подъемных каналах:

$$w_{\Pi} = \sqrt{\frac{2gH_{\Pi}(\rho' - \rho'') - \sum \zeta_{\Pi} \rho'' (w_0'')^2}{\rho' [\sum \zeta_{\Pi} + \sum \zeta_0 (f_{\Pi} / f_0)^2]}}. \quad (9.59)$$

Для полного испарения всей жидкости, протекающей в подъемной системе со скоростью w_{Π} , необходимо подвести количество теплоты

$$Q = w_{\Pi} \rho' f_{\Pi} r. \quad (9.60)$$

В действительности подъемная система воспринимает совершенно конкретное количество теплоты $Q_{\text{д}}$. Отношение теоретического количества теплоты Q к действительному

Q_d можно считать основной характеристикой парогенерирующего контура естественной циркуляции. Назовем эту характеристику циркуляционным критерием

$$K_{ц} = Q/Q_d = (w_{п} \rho' f_{п} r) / Q_d \quad (9.61)$$

Если числитель и знаменатель равенства (9.61) разделим на $f_{п} \rho'' r$, то получим

$$K_{ц} = \frac{w_{п} (\rho' / \rho'')}{Q_d / (f_{п} (\rho'' r))} \quad (9.62)$$

Величина $Q_d / (f_{п} \rho'' r)$ есть приведенная скорость пара w_0'' в подъемной системе при отсутствии недогрева жидкости на входе в парогенерирующие каналы, представляющая собой некоторое условное значение приведенной скорости пара. Если в равенство (9.62) подставим значение $w_{п}$ из (9.59) и выполним несложные преобразования, то получим значение циркуляционного критерия:

$$K_{ц} = \frac{1}{w_0''} \sqrt{\frac{2 g H_{п} \left[\frac{\rho'}{\rho''} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] - \sum \zeta_{п} \frac{\rho'}{\rho''} (w_0'')^2}{\sum \zeta_{п} + \sum \zeta_0 (f_{п} / f_0)^2}} \quad (9.63)$$

Сравнительный анализ действительного значения кратности естественной циркуляции и циркуляционного критерия показал, что в диапазоне $f_{п}/f_0 = 2,0 \div 4,0$ (соотношения, отвечающего максимальным циркуляционным возможностям контура) кратность естественной циркуляции однозначно определяется циркуляционным критерием.

Были обобщены все опытные данные [53, 54, 55] по трубным контурам и контурам, представляющим собой трубки Фильда в широком диапазоне давлений, тепловых нагрузок, геометрических размеров и режимов работы контура. В результате обобщения получена расчетная зависимость для определения действительного значения кратности естественной циркуляции в простом контуре с максимальными циркуляционными возможностями:

$$ж = \frac{0,65}{w_0''} \sqrt{\frac{2 g H_{п} \left[\frac{\rho'}{\rho''} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] - \sum \zeta_{п} \frac{\rho'}{\rho''} (w_0'')^2}{\sum \zeta_{п} + \sum \zeta_0 (f_{п} / f_0)^2}} \quad (9.64)$$

Равенство (9.64) показывает, что кратность естественной циркуляции меньше циркуляционного критерия и равна $0,65 K_{ц}$. Зависимость (9.64) удобна при выполнении проектно-конструкторских расчетов первого приближения, когда осуществляются эскизные и предэскизные проработки кон-

струкций парогенераторов. В этом случае при известных схемах контура, геометрических характеристиках и тепловых нагрузках по (9.64) определяется кратность естественной циркуляции. Расчеты, выполненные для различных контуров упрощенным методом и методом решения системы двух уравнений, показали, что во всех случаях эти оба метода дают расчетные значения кратностей циркуляции, различающиеся не более чем на 10—12%. Если в подъемные каналы входит жидкость, догретая до температуры кипения, то в (9.64) подставляются действительное значение приведенной скорости пара w_0'' и напорная высота H_n , равная высоте паросодержащего участка. Если на входе в подъемные каналы поступает недогретая жидкость, то в (9.64) подставляется условная приведенная скорость пара, рассчитанная по полной тепловой нагрузке подъемных каналов, а напорная высота H_n определяется расстоянием от нижней точки начала обогрева до уровня воды в верхнем барабане.

9.8. ПОКАЗАТЕЛИ НАДЕЖНОСТИ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Основной целью расчетов естественной циркуляции является оценка надежности работы парогенерирующих каналов, входящих в контур естественной циркуляции. Парогенерирующий канал будет работать продолжительное время без каких-либо повреждений при условии, если его теплообменная поверхность имеет по длине и периметру стабильную температуру, допустимую для данного класса материала. Отклонение температурного режима теплообменных поверхностей от нормального может быть вызвано изменением движения потока в отдельных каналах, в результате чего возникает нарушение их нормального охлаждения. Недостаточное охлаждение стенок парогенерирующих каналов может иметь место при нарушении смачиваемости части или всего периметра канала жидкой пленкой при больших значениях сухости пара, когда наступает режим ухудшенного теплообмена. В этом случае в месте исчезновения жидкостной пленки возникает нерегулярный тепловой режим, приводящий к резкому увеличению температуры теплообменной поверхности.

Кроме того, в месте ухудшения теплообмена возникают значительные колебания температуры стенки, достигающие в отдельных случаях (в зависимости от плотности теплового потока) нескольких сотен градусов. С целью исключения режима ухудшенного теплообмена расчетное массо-

вое паросодержание на выходе из парогенерирующих каналов x должно быть меньше граничного массового паросодержания $x_{гд}$, при котором возникает режим ухудшенного теплообмена.

Нарушение охлаждения стенки парогенерирующих каналов может произойти при омывании теплообменной поверхности потоком пара с малой скоростью. Такой режим может возникнуть при образовании свободного уровня в отдельных парогенерирующих каналах, подведенных в паровое пространство верхнего барабана (над уровнем воды) и имеющих непосредственные тепловые нагрузки (рис. 9.11).

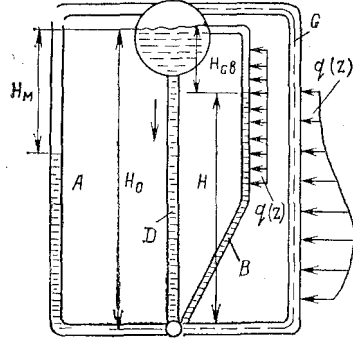


Рис. 9.11. Схема сложного контура естественной циркуляции

паровое пространство верхнего барабана (над уровнем воды) и имеющих непосредственные тепловые нагрузки (рис. 9.11).

Режимы с образованием свободных уровней возникают в слабо обогреваемых парогенерирующих каналах, работающих параллельно с сильно обогреваемыми. На рис. 9.11 представлены следующие группы каналов: сильно обогреваемых C, слабо обогреваемых B и необогреваемых A. Все каналы выведены в паровое пространство верхнего барабана.

При установившейся работе парогенератора в группе необогреваемых каналов A вследствие падения давления в нижнем коллекторе, обусловленного сопротивлением течения потока в опускной системе D, образуется жидкостный уровень высотой $H_0 - H_m$. Равенству давлений в нижнем коллекторе должно удовлетворять условие баланса сил в каналах A и D

$$gH_m\rho'' + g(H_0 - H_m)\rho' = gH_0\rho' - \Delta p_0, \quad (9.65)$$

где H_m , H_0 , Δp_0 — соответственно максимальная высота свободного уровня в необогреваемых каналах, полная высота контура и сопротивление в опускной системе. Из уравнения (9.65) можно получить максимальное расстояние от уровня жидкости в верхнем барабане до уровня в необогреваемых каналах:

$$H_m = \Delta p_0 / [g(\rho' - \rho'')]. \quad (9.66)$$

Если каналы на высоте $H_0 - H_m$ не обогреваются, а на высоте H_m обогреваются, то положение уровня от этого не изменится, поскольку обогрев выше пьезометрическо-

го уровня не вызовет циркуляцию в этих каналах. Следовательно, из-за малого коэффициента теплообмена от стенки к неподвижному пару обогрев на участке H_m приведет к резкому увеличению температуры стенок каналов вплоть до температуры греющего теплоносителя. Уравнение (9.66) показывает, что положение максимального уровня увеличивается с увеличением сопротивления в опускной системе.

В слабо обогреваемых каналах группы B также может образоваться свободный уровень, но он будет находиться несколько выше по сравнению с каналами A . При образовании свободного уровня в слабо обогреваемых каналах количество поступающей в них жидкости будет равно количеству образующегося в них пара, который барботирует через слой жидкости. Равенству давлений в нижнем коллекторе должно удовлетворять условие баланса сил в каналах B и D

$$gH_0\rho' - \Delta p_0 = g(H_0 - H_{св})\rho_{см} + gH_{св}\rho'' + \Delta p_{в}, \quad (9.67)$$

где $H_{св}$, $\rho_{см}$, $\Delta p_{в}$ — соответственно высота свободного уровня в канале β , средняя плотность смеси на участке $H_0 - H_{св}$ и сопротивление в канале B .

Из уравнения (9.67) получим высоту свободного уровня в слабообогреваемых каналах

$$H_{св} = \frac{\Delta p_0 + \Delta p_{в} - gH_0(\rho' - \rho_{см})}{g(\rho_{см} - \rho'')}. \quad (9.68)$$

Формула (9.68) показывает, что высота свободного уровня равна нулю (исчезает свободный уровень в слабо обогреваемых каналах) при $\Delta p_0 + \Delta p_{в} = gH_0(\rho' - \rho_{см})$. Такой режим наступит при увеличении паросодержания на участке $H_0 - H_{св}$, что приведет к уменьшению средней плотности пароводяной смеси $\rho_{см}$. В слабо обогреваемых трубах высота свободного уровня возрастает с увеличением сопротивления в опускной системе. При условии обогрева на участке $H_{св}$ произойдет резкое увеличение температуры стенки парогенерирующего канала из-за слабого теплообмена от стенки к пару, перемещающемуся с малой скоростью.

В слабо обогреваемых каналах режим со свободным уровнем наступает в том случае, если в этом канале $gH_0(\rho' - \rho_{см}) < \Delta p_0 + \Delta p_{в}$, т. е. если движущий напор меньше суммы сопротивлений в опускной системе и в этом канале или меньше движущего напора у контура в целом.

Если парогенерирующие каналы вывести в верхний барабан под уровень воды (в водяное пространство), то образования свободных уровней не произойдет. В этом случае часть слабо обогреваемых каналов может выполнять дополнительную роль опускной системы, в отдельных случаях может быть знакопеременное движение потока в них (слабое подъемное движение может смениться слабым опускным). Резкого нарушения температурного режима теплопередающих поверхностей не произойдет, поскольку

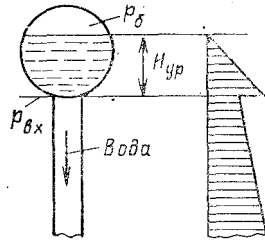


Рис. 9.12. Изменение статического давления в элементах контура

стенки каналов в этих режимах будут смачиваться жидкостной пленкой. Надежная работа контура естественной циркуляции обеспечивается достаточным и непрерывным поступлением жидкости в парогенерирующие каналы. Частичное снижение расхода или полное прекращение питания неизбежно приведет к нарушению теплового режима теплообменных поверхностей. Снижение расхода жидкости в парогенерирующих каналах может произойти из-за образования пара в опускной системе. Появление пара в опускной системе приведет к увеличению гидравлического сопротивления в ней и изменению ее гидравлической характеристики. Пар в опускную систему может попасть в результате захвата его из парового пространства верхнего барабана, захвата опускным потоком в переливных окнах, вскипания жидкости при резком падении давления и в результате парообразования при обогреве опускных каналов.

Захват пара в опускные каналы из парового пространства верхнего барабана можно исключить, если выбрать уровень воды над выходным сечением выше некоторого минимального значения $H_{вд}$, при котором не наблюдается захвата пара. Высота минимального уровня $H_{вд}$ определяется по экспериментальным кривым в зависимости от скорости воды в опускных каналах w_0 и в узком сечении барабана $w_б$. Вследствие падения давления на входе в опускные каналы возможно образование в них пара.

В месте входа воды в опускные каналы наблюдается некоторое превышение статического давления за счет гидростатического давления столба жидкости (рис. 9.12):

$$\Delta p_r = g H_{цр} \rho' \quad (9.69)$$

При входе в опускные каналы происходит падение давления на величину

$$\Delta p_{\text{вх}} = (1 + \zeta_{\text{вх}}) \rho' (w_0^2 / 2). \quad (9.70)$$

Вскипания воды на входе не произойдет в том случае, если статическое давление в месте входа $p_{\text{вх}}$ будет больше давления в барабане $p_{\text{б}}$. Это условие обеспечивается при $\Delta p_{\text{т}} > \Delta p_{\text{вх}}$. Когда $p_{\text{вх}}$ окажется меньше давления насыщения, произойдет вскипание. Следовательно, для того чтобы исключить вскипание на входе в опускную систему, необходимо иметь

$$w_0 < (2gH_{\text{yp}}) / (1 + \zeta_{\text{вх}})^{0.5}. \quad (9.71)$$

Неравенство (9.71) справедливо для случая, когда недогрев жидкости в верхнем барабане $\Delta i_{\text{б}} = 0$. При наличии недогрева жидкости в верхнем барабане возможно снижение давления дополнительно на

$$\Delta p'_{\text{вк}} = \frac{\Delta i_{\text{б}}}{\partial i / \partial p}. \quad (9.72)$$

В этом случае можно допустить увеличение входной скорости до

$$w_{\text{вк}} < \sqrt{2 \left[gH_{\text{yp}} + \frac{\Delta i_{\text{б}}}{\rho' (\partial i / \partial p)} \right]} / (1 + \zeta_{\text{вк}}). \quad (9.73)$$

В ядерных энергетических установках широкое распространение получили специальные приспособления, предназначенные для конденсации пара в опускных системах. На входе в опускные каналы устанавливают коллекторы, из которых выходят тонкие водяные струи с температурой значительно ниже температуры насыщения. Попадая в зону мелких холодных струй, пар конденсируется.

Глава десятая

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КАНАЛАХ

10.1. УРАВНЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Наряду с естественной циркуляцией в современных парогенерирующих системах широко применяется принудительное движение рабочего тела (воды и парово-

дяной смеси). С увеличением рабочего давления расширяется диапазон применения парогенерирующих установок с многократной принудительной циркуляцией, а при давлениях, близких к критическому или сверхкритическому, применяются парогенераторы прямоточные или с комбинированной циркуляцией. В современных парогенерирующих установках рабочее тело перемещается по каналам, включенным параллельно и имеющим общие раз-

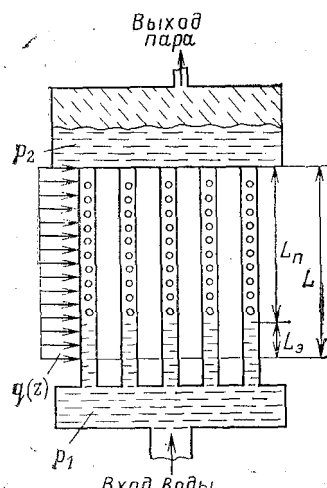


Рис. 10.1. Многоканальная схема парогенерирующей установки

дающие и собирающие коллекторы или емкости, причем если все парогенерирующие каналы имеют равнозначные тепловые, гидравлические и геометрические характеристики, то требуется обеспечить достаточно равномерную раздачу рабочей среды по всем каналам. Если эти характеристики парогенерирующих каналов неравнозначны, то осуществляют искусственное распределение рабочей среды по каналам с таким условием, чтобы на выходе из всех каналов рабочая среда имела одинаковую энтальпию. В единичном парогенерирующем канале, включенном параллельно со многими другими между двумя коллекторами и имеющем постоянный перепад

давления на полной длине (рис. 10.1), массовый расход рабочей среды будет определяться местными гидравлическими сопротивлениями и сопротивлениями по длине, геометрией канала и изменением геометрии по длине, распределением тепловых потоков по длине и общим количеством подведенной теплоты, а также энтальпией среды на входе. Графическая или аналитическая зависимость полного гидравлического сопротивления парогенерирующего канала от расхода рабочей среды при стационарном режиме называется гидродинамической характеристикой.

Рассмотрим сначала наиболее простой случай генерации пара в параллельно включенных трубах постоянного по длине сечения. При горизонтальном расположении труб перепад давления между коллекторами $p_1—p_2$ равен гидравлическому сопротивлению. При определении зависимости потери давления на трение от массовой скорости

в парогенерирующих трубах предположим, что в отдельную трубу поступает жидкость, не догретая до температуры насыщения, т. е. с энтальпией на входе $i_{\text{вх}} < i'$. Тогда потеря давления на трение составит

$$\Delta p_{\text{тр}} = \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L_3 (\rho'w)^2}{d} + \psi \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L - L_3 (\rho'w)^2}{d} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right], \quad (10.1)$$

где $\xi_{\text{ГОМ}}$ — коэффициент гидравлического сопротивления гомогенного потока; ψ — относительный коэффициент гидравлического сопротивления пароводяной смеси; L_3 — длина экономайзерного участка; $L_{\text{п}} = L - L_3$ — длина паросодержащего участка; x — среднее массовое паросодержание на испарительном участке.

Из уравнения теплового баланса на экономайзерном участке

$$\pi d L_3 q = (\pi d^2 / 4) \rho' w (i' - i_{\text{вх}}) \quad (10.2)$$

определим длину экономайзерного участка:

$$L_3 = \rho' w d \Delta i_{\text{вх}} / 4q, \quad (10.3)$$

где q — средняя плотность теплового потока; $\Delta i_{\text{вх}}$ — недогрев воды на входе в трубу.

Из уравнения теплового баланса испарительного участка

$$\pi d q (L - L_3) = (\pi d^2 / 4) \rho' w (i_{\text{вых}} - i) \quad (10.4)$$

определим выходное массовое паросодержание с учетом (10.2):

$$x_{\text{вых}} = 4qL / (rd\rho'w) - \Delta i_{\text{вх}} / r. \quad (10.5)$$

Учитывая, что $x = x_{\text{вых}} / 2$, определим среднее массовое паросодержание на испарительном участке:

$$x = 2qL / (rd\rho'w_1) - \Delta i_{\text{вх}} / 2r. \quad (10.6)$$

Подставим значения L_3 и x в (10.1) и после преобразования получим

$$\Delta p_{\text{тр}} = A(\rho'w)^3 + B(\rho'w)^2 + C(\rho'w), \quad (10.7)$$

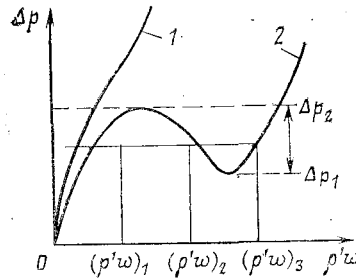
где

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} \Delta i_{\text{вх}}}{8 \rho' q} \left\{ 1 - \psi \left[1 - \frac{\Delta i_{\text{вх}}}{2r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] \right\}; \\ B &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} L \psi}{2 \rho' d} \left[1 - \frac{\Delta i_{\text{вх}}}{r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]; \\ C &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} L^2 q \psi}{\rho' r d^2} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (10.8)$$

При расчетах в первом приближении можно принять $\psi=1$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} \Delta i_{\text{ex}}^2}{16 r \rho' q} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right); \\ B &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} L}{2 \rho' d} \left[1 - \frac{\Delta i_{\text{ex}}}{2} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]; \\ C &= \frac{\xi_{\text{ГОМ}} L^2 q}{\rho r' d^2} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (10.09)$$

Зависимость $\Delta p_{\text{тр}}$ от массовой скорости $\rho'w$ выражается уравнением третьей степени (10.7). Из этого следует,



что одному значению перепада давления $\Delta p_{\text{тр}}$ могут соответствовать три значения массовой скорости: $(\rho'w)_1$, $(\rho'w)_2$, $(\rho'w)_3$ (рис. 10.2, кривая 2), т. е. решение уравнения (10.7) может дать три действительных корня.

Рис. 10.2. Гидродинамическая характеристика парогенерирующей трубы

Гидродинамическая характеристика, имеющая в интервале изменения потерь на трение от Δp_1 до Δp_2 три массовых расхода при одном значении перепада, считается неустойчивой.

Неустойчивые гидродинамические характеристики для интенсивно обогреваемых теплообменных поверхностей допускать не следует, поскольку меньшая из возможных скоростей может оказаться ниже предельно допустимой по условиям надежной работы реактора или парогенератора. Гидравлическая характеристика является устойчивой, если во всем диапазоне изменения $\Delta p_{\text{тр}}=f(\rho'w)$ решение уравнения (10.7) приводит к одному действительному и двум комплексным корням (рис. 10.2, кривая 1). У неустойчивой характеристики имеется два экстремума. Массовые скорости, отвечающие экстремумам, могут быть определены из следующего условия:

$$\begin{aligned} d(\Delta p_{\text{тр}})/d(\rho'w) &= 3A (\rho'w)^2 + \\ &+ 2B(\rho'w) + C = 0. \end{aligned} \quad (10.10)$$

Решение уравнения (10.10) имеет вид

$$\rho'w = \left(-B \pm \sqrt{B^2 - 3AC} \right) / 3A. \quad (10.11)$$

Из формулы (10.11) можно определить условие, при котором гидродинамическая характеристика стабильна:

$$B^2 \leq 3AC. \quad (10.12)$$

Если гидродинамическая характеристика стабильна (нет экстремальных значений), то уравнение (10.10) не должно иметь действительных корней [условие (10.12)]. Если в уравнение (10.12) подставим значения A , B и C из системы (10.8), то получим условие стабильности гидродинамической характеристики для равномерно обогреваемой парогенерирующей трубы с учетом потери давления только на трение:

$$\frac{\frac{\Delta i_{\text{ex}}}{r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \left\{ 1 - \psi \left[1 - \frac{\Delta i_{\text{ex}}}{2r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] \right\}}{\psi \left[1 - \frac{\Delta i_{\text{ex}}}{r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]^2} \geq \frac{2}{3}. \quad (10.13)$$

Зависимость для условия гидродинамической стабильности упрощается при $\psi=1$:

$$\Delta i_{\text{ex}} = i' - i_{\text{ex}} < \frac{7,46r}{\rho' / \rho'' - 1}. \quad (10.14)$$

С уменьшением недогрева воды на входе в парогенерирующую трубу гидродинамическая стабильность возрастает. В предельном случае, когда $\Delta i_{\text{вх}}=0$, также $A=0$ и уравнение (10.7) приобретает вид квадратической стабильной зависимости. Следовательно, с увеличением $\Delta i_{\text{вх}}$ возрастает нестабильность гидродинамической характеристики. С увеличением давления гидродинамическая стабильность возрастает, поскольку в равенстве (10.14) знаменатель правой части убывает быстрее, чем числитель, и допустимый недогрев воды $\Delta i_{\text{вх}}$ возрастает.

Наличие местных сопротивлений в парогенерирующей трубе оказывает неоднозначное влияние на гидродинамическую характеристику. Если местное сопротивление расположено на экономайзерном участке, то потеря давления в нем (при допущении, что плотность среды на экономайзерном участке изменяется слабо) может быть представлена уравнением

$$\Delta p_{\text{м.вх}} = \zeta_{\text{м}} (\rho' w)^2 / 2\rho'. \quad (10.15)$$

Полная потеря давления в канале равна сумме потерь на трение и местное сопротивление:

$$\sum \Delta p = \zeta_m \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} + \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L_3}{d} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} + \psi \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L - L_3}{d} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (10.16)$$

На рис. 10.3 нанесены кривые 1, 2, 3, построенные по уравнениям (10.15), (10.1) и (10.16) соответственно. Из графиков видно, что наличие местного сопротивления на экономайзерном участке стремится стабилизировать гидродинамическую характеристику.

Если местное сопротивление установлено на паросодержащем участке ближе к выходу, то потеря давления в этом месте может быть определена по уравнению

$$\Delta p_{\text{м.вых}} = \zeta_{\text{м.вых}} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (10.17)$$

С увеличением массовой скорости в парогенерирующем канале потеря давления, вызванная местным сопротивлением, на выходе вначале возрастает, а потом падает. Это связано с уменьшением паросодержания при увеличении массовой скорости. Полная потеря давления в канале с местным сопротивлением, установленным на выходе,

$$\sum \Delta p = \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L_3}{d} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} + \psi \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L - L_3}{d} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] + \zeta_{\text{м.вых}} \frac{(\rho'w)^2}{2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right], \quad (10.18)$$

На рис. 10.4 нанесены кривые 1, 2, 3, построенные по уравнениям (10.17), (10.1) и (10.18). Из графиков видно,

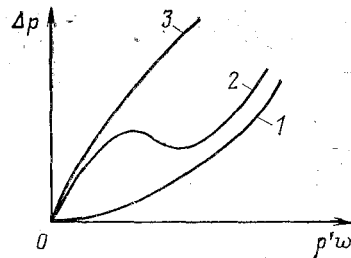


Рис. 10.3. Гидродинамическая характеристика трубы с местным сопротивлением на выходе (3) и без местного сопротивления на входе (2)

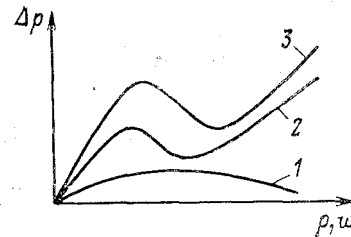


Рис. 10.4. Гидродинамическая характеристика трубы с местным сопротивлением на входе (3) и без местного сопротивления на выходе (2)

что местное сопротивление, установленное на выходе парогенерирующего канала, стремится уменьшить стабилизацию гидродинамической характеристики.

При вертикальном расположении парогенерирующих труб на гидравлическую характеристику существенное влияние оказывает нивелирный напор, который зависит от массовой скорости. С увеличением $\rho'w$ истинное паросодержание ϕ уменьшается (при одном и том же количестве теплоты, воспринятой потоком) и соответственно возрастает нивелирный напор:

$$\Delta p H_{\Pi} g H_{\Pi} [\rho''\phi(1-\phi)\rho' + g H_{\Sigma}\rho'], \quad (10.19)$$

где H_{Π} , H_{Σ} — соответственно высота паросодержащего и экономайзерного участков; ϕ — среднеинтегральное истинное паросодержание на паросодержащем участке.

В этом случае полный перепад давления на парогенерирующей вертикальной трубе равен сумме перепада на трение и нивелирного напора:

$$\begin{aligned} \sum \Delta p = & \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L_{\Sigma} (\rho'w)^2}{d \cdot 2\rho'} + \psi \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L - L_{\Sigma} (\rho'w)^2}{d \cdot 2\rho'} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] + \\ & + g H_{\Pi} [\phi\rho'' + (1 - \phi)\rho'] + g H_{\Sigma}\rho'. \end{aligned} \quad (10.20)$$

При подъемном движении среды нивелирный напор действует в направлении, обратном движению потока, поэтому он складывается с потерями, в связи с чем в подъемных трубах нивелирный напор улучшает гидродинамическую характеристику.

На рис. 10.5 нанесены кривые 1, 2, 3, построенные по уравнениям (10.19), (10.1) и (10.20). Потеря напора от ускорения движения пароводяного потока зависит неоднозначно от массовой скорости. С увеличением массовой скорости потеря от ускорения вначале возрастает, достигает максимума, а затем начинает падать в соответствии с равенством

$$\Delta p_y = \rho'w(w'_{\text{см}} - w). \quad (10.21)$$

С увеличением $\rho'w$ истинное паросодержание уменьшается, в связи с чем уменьшается истинная скорость смеси на выходе:

$$w''_{\text{см}} = \rho'w / [\phi\rho'' + (1 - \phi)\rho']. \quad (10.22)$$

При определенных значениях $\rho'w$ разность $w''_{\text{см}} - w$ начинает уменьшаться быстрее, чем будет возрастать $\rho'w$. В этом случае значение $\Delta p_y = f(\rho'w)$ уменьшается, в связи с чем потери на ускорение увеличивают гидродинамиче-

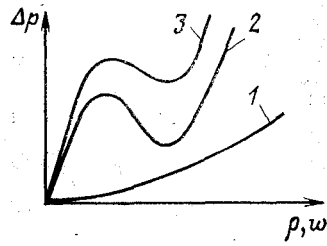


Рис. 10.5. Гидродинамическая характеристика трубы с учетом нивелирного напора (3) и без учета последнего (2)

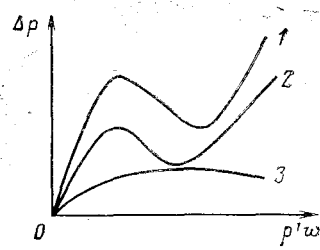


Рис. 10.6. Гидродинамическая характеристика трубы с учетом потери на ускорение (3) и без учета последней (2)

скую нестабильность. Полная потеря в канале с учетом потерь на трение и ускорение определится выражением

$$\sum \Delta p = \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L_3 (\rho' w)^2}{d} + \psi \xi_{\text{ГОМ}} \frac{L - L_3 (\rho' w)^2}{d} \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] + \rho' w (w_{\text{см}}'' - w). \quad (10.23)$$

На рис. 10.6 приведены кривые 1, 2, 3, построенные по формулам (10.23), (10.1) и (10.21). Графики показывают, что потеря напора, связанная с ускорением [экстремум функции $\Delta p_v = f(\rho' w)$ в середине графика], приводит к ухудшению стабильности гидродинамической характеристики. Геометрия рабочих каналов кипящих ядерных реакторов имеет существенное отличие от геометрии простых труб. Наличие входных и выходных концевых решеток, а также дистанционирующих решеток, установленных через определенный промежуток по длине кассеты, создает местные препятствия для движущихся однофазного и двухфазного потоков. В этом случае гидравлическая характеристика технологического канала или кассеты может быть определена по уравнению вида

$$\sum \Delta p_k = \Delta p_{\text{в.р}} + \sum \Delta p_{\text{д.р.э}} + \Delta p_{\text{т.р.э}} + \sum \Delta p_{\text{д.р.п}} + \Delta p_{\text{т.р.п}} + \Delta p_{\text{к.р}} + \Delta p_y + \Delta p_n, \quad (10.24)$$

где $\Delta p_{\text{в.р}}$ — потеря напора во входной концевой решетке; $\sum \Delta p_{\text{д.р.э}}$ — суммарная потеря напора в дистанционирующих решетках, расположенных на экономайзерном участке; $\sum \Delta p_{\text{д.р.п}}$ — суммарная потеря напора в дистанционирующих решетках, расположенных на паросодержащем участке; $\Delta p_{\text{т.р.э}}$, $\Delta p_{\text{т.р.п}}$ — соответственно потери напора на трение экономайзерного и испарительного участков; $\Delta p_{\text{к.р}}$ — потеря напора в концевой выходной решетке; Δp_y , Δp_n — со-

ответственно потеря напора от ускорения и нивелирный напор.

Если на входе в канал установлены дополнительные приспособления (измерительные или регулирующие шайбы, регулирующая или запорная арматура), то в уравнении (10.24) следует учитывать дополнительные потери напора. В отдельных случаях каждый парогенерирующий канал (технологический канал реактора РБМК) имеет самостоятельный трубопровод, подводящий пароводяной поток от технологического канала к верхнему барабану. При построении гидродинамической характеристики в данном случае необходимо учесть потерю напора в отводящем трубопроводе.

Длину экономайзерного участка в технологическом канале можно определить из уравнения теплового баланса

$$\rho'w\Omega(i' - i_{вх}) = \pi d_1 q_1(z) L_{1з} + \pi d_1 q_2(z) L_{2з} + \dots + \pi d_1 q_k(z) L_{кз} = \pi d_T \sum_{i=1}^{i=k} q_i(z) L_{iз}, \quad (10.25)$$

где Ω — площадь сечения для прохода теплоносителя в канале; $q_1(z), q_2(z), \dots, q_k(z)$ — соответственно средние плотности тепловых потоков в 1, 2, ..., k -м твэлах; $L_{1з}, L_{2з}, \dots, L_{кз}$ — соответственно длины экономайзерных участков в 1, 2, ..., k -й ячейках; d_T — наружный диаметр твэла.

При условии достаточно полного перемешивания теплоносителя на экономайзерном участке можно допустить, что $L_{1з} = L_{2з} = \dots = L_{кз}$. Тогда средняя длина экономайзерного участка в технологическом канале равна

$$L_з = \rho'w\Omega(i' - i_{вх}) / \pi d_T \sum_{i=1}^{i=k} q_i(z). \quad (10.25a)$$

В действительности полного перемешивания может не быть. В этом случае в ячейке с максимальным энерговыделением подогрев жидкости до температуры кипения произойдет несколько раньше, чем поток достигнет сечения, отвечающего длине $L_з$, а в ячейке с минимальным энерговыделением эта точка переместится несколько вверх за сечение, находящееся на длине $L_з$.

При равнозначном энерговыделении всех твэлов, когда $q_1(z) = q_2(z) = \dots = q_k(z) = q(z)$, длина экономайзерного участка определяется выражением

$$L_з = \rho'w\Omega(i' - i_{вх}) / [\pi d_T k q(z)], \quad (10.26)$$

где k — число твэлов.

10.2. ТЕПЛОВАЯ И ГИДРАВЛИЧЕСКАЯ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПАРАЛЛЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КАНАЛОВ

Параллельно включенные парогенерирующие каналы никогда не бывают абсолютно одинаковыми. Их нетождественность объясняется как различием общего тепловосприятия и профиля энерговыделения по высоте, так и геометрическим различием, связанным с технологическим отступлением при изготовлении.

В результате неодинакового обогрева и расхода рабочего тела через каналы энтальпия среды на выходе из отдельных элементов может сильно отличаться от среднего значения. Отклонение приращения энтальпии в них от среднего значения для всех параллельно включенных каналов называется тепловой разверкой. Величина, характеризующая тепловую разверку, называется коэффициентом тепловой разверки

$$\eta_T = \Delta i_k / \Delta i_{cp}, \quad (10.27)$$

где Δi_k — приращение энтальпии среды в отдельном канале; Δi_{cp} — среднее приращение энтальпии во всех каналах. Канал, имеющий наибольшее значение η_T , называется развернутым. Для развернутой трубы значение η_T может быть определено из уравнений теплового баланса трубы и всего параллельно включенного пучка труб

$$\begin{aligned} \rho' w (\pi d^2 / 4) (i_{\text{вых}} - i_{\text{вх}}) &= \pi d L q(z); & (10.28) \\ \rho' w_{cp} n (\pi d^2 / 4) (i_{\text{пуч}} - i_{\text{вх}}) &= \pi d n L_{\text{пуч}} q_{\text{пуч}}(z), & (10.29) \end{aligned}$$

где w , w_{cp} — соответственно скорость теплоносителя в развернутой трубе и средняя скорость во всем пучке; $q(z)$, $q_{\text{пуч}}(z)$ — соответственно средние интегральные тепловые потоки по длине развернутой трубы и всего пучка труб; n — число труб в пучке; $i_{\text{вых}}$, $i_{\text{пуч}}$ — энтальпия среды на выходе из развернутой трубы и средняя энтальпия на выходе из всего пучка; L — обогреваемая длина трубы; $L_{\text{пуч}}$ — средняя обогреваемая длина пучка.

С учетом зависимостей (10.27) — (10.29) коэффициент тепловой разверки может быть выражен следующим образом:

$$\eta_T = (i_{\text{вых}} - i_{\text{вх}}) / (i_{\text{пуч}} - i_{\text{вх}}) = q(z) w_{cp} / [q_{\text{пуч}}(z) w]. \quad (10.30)$$

Уравнение (10.30) получено в предположении конструкционной тождественности геометрических величин, когда $L = L_{\text{пуч}}$ и диаметры труб равны между собой. С учетом

конструкционной нетождественности коэффициент η_r равен

$$\eta_r = Fq(z) M_{\text{пуч}} / [F_{\text{пуч}} q_{\text{пуч}}(z) M], \quad (10.31)$$

где $F = \pi dL$ — площадь обогреваемой поверхности развернутой трубы; $F_{\text{пуч}} = n\pi dL_{\text{пуч}}$ — площадь обогреваемой поверхности всего пучка; $M = \rho'w(\pi d^2/4)$ — массовый расход среды через развернутую трубу; $M_{\text{пуч}} = n\rho'w_{\text{ср}}(\pi d^2/4)$ — средний массовый расход среды через весь пучок. Если обозначить $\eta_k = F/F_{\text{пуч}}$, $\eta_z = q(z)/q_{\text{пуч}}(z)$, $\eta_r = M/M_{\text{пуч}}$, то

$$\eta_r = \eta_k \eta_z / \eta_r, \quad (10.32)$$

где η_k — коэффициент конструкционной нетождественности; η_z — коэффициент нетождественности энерговыделения (теплоподвода); η_r — коэффициент гидравлической разверки.

В активной зоне ядерного реактора из-за неравномерности энерговыделения по радиусу каждый технологический канал (или кассета), расположенный на некотором расстоянии от центра, имеет энерговыделение, отличное (меньшее) от энерговыделения в центральном канале. Кроме того, из-за неравномерности энерговыделения по высоте активной зоны имеется дополнительная тепловая нетождественность в каналах. Механическая нетождественность создает условия неравномерности энерговыделения в сечении кассеты. Таким образом, в каждой кассете ядерного реактора имеет место значительная тепловая нетождественность из-за неравномерностей энерговыделения по радиусу и высоте активной зоны и неравномерности энерговыделения по сечению самой кассеты или технологического канала. Для уменьшения тепловой разверки по активной зоне (уменьшения коэффициента тепловой разверки) искусственно увеличивают коэффициент гидравлической разверки путем перераспределения массы теплоносителя по зоне таким образом, чтобы максимальный расход имел место в наиболее энергонапряженных кассетах, а минимальный — в менее напряженных. При искусственном увеличении значения η_r , стоящего в знаменателе равенства (10.32), уменьшается коэффициент тепловой разверки.

10.3. МЕТОДЫ УСТРАНЕНИЯ МЕЖВИТКОВЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

Экспериментальные исследования и испытания действующих парогенерирующих установок показали, что при определенных условиях в испарительных каналах возникают периодические колебания расходов и давлений рабочей

среды. Эти колебания в отдельных случаях сопровождаются значительными колебаниями температуры стенок теплопередающих поверхностей, приводящими к быстрому их разрушению. Колебания, связанные с перераспределением расходов среды по отдельным каналам при неизменном общем расходе через весь параллельно включенный пучок, называют межвитковыми пульсациями. Этот вид колебаний характерен для парогенерирующих установок с принудительным движением рабочего тела. Возможны также общие колебания расхода среды всего парогенерирующего пучка каналов. Этот вид колебаний имеет место в парогенераторах с естественной циркуляцией.

Одной из причин возникновения межвитковых пульсаций при вынужденном движении рабочей среды может быть неустойчивость гидродинамической характеристики отдельных каналов. Если конструкционные параметры и условия работы парообразующего канала таковы, что его гидродинамическая характеристика неустойчива, то необходимо предусмотреть искусственные мероприятия для превращения гидродинамической характеристики в устойчивую. Наиболее распространенным способом стабилизации гидродинамической характеристики является увеличение потери напора на экономайзерном участке (уменьшение проходного сечения или установка на входе в канал дросселирующих устройств — шайб). В этом случае суммарный эффект от перепада давления на шайбе и сопротивления канала улучшают гидродинамическую характеристику.

Перепад давления на шайбе равен

$$\Delta p_{ш} = \zeta_{ш} (\rho' w_{ш})^2 / 2\rho', \quad (10.33)$$

где $\zeta_{ш}$ — коэффициент сопротивления шайбы, который зависит от толщины краев отверстия и от отношения диаметров шайбы $d_{ш}$ и трубы d ; $\rho' w_{ш}$ — массовая скорость среды, протекающей через шайбу. Так как $(\rho' w_{ш}) = (\rho' w) (d/d_{ш})^2$, то

$$\Delta p_{ш} = \zeta_{ш} (d/d_{ш})^4 (\rho' w)^2 / 2\rho'. \quad (10.34)$$

При суммировании перепада на шайбе и общего перепада на канале коэффициент при $(\rho' w)^2$ в уравнении (10.7) равен

Опыт эксплуатации парогенерирующих установок показал, что при интенсивной генерации пара в канале недопустимы не только многозначные характеристики, но и однозначные с пологим участком кривых, где возможны значи-

тельные изменения расхода среды, приводящие к межвитковым пульсациям. Чем больше сопротивление шайбы, тем круче (а следовательно, устойчивее) становится характеристика. Минимально допустимая крутизна гидродинамической характеристики определяется условием

$$d(\rho'w) / \rho'w \leq 3d(\Delta p_{\text{тр}}) / \Delta p_{\text{тр}}, \quad (10.36)$$

т. е. относительное изменение расхода среды может превышать относительное изменение перепада давления не более чем в 3 раза. Если перепад давления в канале определяется только трением, то неравенство (10.36) с учетом (10.7) и (10.10) можно записать в виде

$$8A(\rho'w)^2 + 5B(\rho'w) + 2C \geq 0. \quad (10.37)$$

При отсутствии экстремумов гидродинамической характеристики наименьшая крутизна находится в точке перегиба кривой (10.7) при условии равенства нулю второй производной:

$$d^2(\Delta p_{\text{тр}}) / d(\rho'w)^2 = 6A(\rho'w) + 2B = 0. \quad (10.38)$$

Из формулы (10.38) получим расчетное значение $\rho'w$, при котором следует проверить крутизну гидродинамической характеристики

$$\rho'w = - [B / (3A)]. \quad (10.39)$$

Достаточную крутизну гидродинамической характеристики получим, если в неравенство (10.37) подставим значение $\rho'w$ из (10.39):

$$B^2 \leq 2,57AC. \quad (10.40)$$

Если это условие не выполняется, то следует установить дроссельную шайбу на входе в парогенерирующий канал, а ее геометрические размеры определить из следующего уравнения:

$$[B + (\zeta_{\text{ш}} / 2\rho') (d/d_{\text{ш}})^4]^2 = 2,57AC. \quad (10.41)$$

Необходимый диаметр шайбы можно определить из (10.41):

$$d_{\text{ш}} = \frac{d}{\sqrt[4]{(1,6\sqrt{AC} - B)(2\rho' / \zeta_{\text{ш}})}}. \quad (10.42)$$

Для гомогенного потока при $\psi=1$ диаметр шайбы можно определить по приближенной зависимости

$$d_{\text{ш}} = \frac{d}{\sqrt[4]{\frac{\zeta_{\text{ГОМ}}}{\zeta_{\text{ш}}} \frac{L}{d} \left[1,8 \frac{\Delta i_{\text{ex}}}{r} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) - 1 \right]}}.$$

Обеспечение необходимой крутизны гидродинамической характеристики [условие (10.41)] является необходимым, но не достаточным условием для устранения межвитковых пульсаций. Установлено, что пульсации возникают лишь при достижении тепловой нагрузкой некоторого значения и понижении массовой скорости ниже некоторого значения. Период пульсации соизмерим с временем прохода среды через обогреваемый канал. Достаточное условие устранения межвитковых пульсаций впервые было получено П. А. Петровым [35] на основе анализа упрощенной модели процесса возникновения пульсаций. В модели рассматривался парогенерирующий канал, состоящий из двух участков: экономайзерного и испарительного. В пределах этих участков свойства среды постоянны, а все изменения свойств происходят вблизи точки закипания. В пульсационном режиме увеличение расхода среды на выходе на dM'' приводит к уменьшению расхода среды на входе на $-dM'$. Соответственно сопротивление испарительного участка Δp_n увеличится на $d(\Delta p_n)$, а сопротивление экономайзерного участка Δp_3 и дроссельной шайбы $\Delta p_{ш}$ уменьшится соответственно на $-d(\Delta p_3)$ и $-d(\Delta p_{ш})$. Если повышение давления в начале экономайзерной части канала больше, чем повышение давления в начале испарительной части, то стабильность движения среды в обоих участках обеспечивается. Это условие является достаточным при обеспечении беспульсационного режима. Запишем условие беспульсационного режима в виде неравенства

$$p_1 - [\Delta p_{ш} - d(\Delta p_{ш})] - [\Delta p_3 - d(\Delta p_3)] \geq p_2 + \Delta p_n + d(\Delta p_n),$$

или

$$p_1 - p_2 - (\Delta p_{ш} + \Delta p_3 + \Delta p_n) + d(\Delta p_{ш}) + d(\Delta p_3) \geq d(\Delta p_n);$$

так как $p_1 - p_2 = \Delta p_{ш} + \Delta p_3 + \Delta p_n$, а $\Delta p_3 + \Delta p_n = \Delta p$, то

$$d(\Delta p_{ш}) + 2d(\Delta p_3) \geq d(\Delta p).$$

Требуемое сопротивление дроссельной шайбы, обеспечивающее беспульсационный режим работы парогенерирующего канала можно получить из последней формулы при учете формул (10.1), (10.4), (10.7), (10.8):

$$\frac{\Delta p_{ш}}{\Delta p} \geq \frac{1,5 \left(\frac{1}{3} - \frac{\Delta i_{ex}}{\Delta i} \right) \left[2 \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} + \frac{\Delta i}{2r} \left(1 - \frac{\Delta i_{ex}}{\Delta i} \right) \right]}{(\Delta i / 2r) \left(1 - \Delta i_{ex} / \Delta i \right)^2 + \rho'' / (\rho' - \rho'')}.$$

Последнее условие получено без учета изменения интенсивности теплоотдачи в пульсационных режимах. При низких давлениях они весьма заметны. Поэтому значения $\Delta p_{ш}$, рассчитанные по данной формуле, занижены. Уточненное

решение, выполненное в предположении, что изменение тепловосприятости пропорционально расходу, дает зависимость вида

$$\frac{\Delta p_{ш}}{\Delta p} \geq 1 - \frac{4\beta(\Delta i_{ex} / \Delta i^2)}{[1 - (1 - \Delta i_{ex} / \Delta i)] + (2\beta / \Delta i)},$$

где $\beta = (r\rho'') / (\rho' - \rho'')$.

При проектировании новых парогенерирующих систем выбор сопротивления экономайзерного участка и шайбы $\Delta p_3 + \Delta p_{ш}$, исключающего пульсационные режимы, осуществляется на основе эмпирических зависимостей

$$(\Delta p_3 + \Delta p_{ш}) / \Delta p = A = f(\rho'w, p).$$

С увеличением значения $\rho'w$ от 200 до 1300 параметр A уменьшается от 1 до 0,1. Увеличение давления p также приводит к уменьшению A . Часто при проектировании новых парогенерирующих установок, к которым предъявляются повышенные требования надежности, принимают $A=1$. По нормативному методу гидравлического расчета пульсации отсутствуют при соблюдении неравенства, где $(\rho'w)_b$ — массовая скорость в развернутом пучке; $(\rho'w)_r$ — граничная массовая скорость, определяемая с помощью номограмм по нормативному методу.

10.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ

В ядерной технике к вновь создаваемым парогенерирующим установкам предъявляются высокие требования надежности. Работа парогенерирующих каналов в беспульсационном режиме является одним из основных условий надежности, поскольку пульсация потока приводит не только к пульсациям температуры теплопередающих поверхностей и усталостным разрушениям металла, но и к появлению кризиса теплообмена. Поэтому одним из основных требований беспульсационной работы испарительных аппаратов является экспериментальная проверка действительных режимов и сопоставление расчетных характеристик с опытными значениями. Наилучшей опытной моделью следует считать модель, выполненную в натуральную величину с реальными тепловыми и гидравлическими характеристиками. Однако проверка гидродинамической устойчивости на натуральных аппаратах или на моделях в натуральную величину не оправдана из-за высокой стоимости эксперимента. Кроме того, проведение исследований на натуральных установках по многим причинам может быть затруднено или просто невозможно. В связи с этим при проектировании реакторов и пара-

генераторов гидродинамические характеристики целесообразно проверять на моделях с минимальным числом параллельно включенных каналов или на модели с одним парогенерирующим каналом. Как правило, парогенерирующие параллельные каналы реакторов и парогенераторов работают в условиях постоянного перепада давления, причем считается, что этот перепад не зависит от изменения расхода по отдельным каналам. Условия постоянства перепада давления на канале при постоянном и переменном расходах среды можно обеспечить моделью, представляющей собой один парогенерирующий канал, включенный параллельно с подогреваемым шунтом, по которому перемещается масса среды, в несколько раз превышающая массовый расход через канал. Такая модель не вызовет возражений, если в выходной коллектор поступает жидкость из шунта с температурой, равной температуре кипения или близкой к ней. При значительном различии этих температур возможны гидравлические удары при смешивании пароводяного потока с жидкостью, что приведет к искажению гидродинамических условий. Один шунт с большим расходом среды можно заменить несколькими парогенерирующими каналами. В этом случае наибольшие затруднения вызовет вопрос выбора числа каналов. Слишком большое их число экономически нецелесообразно. Стремление к уменьшению числа каналов может привести к появлению условий, не свойственных реальной установке, и как следствие — к изменению границы устойчивости. Выбор минимального числа параллельно включенных парогенерирующих каналов в опытной модели или выбор минимального отношения расходов через шунт и канал, дальнейшее увеличение которых на устойчивость циркуляции не влияет, имеет большое значение для перенесения полученных результатов на натурную установку.

В [26] проведены экспериментальные исследования по моделированию параллельной работы испарительных каналов. Если принять, что перепад давления не зависит от изменения расхода по отдельным каналам, то можно просто моделировать их работу с помощью одного канала. При этом постоянный перепад можно создать либо гидростатическим напором, либо необогреваемым шунтом с достаточно большим расходом. Для проверки этого положения была поставлена специальная работа, целью которой являлось:

а) найти минимальное отношение расходов через шунт и канал, дальнейшее увеличение которого не влияет на устойчивость;

б) показать, что границы устойчивой работы одного канала с шунтом при достаточно большом расходе через последний и большого числа тождественных параллельных каналов совпадают;

в) найти минимальное число параллельных каналов, дальнейшее увеличение которого не влияет на устойчивость.

Исследования были выполнены при атмосферном давлении на стенде, схема которого представлена на рис. 10.7. Вода из бака / насо-

сом 2 подавалась в паровой теплообменник 3, после чего поступала в напорную трубу 4. Уровень в ней регулировался и поддерживался сбросом в бак по трубопроводам 5 питательной воды. Далее вода по трубопроводу 12 подавалась на экспериментальный участок 9, состоявший из нескольких тождественных параллельных парогенерирующих каналов. Указанный трубопровод можно считать входным кол-

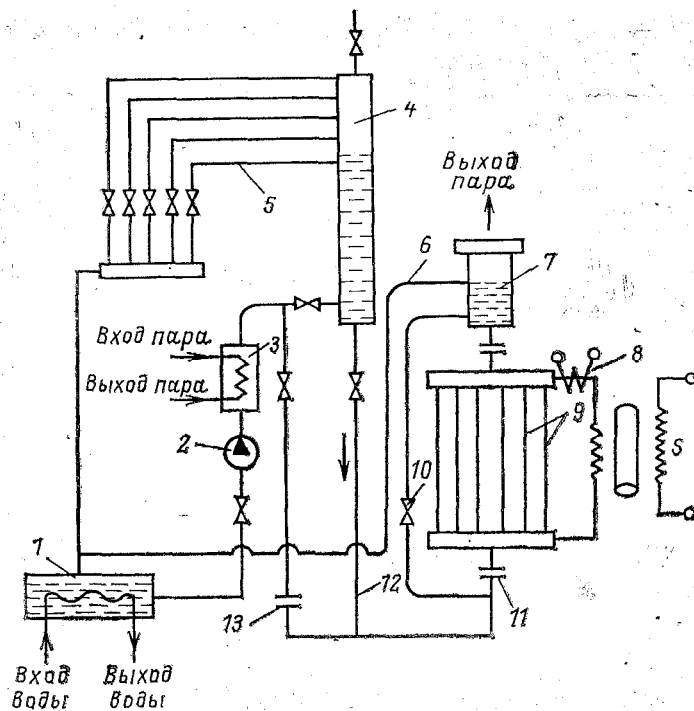


Рис. 10.7. Схема экспериментальной установки

лектором, поскольку скорости в нем пренебрежимо малы. Из экспериментального участка пароводяная смесь поступала в сепаратор 7, откуда вода возвращалась в бак по линии 6, а пар сбрасывался в атмосферу. Перепад давления на участке определялся разностью уровней в напорной трубе и сепараторе и зависел от расхода. Перепад давления можно создавать и без напорной трубы. В этом случае вода направлялась в необогреваемый шунт 10. Экспериментальные каналы обогревались током от трансформатора ОСУ-80, который питался от автотрансформатора АОМК-250. Перепады давления измерялись дифференциальными манометрами, а расходы воды — тарированными шайбами 11 и 13, подключенными к вторичным приборам. Тепловая на-

грузка на каналы определялась по силе тока амперметром, подключенным к трансформатору δ и напряжению.

Сначала опыты проводились на одиночной вертикальной трубе внутренним диаметром 10 мм и длиной 1,4 м. Расходы через шунт изменялись в широких пределах, температура на входе в канал изменялась от 80 до 95 °С. Труба обогревалась на длине 1 м и на входе имела дроссельную шайбу, по которой определялся расход воды. Установлено, что границы устойчивости одинаковы как при работе с напорной трубой, так и при работе с шунтом. В последнем случае не

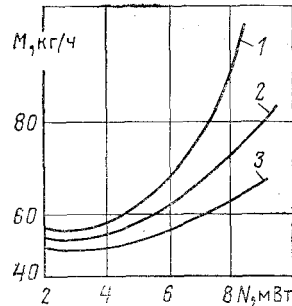


Рис. 10.8. Влияние числа трубок на границу устойчивости

оправдалось опасение, что конденсация пара в недогретой до кипения воде, вызывая гидравлические удары, может привести к преждевременной потере устойчивости. В системе шунт — канал любое возмущение расхода через канал приводит к изменению перепада давления, которое препятствует изменению расхода. Между расходом через канал и перепадом давления существует стабилизирующая обратная связь, которой нет у большого числа параллельных каналов. Однако при больших расходах через шунт эта связь оказалась достаточно слабой, не влияющей на устойчивость.

Анализ результатов показал, что при отношении расходов через шунт и канал более 10 устойчивость циркуляции не зависит от расхода через шунт и остается такой же, как при постоянном перепаде давления.

Для проверки возможности перенесения полученных результатов на большое число тождественных параллельных каналов были проведены опыты с пакетом, имевшим переменное число параллельных трубок внутренним диаметром 6 мм и длиной 1,5 м. На входе в каждую трубку ставилась дроссельная шайба для измерения расхода. Опыты проводились как с шунтом, так и без шунта. Число параллельных трубок уменьшалось в последовательности 16, 13, 11, 9, 8, 7, 6, 5, 4, 3, 1. Предварительно было установлено, что тепловая и гидравлическая неравномерности в пакете практически отсутствуют. Границы устойчивости циркуляции при переменном числе трубок представлены на рис. 10.8.

По оси абсцисс отложена мощность, приходящаяся на одну трубку, по оси ординат — расход. Область устойчивости находится слева от границы. Уменьшение числа трубок до единицы при работе с шунтом и до четырех при работе без шунта не привело к изменению границы устойчивости (кривая 1). В обоих случаях пульсации расхода в каналах не приводили к существенным пульсациям перепада давле-

ния. При работе трех трубок без шунта (кривая 2) область устойчивости расширилась. А при работе двух трубок без шунта область устойчивости (кривая 3) расширилась еще более, причем в последних двух случаях амплитуда пульсации перепада давления достигала 50% среднего значения. Как показали опыты, один канал с постоянным перепадом давления по устойчивости эквивалентен большому числу тождественных каналов. При наличии тепловой и гидравлической неравномерностей параллельные каналы нельзя считать тождественными. При наличии одной лишь тепловой неравномерности следует ожидать возникновения пульсации в наиболее теплонапряженных каналах. Остальные каналы можно считать обогреваемыми шунтом. Гидравлическую неравномерность также можно учесть, имея данные по устойчивости для каналов с различными коэффициентами сопротивления. Следует отметить, что предельное отношение расходов через шунт и канал и минимальное число параллельно включенных каналов могут, по видимому, несколько измениться в ту или иную сторону в зависимости от сочетания геометрических и режимных параметров.

10.5. ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕОРИИ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ

В начале 60-х годов в нашей стране и за рубежом появились первые исследования устойчивости процессов парогенерации, основанные на использовании достижений теории автоматического регулирования [6, 30]. Основоположителем нового направления исследований гидродинамической устойчивости в парогенерирующих каналах по праву следует считать И. И. Морозова. Созданная им модель первого приближения [30] впоследствии заменяется более сложными одномерными моделями потока [31, 32]. Парогенерирующий канал рассматривается как динамическая система с распределенными параметрами. Считается, что все нелинейности в изучаемой динамической системе линеаризованы. При исследовании устойчивости кипящих аппаратов «в малом» принята справедливость стационарных зависимостей по теплообмену и гидравлическому сопротивлению. Это допущение наиболее справедливо при изучении низкочастотной устойчивости, так как скорость изменения теплотехнических параметров при низкочастотных пульсациях мала. Принимается допущение, что на обогреваемом участке коэффициент теплообмена, истинное паросодержание, касательное напряжение, плотности жидкости и пара, энтальпии жидкости и пара зависят только от локального давления, расхода и средней энтальпии потока. При этих допущениях записываются си-

стемы уравнений движения гомогенного и двухфазного рабочих тел.

Для гомогенного потока рабочего тела:

уравнение неразрывности

$$S \partial \rho' / \partial \tau + \partial M / \partial z = 0; \quad (10.43)$$

уравнение энергии

$$S \rho' \partial i / \partial \tau + M \partial i / \partial z = AS \partial p / \partial \tau + q \Pi; \quad (10.44)$$

уравнение количества движения

$$\partial M / \partial \tau + \partial (M w) / \partial z = -g S \partial \rho / \partial z - q \Pi \tau_{\kappa} - \rho g S \sin \theta; \quad (10.45)$$

уравнение состояния

$$\rho' = f(p, i). \quad (10.46)$$

Для двухфазного потока рабочего тела:

уравнение неразрывности

$$S \frac{\partial}{\partial \tau} [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho''] + \frac{\partial}{\partial z} [S(1 - \varphi) \rho' w' + S \varphi \rho'' w''] = 0; \quad (10.47)$$

уравнение энергии

$$S \frac{\partial}{\partial \tau} [(1 - \varphi) \rho' i' + \varphi \rho'' i''] + \frac{\partial}{\partial z} \times \quad (10.48)$$

$$\times \left[S(1 - \varphi) \rho' w' i' + S \frac{\partial}{\partial \tau} [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho''] + S \varphi \rho'' w'' i'' \right] = AS \frac{\partial p}{\partial \tau} + q \Pi;$$

уравнение количества движения

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (M' + M'') + \frac{\partial}{\partial z} (M' w' + M'' w'') = \quad (10.49)$$

$$= -g S \frac{\partial p}{\partial z} - \tau_{\kappa} g \Pi - [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho''] g S \sin \theta,$$

где $M' = S(1 - \varphi) \rho' w'$ — массовый расход жидкости; $M'' = S \varphi \rho'' w''$ — массовый расход пара; $\varphi = \varphi(q, \rho, M, i)$. Тепловая инерционность стенки канала на нестационарном режиме учитывается дифференциальным уравнением теплопроводности

$$\partial T_{\text{ст}} / \partial \tau = a_{\text{ст}} \Delta T_{\text{ст}} + q_{\text{вт}} / (c_p \rho)_{\text{ст}} \quad (10.50)$$

при следующих граничных условиях третьего рода: $\partial T_{\text{ст.в}} / \partial n = -q / \lambda_{\text{ст}}$ с внутренней стороны для трубчатого твэла и с внешней для стержневого; n — нормаль к поверхности твэла; $\partial T_{\text{ст}} / \partial n = q_{\text{п}} / \lambda_{\text{ст}}$ — с наружной стороны для трубчатого твэла.

Системы уравнений (10.43) — (10.46) и (10.47) — (10.49) отличаются друг от друга по структуре, что приводит к значительным усложнениям программы для ЭВМ. Для устранения этого недостатка система уравнений (10.47) — (10.49)) приводится к виду (10.43) — (10.46).

Уравнение неразрывности

$$S \partial \rho / \partial \tau + \partial M / \partial z = 0, \quad (10.51)$$

где $\rho = (1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho''$; $M = S(1 - \varphi) \rho' w' + S \varphi \rho'' w''$.

При условии $x = M''/M$ и $i = (1 - x) i' + x i''$ второй член левой части уравнения энергии (10.48) преобразится следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} [S(1 - \varphi) \rho' w' i' + S \varphi \rho'' w'' i''] &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ M \frac{S(1 - \varphi) \rho' w' i'}{M} + \frac{S \varphi \rho'' w'' i''}{M''} \right\} = \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \{ M [(1 - x) i' + x i''] \} = \frac{\partial}{\partial z} (M i). \end{aligned}$$

Используя уравнения неразрывности и выполнив некоторые преобразования, запишем уравнение энергии в окончательном виде:

$$S \gamma_1 + M \partial i / \partial z = q \Pi + A S \partial p / \partial z - S \alpha_p \partial p / \partial i - S \alpha_m \partial M / \partial \tau, \quad (10.52)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{\partial}{\partial i} [(1 - \varphi) \rho' i' + \varphi \rho'' i''] - i \frac{\partial}{\partial i} [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho'']; \\ \alpha_p &= \frac{\partial}{\partial p} [(1 - \varphi) \rho' i' + \varphi \rho'' i''] - i \frac{\partial}{\partial p} [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho'']; \\ \alpha_m &= \frac{\partial}{\partial M} [(1 - \varphi) \rho' i' + \varphi \rho'' i''] - i \frac{\partial}{\partial M} [(1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho'']; \end{aligned}$$

Если учесть выражение для массового расходного паросодержания, то второй член левой части уравнения количества движения потока (10.49) преобразуется так:

$$\frac{\partial}{\partial z} (M' w' + M'' w'') = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(M')^2}{S(1 - \varphi) \rho'} + \frac{(M'')^2}{S \varphi \rho''} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M^2}{S \gamma_2} \right), \quad (10.53)$$

где

$$\begin{aligned} M &= M' + M''; \\ 1/\gamma_2 &= (1 - x)^2 / [(1 - \varphi) \rho'] + x^2 / \varphi \rho''. \end{aligned}$$

С учетом (10.53) запишем в окончательном виде уравнение количества движения потока:

$$\frac{\partial M}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M^2}{S \gamma_2} \right) = -gS \frac{\partial p}{\partial z} - q \Pi \tau_\kappa - g \rho S \sin \theta, \quad (10.54)$$

где $\tau_\kappa = \xi M w / (8gS)$ — касательное напряжение гидравлического трения; для двухфазной смеси

$$\begin{aligned} \tau_\kappa &= \frac{\xi}{8gS} (M' w' + M'' w'') = \\ &= \frac{\xi}{8gS} \left[\frac{(M')^2}{S(1-\varphi)\rho'} + \frac{(M'')^2}{S\varphi\rho''} \right] = \frac{\xi M^2}{8gS^2 \gamma_2}. \end{aligned}$$

Дополнив систему уравнений (10.51) — (10.53) входными и выходными граничными условиями для парогенерирующей системы, уравнениями теплопроводности и теплообмена, получим замкнутую систему уравнений. Отыскать границы устойчивости в парогенерирующих каналах аналитическим путем можно двумя методами. Первый заключается в решении приведенных систем уравнений (10.51) — (10.53) непосредственно на ЭВМ. Но этот способ громоздкий, требует больших затрат машинного времени. Второй метод, предложенный И. И. Морозовым, основан на использовании качественной теории дифференциальных уравнений. В этом случае исследуемые нестационарные процессы представляются уравнениями возмущенного движения, т. е. уравнениями, в которых зависимые переменные являются отклонениями параметров от их стационарных значений. Используя принцип Д-разбиения и линеаризацию систем уравнений, зависимости (10.51) — (10.53) в общем случае можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\delta M)}{\partial z} &= -S \frac{\partial(\delta \gamma)}{\partial \tau}; \\ \frac{\partial(\delta i)}{\partial z} &= -\frac{\partial i}{\partial z} \frac{\partial M}{M} - \frac{S \gamma_1}{M} \frac{\partial(\delta i)}{\partial \tau} + \delta q \frac{\Pi}{M} + \\ &+ S(A - \kappa_p) \frac{1}{M} \frac{\partial(\delta p)}{\partial \tau} - \frac{S \kappa M}{M} \frac{\partial(\delta M)}{\partial \tau}; \\ \frac{\partial(\delta p)}{\partial z} &= \frac{1}{gS} \frac{\partial(\delta M)}{\partial \tau} - \frac{1}{gS} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{S} \delta \left(\frac{M^2}{\gamma_2} \right) \right] - \\ &- \frac{\Pi}{S} \delta \tau_\kappa - \sin \theta \delta \gamma, \end{aligned} \right\} \quad (10.55)$$

где δM , δi , δp , $\delta \gamma$, $\delta \tau_\kappa$ — соответственно возмущение массы, энтальпии, давления плотности и касательного напряжения.

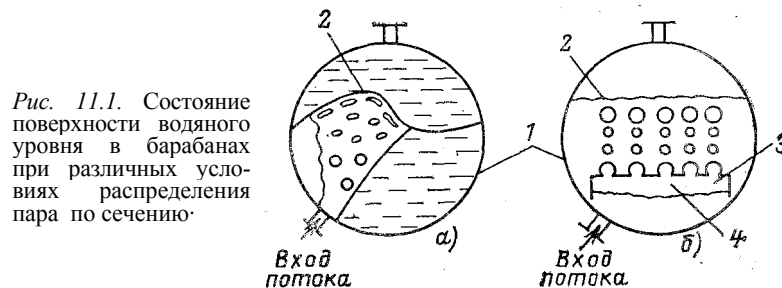
Из преобразованной системы уравнений (10.55) получают частотные характеристики, позволяющие найти амплитуду и фазу колебаний расходов, давлений, энтальпий и т. п. С помощью частотных характеристик можно решать вопросы исследования устойчивости и переходных процессов.

Глава одиннадцатая

БАРБОТАЖ ПАРА ЧЕРЕЗ СЛОЙ ЖИДКОСТИ

11.1. ФИЗИЧЕСКАЯ ОСНОВА БЕЗНАПОРНОГО ДВИЖЕНИЯ ПАРА ЧЕРЕЗ СЛОЙ ЖИДКОСТИ

Безнапорное движение пароводяной смеси характеризуется свободным подъемом в слое воды паровой среды, средняя скорость которой равна или близка к нулю. Такой вид свободного движения пузырька пара или струй паровой фазы принято называть барботажем пара через жидкость. Барботажи получили широкое распространение в сепарирующих барабанах парогенераторов и реакторов при подводе пароводяной смеси под уровень воды в бара-



бане, а также в парогенераторах АЭС с погружными теплообменными поверхностями.

В зависимости от условий ввода паровой струи в водяной объем и распределения пара по сечению состояние поверхности уровня воды в барабане будет различно. На рис. 11.1,а показан локальный подвод пароводяного потока в барабан 1 без гашения кинетической энергии струи отбойными щитами. Имеет место значительный подъем поверхности уровня 2 над местом выхода паровой струи. На рис. 11.1,б показано условие ввода пароводяного потока в барабан 1, в котором установлен в водяном объеме

дырчатый щит 3, препятствующий подъему струи пара в одном месте и распределяющий равномерно по сечению барабана паровой поток. В этом случае поверхность уровня 2 более ровная. Под дырчатым щитом образуется паровой слой 4 определенной толщины.

Движущиеся вверх паровые пузырьки или струи увлекают за собой прилегающие массы воды, которые также устремляются вверх. На некотором удалении от мест подъема паровых пузырьков осуществляется движение

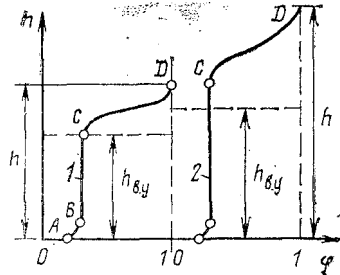


Рис. 11.2. Распределение истинного паросодержания по высоте барботажного слоя

жидкости вниз. Таким образом, при барботаже пара через слой жидкости в общей массе создаются локальные микроконтуры естественной циркуляции с неустойчивым подъемным и опускным движением массы жидкости. Основной характеристикой гидродинамики водяного объема при барботаже пара является истинное паросодержание, локальное и среднее значения которого определяются методом просвечивания узким пучком γ -излучения в любом сечении по высоте и ширине водяного объема. При наличии выравнивающего дырчатого щита истинное паросодержание по высоте водяного объема не является постоянным. На рис. 11.2 показано изменение ϕ по высоте водяного слоя при двух различных значениях приведенной скорости пара. Кривые 1 и 2 свидетельствуют о том, что по высоте барботажного слоя есть три участка с различным характером изменения истинного паросодержания. На начальном участке AB величина ϕ изменяется от базового значения $\phi_0 = f_{отв}/f_0$ ($f_{отв}$, f_0 — площадь сечения всех отверстий дырчатого листа и площадь сечения барабана в месте установки дырчатого листа) до некоторого значения ϕ . На участке BC паросодержание не изменяется. Этот участок (зону) называют стабилизированным участком кривой распределения истинного паросодержания по высоте барботажного слоя.

На участке CD паросодержание изменяется от значения ϕ , характерного для второго участка, до $\phi=1$, что

имеет место на поверхности уровня воды. На участке CD φ возрастает. Этот участок называют переходным, поскольку здесь пар почти полностью отделяется от жидкости и образует однофазный паровой поток. На этом участке происходит уменьшение доли захватываемой паром жидкости и постепенное исчезновение отдельных микроконтуров естественной циркуляции.

На рис. 11.2 кривая 1 соответствует меньшей приведенной скорости пара по сравнению с кривой 2. Сравнение этих кривых свидетельствует о том, что с увеличением приведенной скорости пара (кривая 2) значительно увеличивается высота переходного участка при слабом возрастании стабилизированного участка. На участке AB движение пузырьков пара вызывается действием подъемной силы и напором, созданным под дырчатым щитом. На участке BC действие напора исчезает, а подъем паровых пузырьков осуществляется только под действием подъемной силы. Начиная от точки B и до уровня воды (точки C) осуществляется безнапорное движение паровой массы в слое жидкости. При подходе к поверхностным слоям начинают проявляться силы поверхностного натяжения, в связи с чем движение пузырьков пара затормаживается, вследствие чего происходит плавное увеличение истинного паросодержания.

При отсутствии пара в водяном объеме барабана устанавливается какое-то значение весового уровня $h_{B,y}$, определяемое водоуказательным прибором (водомером). Действительная полная высота барботажного слоя значительно больше весового уровня и может быть определена из уравнения баланса сил:

$$gh_{B,y}\rho' = gh_{AB}\rho_1 + gh_{BC}\rho_2 + gh_{CD}\rho_3 = gh\rho_{cm}, \quad (11.1)$$

где ρ_1, ρ_2, ρ_3 — соответственно средняя плотность смеси на первом, втором и третьем участках; $\rho_1 = \rho''\varphi_1 + \rho'(1-\varphi_1)$; $\rho_2 = \rho''\varphi_2 + \rho'(1-\varphi_2)$; $\rho_3 = \rho''\varphi_3 + \rho'(1-\varphi_3)$, h_{AB}, h_{BC}, h_{CD} — высота 1, 2, 3-го участков, где $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — среднеинтегральные истинные паросодержания 1, 2, 3-го участков; $h = h_{AB} + h_{BC} + h_{CD}$ — полная высота барботажного слоя; $\rho_{cm} = \rho''\varphi + \rho'(1-\varphi)$ — средняя плотность смеси всего барботажного слоя; φ — среднеинтегральное истинное паросодержание по объему слоя.

С учетом равенства (11.1) полная высота барботажного слоя определяется выражением

$$h = h_{B,y}\rho' / [\rho''\varphi + \rho'(1-\varphi)]. \quad (11.2)$$

Выполненные экспериментальные исследования показали, что высота первого участка невелика практически при любом значении w_0'' и составляет не более 30—40 мм. Высота третьего переходного участка h_{CD} зависит от приведенной скорости пара и давления и может быть рассчитана по данным МЭИ:

$$h_{CD} = 0,15 w_0'' \sqrt{10 p}, \quad (11.3)$$

где p — давление, МПа.

На стабилизированном (втором) участке истинное паросодержание в основном зависит от приведенной скорости пара. Теоретические решения и анализ экспериментальных данных устанавливают зависимость $\varphi_2 = c(w_0'')^n$.

Наиболее хорошо описывает экспериментальные данные формула, выведенная М. А. Стыриковичем и С. С. Кутателадзе на основе теории размерностей

$$\varphi_2 = 0,04 \left(\sqrt[4]{\frac{\rho' - \rho''}{g \sigma}} \right)^{0,68} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,15} (w_0'')^{0,68}. \quad (11.4)$$

Если пренебречь высотой первого участка $h_{AB} \approx 0$ и считать, что $h_{BC} = h - h_{CD}$, то уравнение баланса сил (11.1) можно упростить:

$$g h_{в.у} \rho' = g(h - h_{CD}) \rho_2 + g h_{CD} \rho_3. \quad (11.5)$$

Из формулы (11.5) можно определить полную высоту барботажного слоя:

$$h = h_{в.у} (\rho' / \rho_2) + h_{CD} [1 - (\rho_3 / \rho_2)]. \quad (11.6)$$

Так как $(1 - \varphi_2) \rho' \gg \rho'' \varphi_2$, то можно допустить, что $\rho_2 \approx \rho' (1 - \varphi_2)$; $(\rho_3 / \rho_2) \approx 0,5$.

С учетом последних допущений уравнение (11.6) упрощается:

$$h = h_{в.у} \left(\frac{1}{1 - \varphi_2} \right) + 0,5 h_{CD}. \quad (11.7)$$

По формуле (11.7) можно определить действительную высоту барботажного слоя и для условия, когда нижний штуцер водоуказательного прибора подсоединен к барабану выше распределительного дырчатого щита. В этом случае весовой уровень $h_{в.у}$ определяет высоту жидкости в барабане от нижнего штуцера водоуказательного прибора, а высота h характеризует расстояние от плоскости присоединения к барабану (барботеру) нижнего штуцера водоуказательного прибора до окончания переходного участка. Верхний штуцер водоуказательного прибора всегда располагается на высоте больше h .

11.2. ПАРОРАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНЫЕ ДЫРЧАТЫЕ ЩИТЫ

Подача пароводяного потока в водяное пространство барабана при отсутствии успокоительных щитов (рис. 11.1,а) сопровождается выбросом на большую высоту массы жидкости, вследствие чего отделение пара от жидкости в паровом пространстве сепаратора затрудняется. Расположение дырчатого щита над местом ввода пароводяного потока (рис. 11.1,б) способствует гашению кинетической энергии струи и создает предпосылки для спокойного подъема пара. В этом случае исключается выброс массы жидкости в паровое пространство и устанавливается более спокойная поверхность раздела.

При спокойном выходе пара с поверхности раздела (зеркала испарения) создаются благоприятные условия сепарации влаги в паровом объеме и исключается возможность заброса влаги в отводящие паропроводы.

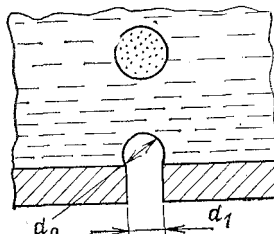


Рис. 11.3. Схема истечения пара из отверстий дырчатого щита

Характер истечения пара через отверстия дырчатого щита определяется скоростью пара. При большой скорости истечения пара через отверстия наблюдается сплошная струя, гашение которой происходит в водяном объеме. Когда скорость истечения пара не слишком велика, легкая фаза вытекает из отверстия в виде последовательно отрывающихся пузырьков (рис. 11.3).

На образующийся пузырек в общем случае действуют подъемная сила и конвективные токи, стремящиеся оторвать пузырек от кромки отверстия. Силы поверхностного натяжения препятствуют этому. Если конвективные токи незначительны и вязкость жидкости мала, то для сферической формы пузырька в момент его отрыва от кромки отверстия можно записать условие равновесия действующих сил

$$(4/3) \pi R_0^3 g (\rho' - \rho'') = 2\pi R_1 \sigma, \quad (11.8)$$

где R_1 , R_0 — соответственно радиус отверстия и радиус пузырька в момент отрыва.

Из уравнения (11.8) получим значение отрывного радиуса пузырька

$$R_0 = \sqrt[3]{3R_1 \sigma / [2g(\rho' - \rho'')]}. \quad (11.9)$$

Формула (11.9) справедлива при истечении пара из отверстий малых размеров при условии, когда отрывной радиус пузырька больше радиуса отверстия. При давлении пара 10^5 Па и температуре воды 100 °С отрывной радиус барботируемых пузырьков превышает радиус отверстия R_1 при $R_1 < 3$ мм. При $R_1 > 3$ мм радиус отрывающихся пузырьков, рассчитанный по формуле (11.9), меньше R_1 . С увеличением давления пара размер отверстия, при котором формула (11.9) остается справедливой, становится еще меньше.

Условия истечения пара из отверстий достаточно большого размера были рассмотрены С. С. Кутателадзе [19]. Пренебрегая инерционными силами, автор выразил энергию, расходуемую на образование пузырька, как сумму энергий образования свободной поверхности раздела фаз E_σ и преодоления гидравлического сопротивления перемещению растущего пузырька E_s :

$$E = E_\sigma + E_s, \quad (11.10)$$

где

$$E_\sigma = \int_0^{R_0} dE_\sigma = 8\pi\sigma \int_0^{R_0} R dR, \quad \text{так как}$$

$$dE_\sigma = \sigma dE; \quad F = 4\pi R^2, \quad \text{а}$$

$$E_s = \int_0^{R_0} dE_s = \zeta\pi (\rho'w_{\text{от}}^2 / 2) \int_0^{R_0} R^2 dR, \quad \text{так как } dE_s = \\ = \zeta\pi (\rho'w_{\text{от}}^2 / 2) R^2 dR,$$

где $R_0 = d_0/2$ — радиус пузырька; ζ — коэффициент сопротивления (в общем случае переменный); $w_{\text{от}}$ — скорость перемещения границы раздела фаз по отношению к тяжелой фазе. Если принять, что $w_{\text{от}} = dR/d\tau$, и эту величину определить из уравнения сохранения массы

$$\pi R_1^2 \rho' w_1 d\tau = \rho' 4\pi R^2 dR; \\ dR/d\tau = (w_1/4)(R_1/R)^2,$$

где $R_1 = d_1/2$ — радиус отверстия; w_1 — скорость прохода пара через отверстие, то отношение элементарной энергии образования свободной поверхности и элементарной энергии сопротивления равно

$$dE_\sigma/dE_s = 256\sigma R^3 / (\zeta w_1^2 \rho' R_1^4). \quad (11.11)$$

Анализ равенства (11.11) показывает, что $dE_\sigma \gg dE_s$, в связи с чем в [19] для расчетов первого приближения турбулентного обтекания пузырька ограничиваются учетом только величины E_σ , т. е.

$$E = E_\sigma = \int_0^{R_0} dE_\sigma = 4\pi R_0^2 \sigma. \quad (11.12)$$

При ламинарном обтекании ($Re < 2$) существенно возрастает коэффициент сопротивления, вследствие чего величины E_σ и E_s становятся соизмеримыми.

На образование пузырька расходуется кинетическая энергия пара, втекающего в пузырек за время его формирования τ_1 , т. е.

$$E = \int_0^{\tau_1} (\rho'' w_1^2 / 2) \pi R_1^2 w_1 d\tau. \quad (11.13)$$

Из уравнения сохранения массы получим

$$w_1 = 4(R/R_1)^2 (dR/d\tau). \quad (11.14)$$

При допущении, что

$$dR/d\tau = c\tau^m, \quad (11.15)$$

где

$$\begin{aligned} R &= c\tau^{m+1}/(m+1), \text{ а} \\ c &= (m+1)R_0/\tau_1^{m+1}, \end{aligned} \quad (11.16)$$

так как при $\tau = \tau_1$; $R = R_0$,

получим

$$w_1 = \frac{4c^3}{R_1^2 (m+1)^2} \tau^{3m+2}. \quad (11.17)$$

После подстановки в (11.12) значения E с учетом зависимостей (11.16) и (11.17) получим

$$\frac{\sigma}{\rho''} = 8 \frac{(m+1)^3}{9m+7} \frac{R_0^7}{R_1^4} \frac{1}{\tau_1^2}.$$

Проинтегрировав зависимость $dR/d\tau = (w_1/4)(R_1/R)^2$ в пределах изменения R от 0 до R_0 и изменения τ от 0 до τ_1 , получим

$$\tau_1 = 4R_0^3 / (3R_1^2 w_1). \quad (11.19)$$

Вместо w_1 в (11.19) подставим значение средней расходной скорости через отверстие

$$\bar{w} = \frac{1}{\tau_1} \int_0^{\tau_1} w_1 d\tau, \quad (11.20)$$

тогда

$$\tau_1 = 4R_0^3 / 3R_1^2 \bar{w}. \quad (11.21)$$

Если пузырьки не сливаются (промежуток времени τ_2 между моментом отрыва одного пузырька и началом формирования другого больше нуля), то $\tau_1 + \tau_2 > \tau_1$. В этом случае

$$\varepsilon = \tau_1 / (\tau_1 + \tau_2) \leq 1. \quad (11.22)$$

Следовательно, за промежуток времени $\Delta\tau > \tau_1$ средняя расходная скорость легкой фазы равна

$$w'' = \varepsilon \bar{w}. \quad (11.23)$$

После подстановки значения τ_1 из формулы (11.21) в равенство (11.18) с учетом зависимости (11.23) получим

$$w'' = \varepsilon \sqrt{\frac{2(9m+7)}{9(m+1)} \frac{\sigma}{\rho'' R_0}}. \quad (11.24)$$

Если подставим значение R_0 из формулы (11.9) (для условий слабого влияния конвективных токов) в равенство (11.24) и проделаем простые преобразования, то получим

$$\frac{w'' \sqrt{g\rho''}}{\sqrt[4]{g^3 \sigma (\rho' - \rho'')}} = 0,473 \varepsilon \sqrt{\frac{9m+7}{(m+1)^3}} \sqrt[12]{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'') R_1^2}}. \quad (11.25)$$

При постоянной скорости роста пузырька ($m = 0$) зависимость (11.25) упрощается:

$$\frac{w'' \sqrt{g\rho''}}{\sqrt[4]{g^3 \sigma (\rho' - \rho'')}} = 1,25 \varepsilon \sqrt[12]{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'') R_1^2}}. \quad (11.26)$$

Устойчивая работа дырчатого щита, через отверстия которого пар барботирует в воду, является важным практическим условием состояния водяного объема в сепараторе. Устойчивая подача пара в отверстие щита имеет место при образовании сплошного парового слоя под ним — так называемой паровой подушки. Паровая подушка существует под щитом при минимальной расходной скорости истечения пара w_{\min} через отверстие.

Если пузырьки пара следуют через отверстие один за другим непрерывно $\tau_2 = 0$, то в этом случае обеспечивается устойчивая паровая подушка под щитом, а средняя скорость прохода пара через отверстия отвечает минимальной $w_{\text{мин}}$.

Минимальная скорость прохода пара через отверстия ($\tau_2=0$, $\varepsilon=1$) будет отвечать условию

$$\frac{w_{\text{мин}} \sqrt{g \rho''}}{\sqrt[4]{g^3 \sigma (\rho' - \rho'')}} = 1,25 \varepsilon^{12} \sqrt{\frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'') R_1^2}}. \quad (11.27)$$

При $w'' \geq w_{\text{мин}}$ обеспечивается существование устойчивой паровой подушки под дырчатым щитом. Уравнение (11.27) получило широкое распространение. Однако опыт эксплуатации парогенераторов низкого давления показывает, что скорость истечения паровой струи из отверстий дырчатого щита, при которой имеет место устойчивая паровая подушка, выше значения, рассчитанного по (11.27), особенно в тех случаях, когда распределение паровых потоков под листом неравномерно. Тогда расчет дырчатых щитов по формуле (11.27) не обеспечивает равномерной загрузки зеркала испарения, когда w'' незначительно превышает $w_{\text{мин}}$. При средних и повышенных давлениях расчет дырчатых щитов по (11.27) дает удовлетворительное согласие с опытом.

Нарушение условия (11.27) при низких давлениях пара объясняется несоответствием, связанным с пренебрежением энергией сопротивления $E_s=0$ и допущением постоянства изменения радиуса растущего пузырька $m = 0$.

Используя (11.10), (11.13) и выражения для $w_{\text{от}}$, w_1 , можно получить отношение всей энергии, затрачиваемой на формирование пузырька, к энергии сил сопротивления:

$$\frac{E}{E_s} = \frac{64}{\zeta} \frac{5m + 3}{9m + 7} \frac{\rho''}{\rho'} \left(\frac{R_0}{R_1} \right)^4. \quad (11.28)$$

Уравнение (11.28) показывает, что с увеличением давления (увеличением ρ''/ρ') и R_0/R_1 возрастает отношение E/E_s . Следует, однако, иметь в виду, что при низких и высоких давлениях пара отрывной радиус пузырька превышает радиус отверстия в 2—3 раза только при небольших значениях R_1 , в связи с чем зависимость (11.27) действительна для парораспределительных щитов с небольшим диаметром отверстий (до 3 мм). В парогенерирующих установках с парораспределительными дырчатыми щитами

тами, имеющими отверстия диаметром 8—12 мм, расчет скорости пара в отверстиях по формуле (11.27) не обеспечит достаточно хорошего выравнивания потока пара по сечению барабана. В этом случае радиус отверстия больше отрывного ($R_1 > R_0$) и истечение пара из отверстия щитов отдельными пузырьками невозможно. При наличии паровой подушки под дырчатым щитом через отверстия будет проходить сплошной поток пара.

При истечении струи пара в водяное пространство кинетическая энергия потока определяется по формуле

$$E = \pi R_1^2 w''_{\min} (\rho'' w''_{\min} / 2). \quad (11.29)$$

Эта энергия расходуется на образование пузырьков пара, возникших в процессе дробления их в жидкости:

$$E = 4\pi R_0^2 \sigma m, \quad (11.30)$$

где m — количество пузырьков пара со средним радиусом R_0 , образующихся над дырчатым щитом в единицу времени. Величину m можно определить из уравнения материального баланса

$$(4/3) \pi R_0^3 \rho'' m = \pi R_1^2 w''_{\min} \rho''. \quad (11.31)$$

Отсюда

$$m = \frac{\pi R_1^2 w''_{\min}}{(4/3) \pi R_0^3}. \quad (11.32)$$

Приравняв правые части (11.29) и (11.30), учитывая значения m из (11.32) и решая это уравнение относительно w''_{\min} , получаем расчетную зависимость для минимальной средней скорости истечения пара:

$$w''_{\min} = 2,44 \sqrt{\sigma / (\rho'' R_0)}. \quad (11.33)$$

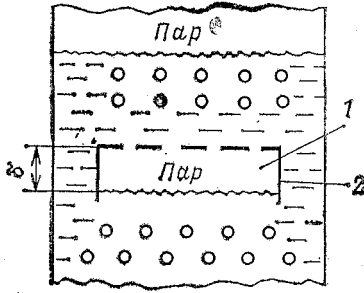
Если в формулу (11.24) подставить $\varepsilon = 1$ и $m = 0$, то

$$w'' = 1,25 \sqrt{\sigma / (\rho'' R_0)}. \quad (11.34)$$

Формулы (11.33) и (11.34) показывают, что для одних и тех же значений R_0 и давлений пара образование паровой устойчивой подушки под дырчатым щитом возможно при скорости истечения пара сплошным потоком, в 1,95 раза превосходящей скорость при истечении отдельными пузырьками. В первом приближении R_0 можно определить по формуле (3.12) или (3.43) для отрыва пузырьков пара с обогреваемых поверхностей

11.3. ГИДРОДИНАМИКА БАРБОТАЖНОГО СЛОЯ

Равномерное истечение пара из отверстий дырчатого щита отдельными пузырьками или сплошными струями возможно только при наличии под щитом устойчивой паровой подушки определенной толщины. С этой целью в сепараторах утолщенные дырчатые щиты 1 изготавливают с отбортовками 2 (рис. 11.4),



При истечении пара отдельными пузырьками давление в паровой подушке p_1 складывается из давления в жидкости на уровне дырчатого щита p_2 избыточного давления $2\sigma/R_0$, создаваемого в пузырьке δ поверхностным натяжением, и перепада давления $\zeta_{\text{отв}}(\rho''w'^2/2)$, необходимого для преодоления сопротивления в отверстиях:

$$p_1 = p_2 + (2\sigma/R_0) + \zeta_{\text{отв}}(\rho''w'^2/2). \quad (11.35)$$

Разность давлений $\Delta p = p_1 - p_2$ уравнивается разностью гидростатических давлений на уровнях нижней поверхности подушки и листа:

$$\delta g(\rho' - \rho'') = (2\sigma/R_0) + \zeta_{\text{отв}}(\rho''w'^2/2). \quad (11.36)$$

Если в уравнение (11.36) подставим значение R_0 из формулы (11.9) и решим его относительно δ , то получим значение толщины паровой подушки

$$\delta = 1,75 \sqrt[3]{\frac{\sigma^2}{R_1 g^2 (\rho' - \rho'')^2} + \zeta_{\text{отв}} \frac{\rho'' w'^2}{2g(\rho' - \rho'')}}. \quad (11.37)$$

Дырчатый щит будет менее эффективен, если действительная толщина паровой подушки δ_d будет меньше расчетной δ .

При истечении пара из отверстий дырчатого щита сплошной струей давление в паровой подушке складывается из давления в жидкости на уровне дырчатого щита, условного избыточного давления, создаваемого в пузырьках радиусом, равным радиусу отверстия R_1 , и перепада давления в отверстиях:

$$p_1 = p_2 + (2\sigma/R_1) + \zeta_{\text{отв}}(\rho''w'^2/2). \quad (11.38)$$

Перепад давления $p_1 - p_2$ уравновешивается гидростатическим столбом:

$$\delta g (\rho' - \rho'') = (2\sigma/R_1) + \zeta_{\text{отв}} (\rho'' w''^2/2). \quad (11.39)$$

Толщина паровой подушки в этом случае определяется так:

$$\delta = \frac{2\sigma}{R_1 g (\rho' - \rho'')} + \zeta_{\text{отв}} \frac{\rho'' w''^2}{2g (\rho' - \rho'')}. \quad (11.40)$$

При больших диаметрах барабанов установка дырчатых щитов в строго горизонтальном положении затруднена. Имеет место также неравномерность распределения скорости пара по сечению барабана до дырчатого щита. В связи с этим при проектировании дырчатых щитов большой площади следует вводить на расчетную толщину паровой подушки некоторую поправку, учитывающую возможное отклонение плоскости щита от горизонтали и неравномерность скорости пара.

Действительная толщина паровой подушки равна

$$\delta_d = (1,5 \div 2,0) \delta, \quad (11.41)$$

где δ — толщина подушки, определенная по (11.37) или (11.40). В этих случаях средняя скорость пара в отверстиях щита w'' принимается больше скорости, рассчитанной по (11.33), на 20—40%;

$$w'' = (1,2 \div 1,4) w''_{\text{мин}}. \quad (11.42)$$

Чем больше неравномерность скорости пара и отклонение плоскости щита от горизонтали, тем большие значения коэффициентов в формулах (11.41) и (11.42) следует принимать в расчетах.

Однако чрезмерное увеличение скорости истечения пара из отверстий может привести к кризису барботажа, при котором дырчатый щит покрывается сплошным паровым слоем, отделяющим его от водяного объема. Такой режим недопустим. Этому режиму отвечает критическая скорость истечения $w_{\text{кр}}$, которая может быть определена для воды высокой чистоты по формуле

$$w_{\text{кр}} \left[\frac{(\rho'')^2}{\sigma g (\rho' - \rho'')} \right]^{0,25} = 0,16. \quad (11.43)$$

11.4. ПАРПРОМЫВОЧНЫЕ УСТРОЙСТВА

Паропромывочные устройства барботажного типа не получили пока широкого применения на АЭС. Однако промывка пара питательной водой (конденсатом) способствует удалению солевых примесей из пара. На рис. 11.5 показана принципиальная схема барабана 1, в котором установлены поочередно по ходу пара погружной дырчатый щит 2, паропромывочное устройство 3 с необходимым уровнем промывочной воды 4, поступающей из трубопровода питательной воды 5. После паропромывочного устройства пар поступает в жалюзийный сепаратор 6 и в потолочный дырчатый щит 7. Паропромывочные дырчатые щиты устанавливаются в паровом пространстве барабана на некотором удалении от уровня воды.

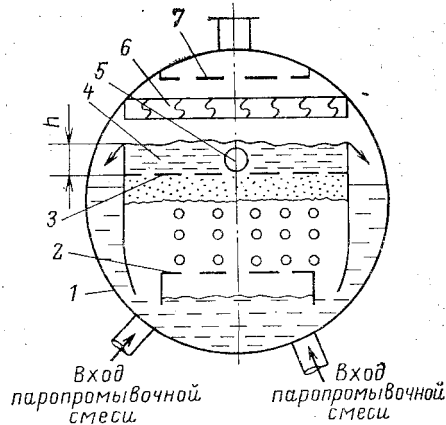


Рис. 11.5. Схема барабана с паропромывочным щитом

Необходимый для промывки слой воды над щитом обеспечивается специальными бортами, через которые вода переливается вниз и по специальным отводам направляется в водяной объем барабана. В паропромывочном устройстве скорость пара в отверстиях дырчатого щита должна быть выбрана такой, чтобы установился беспровальный режим, при котором вода удерживается на щите и стекает в него только через борта. При этом режиме исключается проход воды в отверстия навстречу поднимающемуся пару. Высота промывочного слоя $h=40\div 60$ мм является вполне достаточной для эффективной барботажной

промывочной воды 4, поступающей из трубопровода питательной воды 5. После паропромывочного устройства пар поступает в жалюзийный сепаратор 6 и в потолочный дырчатый щит 7. Паропромывочные дырчатые щиты устанавливаются в паровом пространстве барабана на некотором удалении от уровня воды.

промывки. Минимальную скорость пара в отверстиях, обеспечивающую беспровальный режим работы дырчатого щита, можно определить из условия равенства перепада давления на щите и в слое воды, столба жидкости и поверхностного натяжения $F=F_d+F_\sigma$. Сила, обусловленная гидравлическим сопротивлением при проходе пара через отверстие и слой воды, равна

$$F = \zeta_{\text{отв}} \frac{\rho'' w''^2}{2} \pi R_1^2 + \zeta_{\text{сл}} \frac{\rho'' w''^2}{2} \frac{H}{2R_1} \pi R_1^2, \quad (11.44)$$

где $\zeta_{\text{отв}}$, $\zeta_{\text{сл}}$ — коэффициенты сопротивления при прохождении пара через отверстие дырчатого щита и слой воды; H — действительная высота барботажного слоя $H=h+(5-10)$ мм.

Сила, обусловленная тяжестью столба жидкости, равна

$$F_d = \pi R_1^2 g \rho' h_{\text{yp}}, \quad (11.45)$$

где h_{yp} — весовой уровень над дырчатым щитом.

Сила, поверхностного натяжения составляет

$$F_\sigma = 2\pi R_1 \sigma. \quad (11.46)$$

С учетом (11.44) — (11.46) определим скорость пара в отверстиях, при которой справедливо равенство сил:

$$w'' = \sqrt{\frac{2g\rho'}{\rho''(\zeta_{\text{отв}} + \zeta_{\text{сл}}H/2R_1)}} \sqrt{h_{\text{yp}} + \frac{2\sigma}{R_1 g \rho'}}. \quad (11.47)$$

Если пренебречь сопротивлением на барботажном слое [т. е. принять $\zeta_{\text{сл}}(H/2R_1) \approx 0$], то

$$w'' = \sqrt{2g\rho' / (\rho'' \zeta_{\text{отв}})} \sqrt{h_{\text{yp}} + 2\sigma / (R_1 g \rho')}. \quad (11.48)$$

Скорость пара, рассчитанная по (11.48), несколько выше той скорости, при которой обеспечен беспровальный режим работы паропромывочного устройства.

При принятом диаметре отверстия в дырчатом щите ($d_{\text{отв}}=6-10$ мм) число отверстий определяется из уравнения материального баланса

$$m = M'' / (0,785 d_{\text{отв}}^2 \rho'' w''), \quad (11.49)$$

где M'' — массовый секундный расход пара; w'' — скорость пара в отверстиях, определяемая по (11.48).

СЕПАРАЦИЯ ПАРА

12.1. СЕПАРАЦИЯ ПАРА В ПАРОВОМ ОБЪЕМЕ

Поток пара, отделившийся от водяного объема в месте зеркала испарения, захватывает капли влаги и увлекает их в паровое пространство. В каплях уносимой влаги содержатся различные примеси парогенераторной воды, загрязняющие пар. Вынос таких капель с паром из барабана является крайне нежелательным явлением, поскольку отложение примесей в трубопроводе и в проточной части турбины нарушает нормальный режим их работы. В АЭС с каплей влаги из активной зоны возможен вынос радиоактивных частиц, отложение которых в трубопроводе и турбине увеличивает радиоактивный фон и затрудняет обслуживание оборудования.

С каплями влаги в пар поступают также и растворенные в воде вещества. Примеси, находящиеся в парогенераторной воде в виде грубой взвеси, с водяными каплями не уносятся. Парогенераторные растворы характеризуются равномерностью концентраций веществ в верхней части сепарационных барабанов. Поэтому в уносимых каплях находятся все растворенные в парогенераторной воде вещества в тех же концентрациях.

На основании изложенного можно записать

$$c/M=c_{\text{вл}}/M_{\text{вл}}, \quad (12.1)$$

где c и $c_{\text{вл}}$ — соответственно суммарная масса всех примесей в парогенераторной воде и во влаге, уносимой из сепарационного барабана насыщенным паром, мг; M и $M_{\text{вл}}$ — соответственно масса парогенераторной воды и воды, уносимой паром, кг.

Концентрация всех примесей в паре

$$S_{\text{п}}=c_{\text{вл}}/(M_{\text{п}}+M_{\text{вл}}), \quad (12.2)$$

где $M_{\text{п}}$ — масса пара. Если подставим в (12.2) значение $c_{\text{вл}}$ из (12.1), то получим

$$S_{\text{п}}=M_{\text{вл}}c/[(M_{\text{п}}+M_{\text{вл}})M], \quad (12.3)$$

где $M_{\text{вл}}/(M_{\text{п}}+M_{\text{вл}})=\omega$ — отношение массы влаги, содержащейся в насыщенном паре, к суммарной массе влажного пара, называемое влажностью пара. Иногда влаж-

ность пара выражают в процентах:

$$\omega = \frac{M_{вл}}{M_{п} + M_{вл}} 100 ; \quad (12.4)$$

$c/M=S_B$ — общая концентрация примесей в парогенераторной воде, мг/кг.

С учетом введенных обозначений запишем (12.3) в виде, мг/кг,

$$S_{п}=\omega S_B. \quad (12.5)$$

Зависимость (12.5) показывает, что концентрация всех примесей в паре (без учета растворимости солей в паре при $p < 6$ МПа) определяется влажностью пара и общей концентрацией примесей в парогенераторной воде.

С уменьшением ω и S_B снижается концентрация примесей в паре. Уменьшить влажность пара можно сепарацией капель влаги. Под действием динамической силы парового потока возможен выброс капель влаги различных размеров с зеркала испарения в паровое пространство. Крупные капли, сила тяжести которых превышает динамический напор пара, возвращаются обратно на поверхность жидкости. В отдельных случаях высота выброса капель настолько велика, что при недостаточной высоте парового объема происходит захват их и вынос из барабана в паропровод. Сравнительно небольшие капли выносятся паровым потоком при превышении динамического напора пара над силой тяжести этих капель.

Капли жидкости свободно транспортируются потоком пара, когда скорость его w''_0 выше скорости витания $w_{вит}$, соответствующей равенству силы трения и весу капли:

$$(\pi d_k^3/6)(\rho' - \rho'')g = \zeta(\pi d_k^2/4)(\rho'' w_{вит}^2/2). \quad (12.6)$$

Отсюда

$$w_{вит} = \sqrt{(4/3)(gd_k/\zeta)[(\rho' - \rho'')/\rho'']}. \quad (12.7)$$

Если $w_{вит} > w''_0$, а высота, на которую забрасывается капля, меньше высоты парового пространства, то капля упадет обратно на зеркало испарения.

Следовательно, влажность пара определяется числом капель, забрасываемых на высоту, где расположены паротводящие каналы, и транспортируемых паровым потоком из парового пространства. При больших высотах парового пространства исключается заброс капель и влажность определяется в основном каплями, транспортируемыми потоком. При малых высотах парового пространства заброс пара характеризует влажность.

Соотношение между транспортируемой и забрасываемой влагой зависит от скорости пара (паровой нагрузки). С ростом паропроизводительности растут нагрузки зеркала испарения и увеличивается скорость пара в паровом объеме сепарационного барабана. В общем случае зависимость влажности пара ω от приведенной скорости пара w''_0 и нагрузки зеркала испарения R_s может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} \omega &= A_1 (w''_0)^m; \\ \omega &= A_2 (R_s)^m, \end{aligned} \right\} \quad (128)$$

где $w''_0 = Dv''/F_s$; $R_s = D/F_s$; D — паровая нагрузка, кг/с; F_s — площадь, зеркала испарения, м².

На рис. 12.1 представлен типовой график зависимости влажности пара от его скорости. В основу построения этого графика было положено большое число экспериментальных и эксплуатационных данных.

Для нагрузок, при которых $\omega = 0 \div 0,03$ % (очень малая влажность), $m = 1 \div 2,5$; для нагрузок, при которых $\omega = 0,03 \div 0,2$ %, $m = 2,5 \div 4$; при $\omega > 0,2$ % $m = 8 \div 10$. Современные парогенераторы АЭС и ядерные реакторы с кипением теплоносителя в активной зоне работают в режимах паровых нагрузок, при которых влажность пара на выходе из барабана не превышает 0,10%. Увеличение высоты парового пространства смещает на графике кривую $\omega = f(w''_0)$ вниз, т. е. с увеличением высоты парового пространства при одной и той же приведенной скорости пара влажность уменьшается. Это явление объясняется тем, что с ростом высоты парового пространства увеличивается число подбрасываемых капель, которые не попадают в пароводящие трубопроводы, а возвращаются на зеркало испарения. Опыты показывают, что при достижении определенной вы-

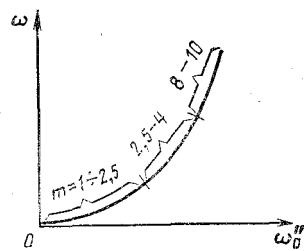


Рис. 12.1. Зависимость влажности пара от приведенной скорости

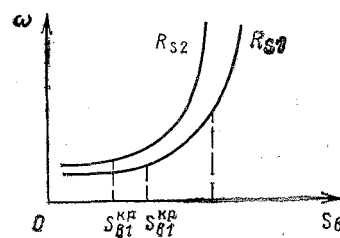


Рис. 12.2. Зависимость влажности пара от общей концентрации примесей в воде

соты парового пространства дальнейшее ее увеличение не приводит к заметному снижению влажности пара. С увеличением давления кривая $\omega=f(w''_0)$ смещается вверх, т. е. с увеличением P возрастает влажность.

Условия сепарации сильно зависят от состава парогенераторной воды. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что влажность пара в зависимости от общей концентрации примесей в парогенераторной воде $\omega=f(S_B)$ имеет три области. Типичные графики изменения ω в зависимости от S_B приведены на рис. 12.2.

При изменении солесодержания от нуля (полностью обессоленная вода) до некоторого значения S_B^{kp} , называемого критическим солесодержанием, влажность пара не зависит от S_B . Дальнейшее увеличение солесодержания в воде приводит к значительному росту влажности, обусловленному уменьшением диаметра водяных капель и вспениванием поверхности зеркала испарения, приводящим к росту действительного уровня водяного объема и уменьшению высоты парового пространства.

Для парогенерирующих установок АЭС критическое солесодержание воды уменьшается при увеличении нагрузки на зеркало испарения (рис. 12.2): при $R_{s2} > R_{s1}$ $S_{B2}^{kp} < S_{B1}^{kp}$. С уменьшением высоты паровых объемов сепарационных барабанов критическое солесодержание также уменьшается. В области солесодержаний воды $0 - S_B^{kp}$ имеет место пропорциональное изменение солесодержания пара $\omega = \text{const}$. Область работы парогенераторных установок АЭС ограничивается значениями $S_B < S_B^{kp}$.

Количественная зависимость по капельному уносу в паровом пространстве, определяющая влажность пара, установлена в [40] для солесодержаний в парогенераторной воде $S_B < S_B^{kp}$. Эта зависимость имеет вид

$$\omega = 2,75 \cdot 10^8 \frac{[w_0''^2 / (\varphi g H)]^{2,3}}{[g(\sigma / g \rho'')^{3/2} / v^2]^{1,1} [\rho'' / (\rho' - \rho'')]^{0,25}}, \quad (12.9)$$

где H — высота парового пространства, определяемая по формуле

$$H = h_{yp} + h_{np} - h_{yp} / (1 - \varphi) = h_{np} - h_{yp} [\varphi / (1 - \varphi)]; \quad (12.10);$$

здесь h_{yp} — весовой уровень воды в барабане, составляющий высоту жидкости над погруженным дырчатым щитом; h_{np} — высота парового пространства (без учета набухания).

Зависимость (12.9), показывающая, что с увеличением приведенной скорости пара и уменьшением высоты парового пространства влажность пара возрастает, справедлива при малых и умеренных значениях w''_0 , т. е. в условиях, когда имеет место следующее неравенство:

$$[w_0'^2 / (\varphi g H)] \leq 4,2 \cdot 10^{-6} [g (\sigma / g \rho'')^{3/2} / v^2]^{0,55} [\rho''' / (\rho' - \rho'')]^{0,35}. \quad (12.11)$$

При больших приведенных скоростях пара влажность пара резко возрастает. В этих условиях зависимость (12.9) неприменима.

Действительное значение приведенной скорости пара в паровом пространстве барабана-сепаратора должно удовлетворять неравенству (12.11). При расчете влажности пара по (12.9) следует учитывать то обстоятельство, что высота парового пространства оказывает существенное влияние до $H \approx 0,8 \div 1,0$ м. При $H > 0,8$ м в (12.9) следует вводить значение $H = 0,8$. В этом случае действительное значение влажности будет меньше расчетного.

12.2. ЖАЛЮЗИЙНАЯ СЕПАРАЦИЯ

Для увеличения эффективности процесса отделения влаги от пара (процесса сепарации) используют специальные сепарирующие устройства, которые устанавливают в паровом пространстве (в верхней части) барабанов-сепараторов. В этом случае в сепарирующие устройства входит пароводяной поток, частично подсушенный вследствие отделения влаги гравитационным способом в паровом пространстве. В ядерных энергетических установках (парогенераторах и барабанах реакторов) нашли широкое применение жалюзийные сепараторы.

В парогенераторах блоков с ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 применяются жалюзи высотой соответственно 920 и 490 мм. В парогенераторах блоков ВВЭР-440 жалюзи установлены с малым углом к горизонту, а в парогенераторах ВВЭР-1000 — под углом 60° к горизонту.

Конструкционная форма жалюзийных пластин, нашедших наибольшее распространение в ядерной энергетике, представлена на рис. 12.3, а—в.

Пароводяной поток, проходящий по волнообразным каналам, многократно изменяет свое направление. При резком изменении направления потока (на поворотах) инерционные силы, действующие на капли жидкости, отбрасывают их на противоположные стенки пластин. Кроме того,

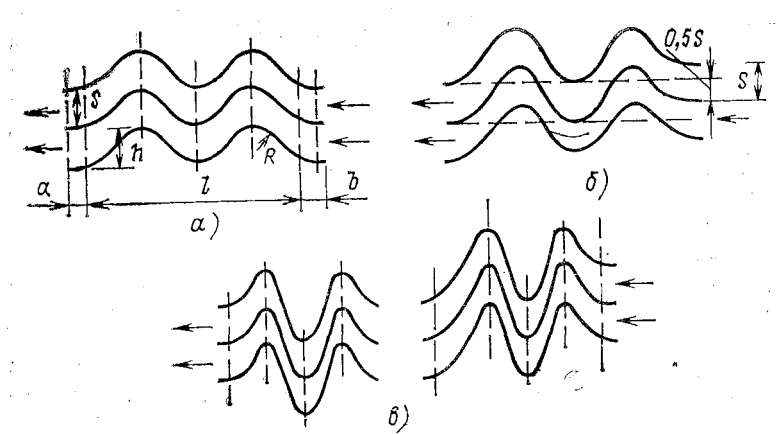


Рис. 12.3. Конструкционные формы и расположение пластин жалюзийного сепаратора

при резком изменении направления потока капли жидкости в силу инерционности стремятся пройти некоторое расстояние прямо, при этом встречают стенку пластины и прилипают к ней.

Совместное действие инерционных и центробежных сил на капли, движущиеся в паровом потоке, при резком изменении его направления создает условия для сепарации влаги из пара. Капли влаги, осевшие на стенках пластин, стекают в виде жидкостной пленки вниз под действием силы тяжести. Если скорость пара, протекающего по волнообразным каналам сепаратора, меньше той, при которой со стен срывается жидкостная пленка, то на выходе из жалюзийного сепаратора пар будет иметь влажность меньше начальной, с которой он вошел в сепаратор, т. е. в этом случае сепаратор работает эффективно.

Конструктивная форма, геометрические размеры пластин и их пространственное расположение сильно влияют на режим сепарации. Немалое влияние на процесс отделения влаги в жалюзийных сепараторах оказывает дисперсность пароводяного потока и число капель жидкости в нем (входное влагосодержание). Предельно допустимая скорость пара в каналах, при которой начинается срыв жидкостной пленки и капель со стенки, носит название критической скорости. При проектировании жалюзийных сепараторов конструктивная форма выбирается такой, при которой действительная скорость пара в волнообразных каналах всегда меньше критической. Тогда осевшие на стенке капли жидкости не попадут обратно в паровой

поток, а будут удалены из пакета сепаратора через специальные водоотводящие трубы. В общем случае критическая скорость пара зависит от нескольких параметров: влажности пара и дисперсности влаги, высоты жалюзи H и угла наклона жалюзийных пластин β , шага между пластинами S , высоты волны h и числа волн, радиуса волны R и глубины пакета $(a+b+l)$. На критическую скорость оказывают влияние также конструкционная форма устройства для отвода отсепарированной жидкости и пространственное расположение направления потока на входе в пакет и выходе из него. Сложность процесса сепарации пара и многообразие определяющих факторов не дают возможности в настоящее время составить правильные физические и математические модели, с помощью которых аналитическим путем определялась бы критическая скорость пара или влажность его на выходе из сепаратора. До настоящего времени достоверным остается только экспериментальный способ.

Экспериментальные исследования по определению критической скорости в жалюзийных сепараторах с различными геометрическими характеристиками и с различными устройствами для отвода отсепарированной влаги были выполнены в работе [11]. В этих исследованиях были использованы жалюзийные пластины, состоящие из двух волн (рис. 12.3, *а*, *б*) и имеющие глубину пакета в согнутом состоянии 80 мм ($a+b+l=80$ мм), $S=10$ мм, $R=7$ мм. Опыты проводились на воздуховодяных смесях при изменении высоты пакета, угла наклона пластин и влажности.

Увеличение глубины пластин приводит к повышению значения критической скорости, поскольку уменьшается толщина стекающей пленки воды из-за распределения ее по большей поверхности. Увеличение же числа волн (более двух) не улучшает заметно процесс сепарации в пределах первой волны. Уменьшение шага между жалюзи приводит к увеличению их числа и к возрастанию активной поверхности сепаратора, вследствие чего возможно уменьшение толщины пленки отсепарированной жидкости и увеличение скорости пара в сепараторе вследствие загромождения площади проходного сечения. В связи с этим использование шага $S < 10$ мм нецелесообразно из-за уменьшения ширины каналов и возможности перекрытия их отсепарированной жидкостью.

На основании выполненных экспериментальных исследований в [11] рекомендуется в конструкциях использовать пластины типа изображенных на рис. 12.3, *б* со смещенным

выходным сечением канала относительно входного. Наиболее эффективная сепарация достигается при смещении выходного листа жалюзи по оси на 0,55 входной ширины канала. В этом случае обе выходные поверхности каждого листа собирают равнозначное количество влаги.

Для улучшения сепарации мелкодисперсной влаги в [11] предлагается использовать двухпакетные жалюзийные сепараторы (рис. 12,3,б). В первом по ходу смеси пакете сепарируется основное количество крупнодисперсной жидкости. Во втором пакете устанавливаются пластины с увеличенной высотой волны, в результате чего обеспечивается возрастание угла поворота потока в каналах и уменьшение ширины каналов в местах поворота. Возрастание скорости потока, вызванное уменьшением ширины канала, и увеличение поворота приводят к увеличению инерционных сил, действующих на капли и отбрасывающих их на поверхность жалюзийного листа.

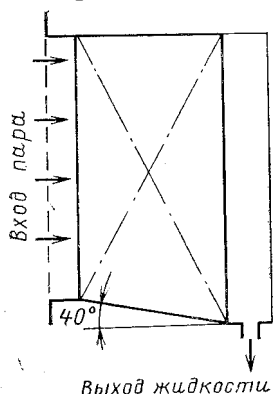


Рис. 12.4. Схема сепаратора с дренажом по наклонному днищу

Применение двухпакетного жалюзийного сепаратора возможно при отсутствии ограничений в размерах. При конструировании жалюзийных сепараторов следует учитывать условия отвода отсепарированной влаги из пакета. При стекании водяной пленки вниз возможно ее утолщение и накопление жидкости в нижней части сепаратора. При неудовлетворительном отводе накопленной жидкости возможен ее срыв и вынос из сепаратора. Выполненные автором [11] исследования по выбору дренажного устройства для жалюзийного сепаратора свидетельствуют о том, что наибольший эффект дает та конструкция, в которой жалюзи установлены на глухое днище, наклоненное в сторону движения осушаемой смеси (рис. 12.4). В эту же сторону дренируется стекающая с жалюзи отсепарированная жидкость. Проходное сечение пакета увеличивается в нижней части по направлению движения пара, поэтому наиболее нагруженные жидкостные нижние участки жалюзи и днище, по которому стекает жидкость, находятся в зоне пониженных скоростей. Вертикальное расположение жалюзийного сепаратора дает наибольший эффект отделения влаги из пара, и при этом возможна

наибольшая критическая скорость в сепараторе. Отклонение жалюзийных пластин от вертикального положения снижает эффективность сепарации и критическую скорость пара. Увеличение высоты пластин и входной влажности пара также снижает критическую скорость.

По результатам выполненных экспериментальных исследований на пакетах высотой 1000, 700 и 400 мм при углах наклона каждого из них к вертикали, равных соответственно 0; 22,5; 45 и 67,5°, и входной влажности от 1—3 до 45—55% в [11] была получена эмпирическая зависимость

$$w_{кр} = 17 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,19+0,01(H/B)} \left(\frac{H}{B} \right)^{-0,55} \left(1 + 1,2 \lg \frac{180 - \alpha}{180} \right), \quad (12.12)$$

где x — массовое паросодержание на входе в сепаратор; H — высота жалюзи; B — развернутая ширина жалюзийной пластинки в направлении движения потока; α — угол наклона жалюзи к вертикали. Зависимость (12.12) — действительная для водовоздушных смесей в интервале параметров, ограниченных условиями эксперимента.

Известно большое число эмпирических формул по определению критической скорости пара в жалюзийных сепараторах, имеющих ограниченное применение. Попытка получить обобщающую зависимость была сделана в [42]:

$$w_{кр} = (0,35 \div 0,45) \sqrt[4]{g \sigma (\rho' - \rho'')} \times \left[\frac{(2,0 \div 2,5) - 1,69 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,56} \left(\frac{HS}{B} \right)^{0,25} \frac{1}{\cos \varphi}}{0,4} \right]^{\sqrt{\sin \beta}}, \quad (12.13)$$

где φ — половина угла поворота потока в канале между жалюзи; β — угол наклона пакета к горизонтали; S — шаг расположения пластин. Зависимость (12.13) содержит два численных коэффициента с неопределенным значением, причем отличие минимальных значений коэффициентов от максимальных составляет 25%. Для определения критической скорости пара в жалюзийном сепараторе можно рекомендовать еще одну формулу [20]:

$$w_{кр} = A \left[\frac{\sigma (\rho' - \rho'')}{(\rho'')^2} \right]^{0,27} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,1} \left(6,9 + 3,3 \lg \frac{\beta}{360 - \beta} \right), \quad (12.14)$$

где $A=0,95$ при $H=500$ мм; $A=0,85$ при $H=1000$ мм при

наличии входных дроссельных дырчатых листов. При отсутствии последних $A=0,65$ при $H=500$ мм и $A=0,5$ при $H=1000$ мм. В формуле (12.14) отсутствуют геометрические характеристики: высота жалюзи, развернутая ширина пластин и шаг между ними, которые оказывают заметное влияние на $W_{кр}$.

12.3. ЦЕНТРОБЕЖНАЯ СЕПАРАЦИЯ ПАРОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ

Циклонные сепараторы (рис. 12.5) широко применяются в теплоэнергетических и ядерных установках в связи с высокой их эффективностью. Парожидкостная смесь

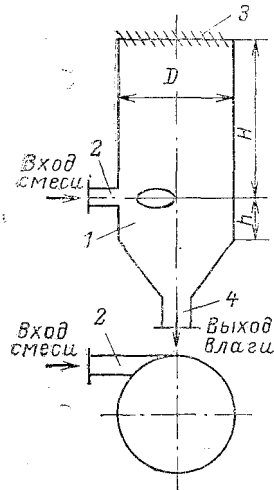


Рис. 12.5. Схема циклонного сепаратора

входит в циклон 1 тангенциально по штуцеру 2. Капли жидкости отбрасываются центробежной силой инерции к стенкам сепаратора и частично под воздействием радиального течения смеси, обусловленного вязкостью закрученного потока, перемещаются к оси циклона, попадают в осевую зону разрежения и выносятся из сепаратора. Попавшая на стенки влага стекает вниз и выводится из сепаратора через патрубок 4. На выходе из циклона устанавливают жалюзи 3 или перфорированные щиты и паротводящие патрубки.

Механизм разделения парожидкостных систем в поле центробежных сил инерции представляет собой сложный процесс, зависящий от физических, конструктивных и технологических факторов. На основании теории марковских процессов в описании разделения системы пар — жидкость в [21] дано уравнение радиального движения каплей в закрученном потоке под действием центробежной силы, силы сопротивления с учетом радиального течения каплей и случайных воздействий:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{[(\rho'/\rho'')-1]d^2\omega^2}{18\nu} r - \frac{c}{r} + \frac{1}{3\pi\rho''d\nu} \xi(\tau), \quad (12.15)$$

где d — эквивалентный диаметр капли; ν — кинетическая вязкость пара; ω — угловая скорость; c/r — скорость ра-

детального течения потока; c — постоянная; $\xi(\tau)$ — случайная функция времени.

Плотность распределения вероятности случайного процесса сепарации $w(r, \tau)$ может быть определена в предположении дельта-коррелированности случайных воздействий $\xi(\tau)$:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = \frac{\partial [(a^2 - c/r)w]}{\partial r} + \frac{b}{2} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2}, \quad (12.16)$$

где $\alpha = [(\rho'/\rho'') - 1]d^2\omega^2/18\nu$ — член, определяющий интенсивность движения капель под воздействием центробежной силы; $b = b'/[9\pi^2 d^2 v^2 (\rho'')^2]$ — мера неупорядоченности капель в их радиальном движении вследствие стесненности движения, турбулентных пульсаций и других случайных факторов. Эта величина характеризует интенсивность случайных воздействий.

Попавшая в циклон капля жидкости будет перемещаться под воздействием чисто случайного процесса в том случае, когда скорости, обусловленные центробежной силой и радиальным смещением, равны между собой. В этом случае второй член в правой части равенства (12.16) будет доминировать над первым и тогда (12.16) можно записать без первого члена в правой части. При доминирующем влиянии динамического воздействия над случайными (12.16) запишется без второго члена в правой части, а капли будут перемещаться одновременно либо в направлении боковых стенок циклона, либо в направлении его оси. Полагая, что капли, достигшие стенки циклона, оседают на ней, а достигшие оси уносятся из циклона, и принимая за показатель эффективности процесса сепарации пароводяной смеси унос капель, в [21] получаем два выражения:

$$S_s(\bar{\tau}) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \frac{1 + 2\bar{a}\bar{c}}{2\bar{a}\bar{\lambda}_i} [1 - \exp(-\bar{\lambda}_i \bar{\tau})] \quad (12.17)$$

$$S_c(\bar{\tau}) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \frac{1 - \bar{\lambda}_i}{3 + 2\bar{a}\bar{c}} \Phi_i(\bar{r} = 1) [1 - \exp(-\bar{\lambda}_i \bar{\tau})] \quad (12.18)$$

где $S_s(\bar{\tau})$ — член, характеризующий унос капель с восходящим потоком; $S_c(\bar{\tau})$ — член, отражающий оседание капель на внутренней стенке циклона; $\bar{a} = (a/b)R^2$, $\bar{c} = (c/a)R^2$ — безразмерные параметры, характеризующие соответственно соотношение между интенсивностью радиального течения капель под воздействием центробежного

поля и их радиального сноса и интенсивностью перемещения под воздействием случайных процессов;

$$c_i = \frac{\int_0^1 f(\bar{r})(\bar{r})^{2\bar{a}\bar{c}+1} \exp\left(-\frac{\bar{a}\bar{r}^2}{\bar{a}}\right) \Phi_i d\bar{r}}{\int_0^1 (\bar{r})^{2(\bar{a}\bar{c}+1)} \exp\left(-\frac{\bar{a}\bar{r}^2}{\bar{a}}\right) \Phi_i^2 d\bar{r}}$$

— постоянная величина;

$$\Phi_i = 1 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Pi(S - \lambda_i/2) \bar{a}^{-S} r^{2S}}{\Pi(S + 1/2 + \bar{a}\bar{c}) S}$$

— вырожденная гипергеометрическая функция.

Собственные числа λ_i являются решением уравнения

$$1 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Pi(S - \lambda_i/2) \bar{a}^{-S}}{\Pi(S + 1/2 + \bar{a}\bar{c}) S} = 0.$$

Формулы (12.17) и (12.18) свидетельствуют о том, что сепарация и унос капель зависят от времени их пребывания в циклоне $\bar{\tau}$ и параметров \bar{a} и \bar{c} . При $\bar{\tau} \rightarrow \infty$ (большое время пребывания капель в циклоне) унос капель и их сепарация стремятся к некоторому предельному значению:

$$S_e(\bar{\tau}) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \frac{1 + 2\bar{a}\bar{c}}{2\bar{a}\bar{c}}; \quad (12.19)$$

$$S_e(\bar{\tau}) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \frac{1 - \lambda_i}{3 + 2\bar{a}\bar{c}} \Phi_i(r=1). \quad (12.20)$$

Анализ зависимости (12.19) показывает, что предельный унос капель жидкости с восходящим паровым потоком при всех значениях \bar{a} и \bar{c} всегда больше нуля, т. е. имеется область недостижимых значений предельного уноса $S^b(\bar{\tau})$ при данных значениях параметра разделительного процесса \bar{a} . И только в случае, когда $\bar{a} \rightarrow \infty$ и $c/b=0$, $S_b(\bar{\tau}) \rightarrow 0$. Во всех же остальных случаях $S_b(\bar{\tau}) > 0$, т. е. в циклонных сепараторах нельзя получить режим, при котором вся влага сепарировалась бы на внутренних стенках, т. е. $S_c(\bar{\tau}) = 100\%$, а вынос капель из циклона отсутствовал бы полностью, т. е. $S_b(\bar{\tau}) = 0\%$.

Выполненные экспериментальные исследования [22] на циклонах с различными геометрическими характеристиками свидетельствуют о том, что унос капель влаги из сепараторов зависит от режима (ламинарного, переходного и турбулентного) течения потока, теплофизических параметров и геометрии циклона. При ламинарном режиме осаждения капель ($K_{ц} \leq 1,8 \cdot 10^{14}$) унос определяется по формуле, мг/кг,

$$S_b = 0,23 \cdot 10^{-8} K_{ц}^{0,87} K_p^{-0,63}, \quad (12.21)$$

где $K_{ц} = (D^2 w_{окр} / \nu^2) [(\rho' - \rho'') / \rho'']$ — критерий циклонного процесса, характеризующий взаимодействие равнодействующей центробежной силы, архимедовой и сил межмолекулярного трения; D — внутренний диаметр циклона; $w_{окр}$ — окружная скорость пара в циклоне; $K_p =$

$= p / \sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')} — критерий, характеризующий отношение$

абсолютного давления в системе к скачку давления на границе раздела фаз.

При турбулентном режиме осаждения капель

$$S_g = 0,525 \cdot 10^{-7} K_u^{0,87} K_p^{-0,27} \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')H]} \quad \text{при } K_{ц} > 2,75 \cdot 10^{14}, \quad (12.22)$$

где H — высота циклона, определяемая расстоянием от оси входного патрубка до жалюзи или потолка. Переходный режим характеризуется значением $1,8 \cdot 10^{14} < K_{ц} < 2,75 \cdot 10^{14}$. В этом случае

$$S_g = AK_u^{3,71} K_p^{-0,75} \left(\sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')H]} \right)^{1,32}. \quad (12.23)$$

Из (12.21) — (12.23) видно, что в ламинарном режиме осаждения капель высота циклона не оказывает влияния на процесс сепарации. В турбулентном и переходном режимах с увеличением высоты циклона уменьшается вынос влаги из него. Во всех режимах вынос влаги возрастает с увеличением диаметра циклона и окружной скорости. Высота циклонов колеблется в зависимости от назначения в диапазоне 300 — 1500 мм.

Внутрибарабанные циклоны изготавливают высотой 300 — 500 мм, а выносные 500 — 1500 мм. Для обеспечения более эффективного разделения пароводяной смеси целесообразно применять циклоны с уменьшенным внутренним диаметром $D = 40 \div 250$ мм.

12.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОТБОРА ПРОБ ПАРА И ОБОСНОВАНИЕ СЕПАРИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Эффективность сепарирующих устройств характеризуется выходной влажностью пара, экспериментальное определение которой полностью зависит от представительности отбираемой пробы пара. Существующие в настоящее время методы отбора представительных проб влажного пара основаны на соблюдении изокINETического режима, при котором скорость пара на входе в пробоотборную трубу, установленную в центре паропровода, должна быть равна

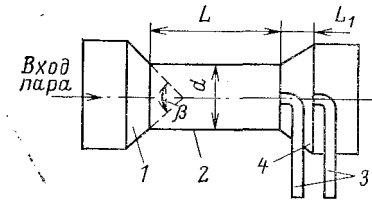


Рис. 12.6. Схема пробоотборников типа трубы Вентури

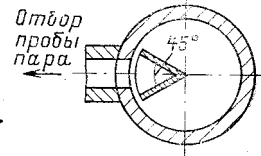
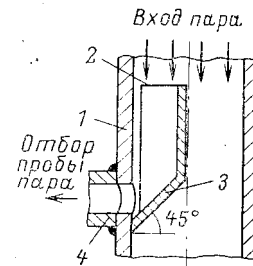


Рис. 12.7. Интегральный секторный пробоотборник

средней скорости в сечении трубопровода. Часть жидкости, которая находилась в пленке на стенке трубопровода, должна быть сорвана и перемещена с паровым потоком. Все капли жидкости должны быть равномерно рассредоточены по сечению паропровода. Только при соблюдении этих трех условий локальный отбор пробы пара даст представительные результаты.

Первое условие выполняется без особых трудностей. Второе условие можно обеспечить повышением скорости пара, создающим режим срыва пленки жидкости и ее капель со стенок. Реализация режима равномерного распределения капель жидкости по сечению канала связана с большими практическими трудностями. Метод локального отбора пробы влажного пара основан на использовании устройства типа трубы Вентури (рис. 12.6), состоящей из

конфузора 1, камеры смещения 2, трубок отбора пробы 3 и диффузора 4.

Различные авторы стремились выполнить условия равномерного распределения капель влаги по сечению трубы путем увеличения длины камеры смещения L , изменения угла конфузора β , выбора места расположения пробоотборной трубки, изменения скорости пара в камере смещения и соотношения сечений пароотборной трубки и камеры смещения. Однако многочисленные экспериментальные исследования показали, что практически невозможно обеспечить режим равномерного распределения капель жидкости по сечению трубопровода, а влажность пара, определенная локальным пробоотборником, отличается от действительной массовой влажности парового потока в 1,5 — 5 раз. При эксплуатационном контроле влажности пара в парогенераторных установках АЭС погрешность определения влажности, достигающая 200 — 300%, не будет играть особой роли, если действительная влажность пара на выходе не превышает нескольких сотых долей процента.

Однако при влажности пара, близкой к допустимой или превышающей допустимую, необходима высокая точность представительной пробы пара. Для этой цели может быть рекомендован интегральный секторный пробоотборник (рис. 12.7), конструкция которого разработана и экспериментально обоснована в [12]. Секторный пробоотборник устанавливается в вертикальном паропроводе 1 с опускным движением влажного пара. Сектор образован двумя плоскими пластинами 2 с острыми входными кромками и нижним доньшком 3. Проба пара отбирается из сектора по штуцеру 4. Представительность пробы с использованием такого заборника обеспечивается при соблюдении только изокинетического режима.

Интегральный секторный пробоотборник нашел широкое применение в экспериментальном обосновании различных сепарирующих устройств и испытании моделей, сепараторов, когда требовалась полная конденсация всего пара, вышедшего из сепаратора. При полной конденсации всего пара имеется наиболее точная представительность пробы пара, но при этом сильно возрастают экономические затраты на эксперимент. Применение секторного пробоотборника обеспечивает высокую представительность пробы пара. При этом осуществляется полная конденсация небольшой части массы протекающего по трубопроводу пара (1/8 часть). Возможно уменьшение угла сектора (менее 45°) пробоотборника до предельного значения, при котором не будет искажена представительность пробы. В этом случае потребуется проведение дополнительных экспериментальных исследований.

ВОДНЫЙ РЕЖИМ В ПАРОГЕНЕРАТОРАХ И РЕАКТОРАХ

13.1. ТРЕБОВАНИЯ К КАЧЕСТВУ ПАРА И ПИТАТЕЛЬНОЙ ВОДЫ

Парогенераторная и реакторная вода, из которой производится рабочий пар, содержит различные летучие (газообразные) и нелетучие вещества, в большинстве случаев растворенные в ней. Наличие нелетучих веществ в количестве, превышающем предел их растворимости при данных параметрах, приводит к выпадению этих веществ в виде твердой фазы—накипи или шлама. Рабочий пар уносит с собой все летучие и часть растворенных в воде нелетучих веществ. Шлам концентрируется в нижних сечениях элементов парогенератора, в связи с чем затруднен вынос его из испарительных элементов в пароотводящие. Получить совершенно чистый, свободный от загрязнения пар невозможно. Снижение количества уносимых с паром веществ до уровня, при котором обеспечивается надежная и экономичная работа основных агрегатов АЭС, технических трудностей не вызывает. Чем выше чистота пара, тем больше капитальные и эксплуатационные затраты на систему водоподготовки и очистки пара.

В соответствии с ПТЭ (Правилами технической эксплуатации) для ТЭС содержание примесей в паре, вырабатываемом в барабанных парогенераторах, не должно превышать предельно допустимых значений $S_{п}^{доп}$, которые зависят от давления пара: при $p < 4$ МПа $S_{п}^{доп} = 60 \div 100$ мкг/кг; при $p = 4 \div 10$ МПа $S_{п}^{доп} = 15 \div 25$ мкг/кг; при $p > 10$ МПа $S_{п}^{доп} = 10 \div 15$ мкг/кг. Указанные значения $S_{п}^{доп}$ нормируются по содержанию соединений натрия (в пересчете на натрий).

При давлениях пара $p \geq 7$ МПа накладывается дополнительное ограничение на $S_{п}^{доп}$ по кремниевой кислоте в связи с тем, что при повышенных давлениях пара наблюдается растворимость в нем солей кремниевой кислоты. При $p \geq 7$ МПа $S_{п}^{доп} = 15 \div 25$ мкг/кг в пересчете на SiO_2 .

Меньшие значения характерны для КЭС, а большие — для ТЭЦ. Для прямоточных парогенераторов в нормах регламентируется не чистота пара, а качество питательной воды. При повышенных требованиях к качеству питательной воды и $p > 10$ МПа содержание кремниевой кислоты в ней не должно превышать 15 мкг/кг (в пересчете на

SiO₂), а содержание соединений натрия (в пересчете на натрий) — не более 5 мкг/кг. Указанные нормы чистоты пара для ТЭС целиком сохранены и для АЭС. При выработке на АЭС насыщенного пара с относительно невысоким давлением ($p \leq 7$ МПа) унос примесей с паром связан в первую очередь с влажностью пара. При расширении насыщенного пара в турбине содержащиеся в нем примеси не отлагаются на элементах проточной части, а выводятся из нее, оставаясь растворенными в воде, количество которой непрерывно увеличивается, начиная с первой ступени турбины. Поэтому в АЭС с турбинами насыщенного пара регламентируется только начальная влажность пара. По термодинамическим и гидродинамическим условиям работы турбины начальная влажность не должна превышать 0,1%.

Количество примесей в паре зависит от количества питательной воды и условий организации водного режима (продувки, накипеобразования и др.) в самом парогенерирующем аппарате. Питательная вода должна иметь физико-химические характеристики, которые позволили бы наиболее экономично для заданных параметров парогенератора обеспечить необходимую чистоту пара и допустимые интенсивности процессов коррозии и накипеобразования. В ПТЭ для АЭС с парогенераторами горизонтального типа с водным теплоносителем, теплообменная поверхность которых изготовлена из аустенитной нержавеющей стали 0X18H10T, нормы качества питательной воды предусматривают общую жесткость не более 0,25 ммоль/кг. При этом кремниевой кислоты (в пересчете на SiO₂) должно содержаться не более 25 мкг/кг, соединений железа (в пересчете на Fe) — не более 20 мкг/кг, соединений меди (в пересчете на Cu) — не более 10 мкг/кг, соединений кислорода — не более 10 мкг/кг. Показатель pH (при 25 °C) должен составлять $9,1 \pm 0,1$. Избыток гидразина (в пересчете на N₂H₄) не должен превышать 20—60 мкг/кг. Масло и тяжелые нефтепродукты (до конденсатоочистки) должны присутствовать в количестве не более 0,1 мкг/кг.

Состав парогенераторной (продувочной) воды нормируется по содержанию двух составляющих: хлоридов (в пересчете на ион хлора Cl⁻¹) — не более 1000 мкг/кг; кремниевой кислоты (в пересчете на SiO₂) — не более 5000 мкг/кг.

Представленные нормы относятся к случаю, когда в схеме станции не предусмотрена установка 100%-ной конденсатоочистки. При очистке всего конденсата турбин нор-

мы качества питательной и продувочной воды разрабатываются с учетом условий работы конкретной АЭС. Нормы гидразина в питательной воде обусловлены тем, что ПТЭ предусматривают обязательную обработку питательной воды этим химическим реагентом.

В реакторах с кипением теплоносителя в активной зоне, циркуляционный контур которых представляет собой схему с МПЦ, предусматриваются установки со 100%-ной конденсатоочисткой, поскольку требование к реакторной воде значительно выше, чем к парогенераторной. При кипении теплоносителя в технологических каналах реакторов типа РБМК нормируется содержание солей жесткости не только в общей массе реакторной воды, но и отдельно на входе в технологический канал и на выходе из него. Нормирование солей жесткости в технологических каналах осуществляется с учетом массового выходного паросодержания.

13.2. УРАВНЕНИЯ СОЛЕВОГО БАЛАНСА

Накопление примесей в массе воды парогенератора или реактора связано с различным количеством поступления их с питательной водой, уносом с паром и продувочной водой, а также с возможными условиями отложения примесей на теплообменных поверхностях и в застойных зонах различных элементов. Для составления дифференциального уравнения солевого баланса рассмотрим следующую модель (рис. 13.1). Поступающая в парогенератор (реактор) питательная вода всегда содержит определенное количество примесей в единице массы $S_{п.в}$. Суммарное количество примесей, вносимых в парогенератор (реактор) с питательной водой за время $d\tau$, равно

$$dc_{п.в} = M_{п.в} S_{п.в} d\tau, \quad (13.1)$$

где $M_{п.в}$ —расход питательной воды. Количество примесей уносимых из аппарата с паром за то же время $d\tau$, составит

$$dc_{п} = D S_{п} d\tau, \quad (13.2)$$

где $S_{п}$ —общее содержание примесей в единице массы пара. Так как концентрация примесей в питательной воде всегда выше концентрации их в паре $S_{п.в} > S_{п}$, то за тот же промежуток времени $d\tau$ произойдет накопление примесей в парогенераторной воде, равное

$$dc_{в} = M dS_{в}, \quad (13.3)$$

Рис. 13.1. Модель для описания уравнения солевого баланса

где M — общая масса воды в парогенераторе (реакторе); dS_B — изменение концентрации примесей в аппарате за время dt .

При отсутствии отложения примесей на поверхностях аппарата и дополнительного их удаления другим способом уравнение солевого баланса можно записать в следующем виде:

$$MdS_B = M_{п.в} S_{п.в} dt - DS_{п.в} dt. \quad (13.4)$$

В замкнутой парогенерирующей системе (без протечек воды из контура) количество отбираемого пара равно количеству поступающей воды, т. е. $M_{п.в} = D$.

Тогда

$$MdS_B = D(S_{п.в} - S_{п.п}) dt. \quad (13.5)$$

После интегрирования равенства (13.5) получим

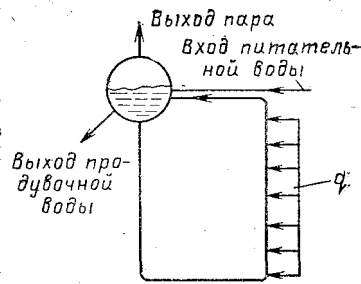
$$S_B = S_{п.п.} + [D(S_{п.в} - S_{п.п})\tau] / M. \quad (13.6)$$

Формула (13.6) показывает, что при начальном заполнении аппарата питательной водой концентрация примесей в нем будет возрастать пропорционально времени его работы, паропроизводительности, разности концентраций и обратно пропорционально общей массе воды в контуре. Формула (13.6) показывает, что по достижении некоторого времени работы аппарата концентрация примесей в воде достигнет критического значения $S_B^{кп}$. Для поддержания концентрации примесей в воде аппарата в заданных режимных пределах (менее $S_B^{кп}$) необходимо проводить постоянное удаление их из водяного объема, т. е. осуществлять так называемую продувку. Количество примесей, удаленных из парогенератора с продувочной внутрипарогенераторной водой за время dt , равно

$$dc_{пр} = D_{пр} S_B dt. \quad (13.7)$$

С учетом удаления примесей с продувочной водой, уравнение солевого баланса запишется следующим образом:

$$MdS_B = M_{п.в} S_{п.в} dt - DS_{п.в} dt - D_{пр} S_B dt. \quad (33.8)$$



Так как $M_{п.в} = D + D_{пр}$, то

$$MdS_B = (D + D_{пр})S_{п.в}d\tau - DS_{п}d\tau - D_{пр}S_Bd\tau. \quad (13.9)$$

Количество примесей, отложившихся на внутренних поверхностях аппарата за время $d\tau$, равно

$$dc_F = FS_B\kappa d\tau, \quad (13.10)$$

где F — общая площадь поверхности контакта аппарата с парогенераторной водой; κ — коэффициент, характеризующий скорость отложения примесей на поверхностях.

С учетом зависимости (13.10) запишем уравнение солевого баланса в общем виде:

$$MdS_B = (D + D_{пр})S_{п.в}d\tau - DS_{п}d\tau - D_{пр}S_Bd\tau - FS_B\kappa d\tau. \quad (13.11)$$

В парогенерирующих установках средних давлений ($p \leq 6$ МПа) концентрация примесей в паре определяется влажностью пара. Для этих условий $S_{п} = (1-x)S_B$. С учетом последнего равенства преобразуем уравнение (13.11):

$$MdS_B = (D + D_{пр})S_{п.в}d\tau - [D(1-x) + D_{пр} + F\kappa]S_Bd\tau. \quad (13.12)$$

Обозначим. $[(D + D_{пр})/M]S_{п.в} = a$, $[D(1-x) + D_{пр} + F\kappa]/M = b$.

Тогда

$$dS_B = ad\tau - bS_Bd\tau = (a - bS_B)d\tau, \quad (13.13)$$

или

$$dS_B / (a - bS_B) = d\tau. \quad (13.14)$$

После интегрирования уравнения (13.14) при начальных условиях $\tau=0$, $S_B=S_{п.в}$ получим формулу для концентрации воды в парогенерирующем аппарате в зависимости от времени его работы, паропроизводительности, продувки, отложения солей на поверхностях, концентрации питательной воды и влажности пара:

$$S_s = \frac{(D + D_{пр})S_{п.в}}{D(1-x) + D_{пр} + F\kappa} + \left[S_{п.в} - \frac{(D + D_{пр})S_{п.в}}{D(1-x) + D_{пр} + F\kappa} \right] \times \exp \left\{ \left[- \frac{D(1-x) + D_{пр} + F\kappa}{M} \right] \tau \right\}. \quad (13.15)$$

Зависимость (13.15) показывает, что при $\tau=0$ $S_B=S_{п.в}$, т. е. накопление примесей в аппарате отсутствует. Кон-

центрация примесей в этом случае равна концентрации в питательной воде.

В режиме, когда аппарат работает продолжительное время ($\tau \rightarrow \infty$),

$$S_e = \frac{(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}}}{[D(1-x) + D_{\text{пр}} + F\kappa]}. \quad (13.16)$$

При $F\kappa=0$ получим

$$(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}} = D(1-x)S_{\text{в}} + D_{\text{пр}}S_{\text{в}}. \quad (13.17)$$

В уравнении (13.17), характеризующем баланс солей в парогенераторе (реакторе) в установившемся режиме при отсутствии отложения солей на поверхностях, $(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}}$ — количество примесей, поступающих в аппарат с питательной водой; $D(1-x)S_{\text{в}}$ — количество примесей, уносимых из аппарата с паром; $D_{\text{пр}}S_{\text{в}}$ — количество примесей, удаляемых из аппарата продувочной водой. Отношение количества продувочной воды к паропроизводительности есть величина продувки, %:

$$p = (D_{\text{пр}}/D) \cdot 100. \quad (13.18)$$

Если в равенстве (13.17) вместо $D_{\text{пр}}/D$ подставим значение $p/100$ и решим его относительно p , то получим зависимость для определения продувки, %:

$$p = 100[S_{\text{п.в}} - (1-x)S_{\text{в}}]/(S_{\text{в}} - S_{\text{п.в}}). \quad (13.19)$$

Эта зависимость показывает, что чем выше концентрация примесей в парогенераторной воде, тем меньше величина продувки. Продувка приводит к энергетическим потерям, поэтому для каждой парогенерирующей установки существует оптимальная величина продувки.

В диапазоне давлений вплоть до 6 МПа растворимость в насыщенном паре нелетучих веществ мала за исключением окислов железа. При давлении выше 6 МПа растворимость отдельных нелетучих веществ резко увеличивается, в связи с чем концентрация примесей в паре может быть определена так:

$$S_{\text{п}} = \sum_{i=1}^{i=\kappa} \kappa_i S_{ei} = \kappa_p S_e, \quad (13.20)$$

где S_{vi} и κ_i — содержание любой индивидуальной примеси в парогенерирующей воде и коэффициент ее выноса; κ_p — общий коэффициент выноса (коэффициент распределения). Особенно возрастает коэффициент выноса солей

кремниевой кислоты с увеличением давления. При давлении 11 МПа $\kappa_{\text{SiO}_2} = 1\%$, а при 18,5 МПа $\kappa_{\text{SiO}_2} = 7\%$, общий же коэффициент выноса (распределения) практически не изменяется и равен $\kappa_p = 0,02\%$. При давлении выше 14 МПа проявляется растворяющая способность пара по отношению к хлористому натрию и едкому натру, в то время как сульфат и фосфат натрия начинают растворяться в паре только при давлении выше 18 МПа. Переход веществ в пар из воды количественно характеризуется коэффициентом распределения (выноса) $\kappa_p = S_{\text{п}}/S_{\text{в}} = \text{const}$. С учетом растворимости примесей в паре и уноса их с каплями влаги концентрация примесей в паре может быть определена по формуле

$$S_{\text{п}} = \sum_{i=1}^{i=\kappa} (\kappa_{pi} + \omega) S_{ei} = (\kappa_p + \omega) S_e, \quad (13.21)$$

где κ_{pi} — коэффициент распределения любой индивидуальной примеси в паре; $\omega = 1-x$ — влажность пара.

Если в равенство (13.17) вместо $D(1-x)S_{\text{в}}$ подставим $D(\kappa_p + \omega)S_{\text{в}}$, то получим уравнение солевого баланса в установившемся режиме с учетом уноса растворимых примесей с паром и с каплями влаги:

$$(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}} = D(\kappa_p + \omega)S_{\text{в}} + D_{\text{пр}}S_{\text{в}}. \quad (13.22)$$

Соответственно преобразуется и формула (13.19):

$$p = 100[S_{\text{п.в}} - (\kappa_p + \omega)S_{\text{в}}] / (S_{\text{в}} - S_{\text{п.в}}). \quad (13.23)$$

Подставив в правую часть (13.15) величину $D(\kappa_p + \omega)$ вместо $D(1-x)$, получим зависимость для накопления примесей в реакторной и парогенераторной воде:

$$S_e = \frac{(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}}}{D(\kappa_p + \omega) + D_{\text{пр}} + F\kappa} + \left[S_{\text{п.в}} - \frac{(D + D_{\text{пр}})S_{\text{п.в}}}{D(\kappa_p + \omega) + D_{\text{пр}} + F\kappa} \right] \times \exp \left\{ \left[- \frac{D(\kappa_p + \omega) + D_{\text{пр}} + F\kappa}{M} \right] \tau \right\}. \quad (13.24)$$

Зависимость (13.24) дает возможность определить режим накопления примесей для любых характеристик аппарата.

13.3. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЧИСТОГО ПАРА

Анализ (13.21) показывает, что повышение чистоты пара (снижение концентрации примесей в паре) в парогенерирующих установках с естественной и многократной

принудительной циркуляцией может быть достигнуто снижение коэффициента распределения растворимых в паре веществ, влажности насыщенного пара и концентрации примесей в парогенераторной (реакторной) воде. Коэффициент распределения является функцией параметров пара и воды, физико-химических свойств веществ и значения pH воды. Параметры пара и воды, а также физико-химические свойства вещества изменить нельзя. Единственным путем воздействия на k_p остается изменение pH. По условиям коррозии металлов, из которых изготовлены элементы парогенератора или реактора, выбирается оптимальное значение pH. Следовательно, и эта возможность уменьшения k_p практического значения не имеет. Остается единственная возможность уменьшения концентрации веществ в паровых растворах — промывка их водой, имеющей меньшие концентрации растворимых в паре веществ по сравнению с парогенераторной водой. Наименьшее загрязнение имеет конденсат пара. Однако подача его в промывочные устройства потребует установки дополнительных трубопроводов и арматуры. Более просто промывка пара осуществляется питательной водой, которая для парогенераторов и реакторов АЭС по содержанию примесей практически не отличается от конденсата при обессоливании добавочной воды. Пар проходит мелкими струями или порциями струй через слой воды (конденсата), имеющей меньшую концентрацию примесей (рис. 13.2). В результате контакта струй пара с водой происходит распределение примесей между паром и водой. Часть примесей из пара переходит в промывочную воду, где концентрация примесей меньше, чем в воде, из которой был получен пар.

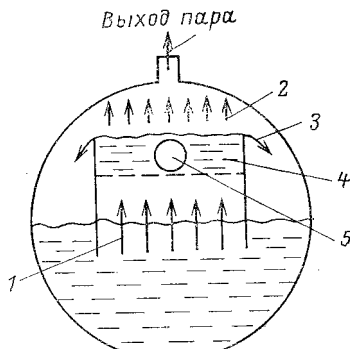


Рис. 13.2. Схема промывочного устройства

Содержание примесей в промытом паре меньше, чем в паре, полученном из парогенераторной воды. Эффективность промывки пара зависит от времени контактирования паровой фазы с промывочной водой. Чем меньше единичные паровые объемы, проходящие через промывочный слой, тем больше суммарная поверхность контакта пара и воды. Даже при сравнительно небольших высотах промывочного

слоя создаются условия для более полного перераспределения растворенных веществ между паром и водой.

Для промывочного устройства (рис. 13.2) запишем уравнение солевого баланса. Количество примесей, поднимающихся с паром 1 и попадающих в промывочный слой 4, равно $D(\kappa_p + \omega_1)S_B$. Часть примесей $(D + D_{пр})S_{сл}$ распределяется в промывочном слое и возвращается обратно со стекающим потоком 3. Эта зависимость справедлива при подаче на щит всей питательной воды через распределительный коллектор 5. Количество примесей, уносимых очищенным паром 2 после промывочного устройства, составит $D(\kappa_p + \omega_2)S_{сл}$. Запишем баланс примесей:

$$D(\kappa_p + \omega_1)S_B = D(\kappa_p + \omega_2)S_{сл} + (D + D_{пр})S_{сл}, \quad (13.25)$$

где ω_1 и ω_2 — влажность пара загрязненного и очищенного; $S_{сл}$ — концентрация примесей промывочного слоя. Эффективность промывочного устройства может быть оценена коэффициентом очистки, %:

$$\kappa_0 = \frac{(D + D_{пр})S_{сл}}{D(\kappa_p + \omega_1)S_B} \cdot 100 \quad \text{при } 0 < \kappa_0 < 100. \quad (13.26)$$

Чем выше значение κ_0 , тем эффективнее работает промывочное устройство.

Дальнейшее снижение количества уносимых с паром примесей можно осуществить посредством уменьшения влажности очищенного пара ω_2 . Снижение влажности пара достигается в специальных сепарирующих устройствах, конструкционные схемы и принцип действия которых были рассмотрены ранее.

13.4. КОРРОЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ ТЕПЛООБМЕНА СО СТОРОНЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Конструкционные материалы поверхностей теплообмена парогенерирующих установок АЭС выбирают на основе их прочности и допустимой интенсивности коррозионных процессов. Требования высокой коррозионной стойкости диктуются необходимостью обеспечения надежности при длительной работе теплопередающих поверхностей. В настоящее время в парогенераторостроении и реакторостроении используются различные стали: аустенитные нержавеющие, легированные перлитные и углеродистые. Для

изготовления твэлов, кассет и технологических каналов используют сплав циркония и ниобия (Н-1), содержащий около 1 % ниобия.

Оборудование первого контура изготавливают из сталей и сплавов, обеспечивающих высокую чистоту теплоносителя (Н-1, нержавеющих сталей или углеродистых, плакированных листами из нержавеющей сталей). Применение перлитных легированных и углеродистых сталей сопровождается коррозионными процессами на поверхностях контакта с рабочим телом. Коррозионные процессы определяются физическими и физико-химическими свойствами парогенераторной воды. В водяном и пароводяном трактах происходит в основном электрохимическая коррозия. Все виды коррозионных разрушений можно подразделить на две группы: общую и местную. К числу местных коррозионных процессов можно отнести коррозию под напряжением, язвенную, щелевую, контактную и др. Местные коррозионные процессы крайне нежелательны, так как их развитие может привести к разрушению корродирующих элементов. Общая коррозия — процесс неизбежный. При создании парогенерирующих установок необходимо принять меры для обеспечения допустимой ее интенсивности, которая определяется обеспечением механической прочности, а главное, количеством переходящих в рабочее тело продуктов коррозии.

Принятая в настоящее время шкала оценки интенсивности коррозионных процессов в воде и пароводяной смеси при выполнении элементов контура из углеродистых сталей подразделяет общую и язвенную коррозию на пять основных категорий: коррозия отсутствует, слабая коррозия, допустимая, сильная, аварийная. Считается, что коррозия отсутствует, если скорость проникновения язвенной коррозии в глубину поверхности равна 0—0,05 мм/год, а скорость равномерной общей коррозии составляет 0—0,02 мм/год.

При этом коррозионные трещины отсутствуют. Слабая коррозия имеет место при скорости язвенной коррозии, равной 0,05—0,2 мм/год, скорости общей равномерной коррозии 0,02—0,08 мм/год и отсутствии коррозионных трещин. Допустимой коррозией считается такая, при которой скорость язвенной коррозии составляет 0,1—0,3 мм/год, общей 0,04—0,1 мм/год, а коррозионные трещины отсутствуют. При сильной коррозии скорость язвенной коррозии достигает 0,15—1,2 мм/год, общей равномерной 0,05—0,4 мм/год и обнаруживаются коррозионные трещины. Развитие сильной коррозии может повлечь за собой аварийное состояние (аварийную коррозию), при которой скорость

язвенной коррозии достигает 0,6—1,2, а общей 0,2— 0,4 мм/год. При таком темпе развития коррозионных процессов неминуема аварийная обстановка в парогенерирующей системе.

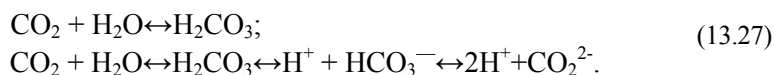
На интенсивность протекания коррозионных процессов помимо физико-химических условий большое влияние оказывает температура среды и стенки поверхности теплообмена, удельный тепловой поток, нерегулярность теплоподвода (его смена во времени с определенной амплитудой и частотой). Повышение этих параметров приводит к интенсификации коррозии.

Скорость омывания потоком теплообменных поверхностей влияет на коррозию по-разному. Малые скорости (особенно застой потока) способствуют развитию язвенной коррозии с застоем газовых пузырей. При слишком больших скоростях (около 10 м/с) наступают условия, при которых разрушаются защитные окисные пленки, что усиливает коррозионные процессы. Остаточные механические напряжения, сопряжение разнородных материалов в агрессивной среде, наличие в элементах конструкций узких щелей и застойных для потока зон интенсифицируют коррозионные процессы. При наличии остаточных механических напряжений возникает коррозия под напряжением. Контактная и щелевая коррозия возникает при наличии контактов разнородных материалов и щелей. Интенсивное развитие коррозионных процессов наблюдается в первые 200—1000 ч работы парогенерирующей установки. Постепенно металл покрывается достаточно равномерной окисной пленкой, защищающей его поверхность от интенсивной коррозии, и устанавливается постоянная скорость коррозии. Развитие коррозионных процессов на теплообменной поверхности определяется содержанием кислорода и двуокси углерода в рабочей среде. Из нелетучих примесей возможными интенсификаторами коррозии являются нитриды и хлориды. В любом случае желательна щелочная обработка воды. Сильные щелочи при повышении их концентрации могут интенсифицировать некоторые виды коррозии.

Кислород — наиболее агрессивная примесь воды. Коррозия интенсифицируется при неравномерном распределении кислорода по поверхности. В этих условиях участки металла, омываемые рабочей средой с большей концентрацией кислорода, будут катодами, другие участки — анодами микрогальванопар, обуславливающих равномерную коррозию на относительно больших участках. При наличии местных загрязнений на поверхности под ними начнет развиваться

язвенная коррозия, скорость которой будет определяться отношением площади чистой поверхности к загрязненной. Присутствие кислорода резко ускоряет щелевую, контактную и другие виды местной коррозии. Однако при очень высокой чистоте парогенераторной воды кислород проявляется как пассиватор, снижающий интенсивность общей коррозии (вследствие создания плотной неразрушаемой окисной пленки).

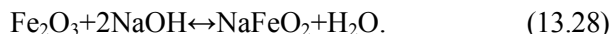
Большой агрессивностью обладают растворы, содержащие двуокись углерода. Молекулы двуокиси углерода диссоциируют слабо, в связи с чем в воде наряду с ионами H^+ и HCO_3^- будут находиться и недиссоциированные молекулы H_2CO_3 и CO_2 . Реакция образования этих компонентов протекает следующим образом:



Ионы водорода сильно активизируют электрохимическую коррозию, которая протекает с существенным переходом в воду продуктов коррозии. Воздействие на окисные пленки атомарного и молекулярного водорода приводит к снижению прочности сцепления их с металлом, ввиду чего кислородная коррозия в присутствии в воде угольной кислоты будет протекать без замедления.

К усилению коррозионных процессов ведет и любая другая причина повышения концентрации водородных ионов. Наиболее благоприятны для углеродистых сталей значения $\text{pH} > 8$. Хлориды активно разрушают окисные пленки, а нитриды являются хорошими окислителями.

Щелочная реакция парогенераторной воды благоприятна для общей коррозии и неблагоприятна для местных ее видов. В первую очередь интенсифицируются коррозионные процессы в тех участках поверхности теплообмена, где имеются условия для местного упаривания раствора (щели, неплотные отложения, расслоения пароводяной смеси, входные участки пароперегревателей и др.). Щелочь при больших концентрациях активно растворяют защитные окисные пленки:



Образование феррита натрия приводит к разрушению пленки и интенсивности окислительных процессов. Особенно стимулируется щелочью развитие микрокристаллической коррозии, которая специфична для элементов с остаточными напряжениями, превышающими предел текучести (в де-

формированном при развальцовке труб металле). Межкристаллитная коррозия начинает развиваться довольно медленно в неглубоких трещинах, в которых происходит упаривание воды. С течением времени скорость коррозии возрастает весьма быстро, и развитие ее продолжается вплоть до разрушения узла. Этот вид коррозии иногда называют щелочной хрупкостью.

Аустенитные стали, обладающие высокой общей коррозионной стойкостью, склонны к коррозионному растрескиванию и щелочной хрупкости. Коррозионное растрескивание возникает при воздействии на напряженный металл водной среды, содержащей кислород и хлориды. В результате протекания коррозии в металле возникает разрушение в виде транскристаллитных трещин. Процесс интенсифицируется в сильно щелочной среде.

В присутствии кислорода наличие в воде хлор-иона интенсифицирует коррозию под напряжением. Коррозионные процессы могут интенсивно протекать во время простоев оборудования при условии проникновения кислорода воздуха в пленку влаги и в отложения примесей. Принимаются специальные меры консервации неработающих установок.

13.5. ОТЛОЖЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ

Отложение примесей на поверхностях теплообмена может происходить при полном испарении воды и при достижении определенных для различных примесей концентраций. Все вещества, присутствующие в парогенераторной воде, делятся на две группы: труднорастворимые и легкорастворимые. Способность веществ к растворению в воде оценивается коэффициентом растворимости, под которым понимают количество вещества, образующее в 100 г при заданной температуре насыщенный раствор. Коэффициенты растворимости бывают положительные и отрицательные. Первые с ростом температуры повышаются, вторые понижаются. Легкорастворимые вещества имеют положительные коэффициенты растворимости, а труднорастворимые — отрицательные. Вещества с положительными коэффициентами растворимости КР могут отлагаться на поверхностях теплообмена только при полном упаривании воды, а вещества с отрицательными КР могут выпадать из растворов при повышении состояния насыщенности в связи с подъемом температуры или при упаривании раствора постоянной температуры. Насыщение растворов наступает при дости-

жении соответствующей концентрации ионов, характеризуемой произведением растворимости (ПР).

Произведение растворимости представляет собой произведение концентраций катиона K_i^+ и аниона A_n^- :

$$PP=[K_i^+]^n[A_n^-]^m. \quad (13.29)$$

При упаривании парогенераторной воды из растворов; начнут выпадать те вещества, которые достигли своего произведения растворимости. Выпадения вещества из раствора: не будет при условии

$$[K_i^+]^n[A_n^-]^m \leq PP_i, \quad (13.30)$$

где индекс i относится к рассматриваемому веществу. Выпадающие из растворов вещества могут кристаллизоваться или на стенках поверхности теплообмена, или в водяном объеме. Центрами кристаллизации являются шероховатости стенок или взвешенные в воде частицы, коллоиды, кристаллы веществ и пузырьки газов. Отложения на стенках называют накипями, а образования в водяном объеме — шламом.

Соединения Са и Mg образуют отложения, поэтому присутствие их соединений в парогенераторной воде наиболее нежелательно. Несмотря на имеющиеся в настоящее время надежные способы удаления соединений Са и Mg из питательной и добавочной воды присутствие их, хотя и в малых количествах, следует предполагать всегда. Выпадения соединений Са и Mg не будет, если для парогенераторной; воды будут соблюдаться неравенства

$$\begin{aligned} [Ca^{2+}][SiO_4^{2-}] &< PP_{CaSiO_4}; \\ [Ca^{2+}][CO_3^{2-}] &< PP_{CaCO_3}; \\ [Ca^{2+}][SiO_3^{2-}] &< PP_{CaSiO_3}; \\ [Mg^{2+}][OH^{2-}] &< PP_{Mg(OH)_2}; \\ [Mg^{2+}][SiO_4^{2-}] &< PP_{MgSiO_4}. \end{aligned} \quad (13.31)$$

Из соединений Са накипеобразователями являются; сульфат и силикат кальция. Эти вещества плотно «прикипают» к стенкам поверхности теплообмена, что приводит к дополнительным термическим сопротивлениям. Соединения Са в зависимости от щелочности воды могут выпасть или в виде накипи ($CaCO_3$), или в виде легкоподвижного шлама [гидроксилапатита $Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2$]. Гидроксилапатит образуется в парогенераторной воде при ее фосфатировании.

Соединение Mg [гидроокись магния $Mg(OH)_2$] плохо

растворяется в воде, дает образование накипи, первоначально выпадающей из раствора в виде шлама, который осаждается на теплопередающих поверхностях. Эти отложения способствуют развитию подшламовой коррозии. Силикатные соединения магния кристаллизуются в объеме воды в виде силиката магния ($MgSiO_3$) или серпентина ($3MgO \cdot 2SiO_2 \cdot 2H_2O$). Оба эти соединения легкоподвижные, не прикипающие к поверхности теплообмена. Скорости отложений соединений Ca и Mg пропорциональны их концентрации в воде и местному удельному тепловому потоку. При $pH=7-11$ скорости отложения, $mg/(m^2 \cdot ч)$, могут быть определены по эмпирическому соотношению

$$A_{(Ca, Mg)} = 1,3 \cdot 10^{-9} S_{в(Ca, Mg)} q^2, \quad (13.32)$$

где q — удельный тепловой поток, $Вт/м^2$; $S_{в(Ca, Mg)}$ — концентрация Ca или Mg в воде, mg/kg .

Из продуктов коррозии, присутствующих в парогенераторной воде, окислы железа и меди могут также отлагаться на теплообменных поверхностях с высокими значениями тепловых потоков ($q > 400 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$). Отложения с поверхности теплообмена удаляются посредством отмывок чистой водой или раствором.

13.6. ВОДНЫЙ РЕЖИМ В ПАРОГЕНЕРАТОРАХ И РЕАКТОРАХ

Правильный выбор качества питательной воды и определение оптимального межпромывочного периода включают в себе рациональную организацию водного режима прямоточных парогенераторов. Определение количества примесей питательной воды, уносимых с паром и отлагающихся на поверхности, на основе анализа состава примесей и значений коэффициентов распределения является первоочередной задачей. Границы отложения примесей и интенсивность отложений зависят от параметров парогенератора, состава питательной воды и плотности тепловых потоков. Состав отложений при заданном качестве питательной воды определяется давлением. При средних давлениях не менее 90% всех примесей оседает на поверхностях теплообмена. С ростом давления начинается избирательный унос примесей в виде паровых растворов. Отложения в прямоточных парогенераторах будут состоять из соединений Ca, Mg, Fe и Cu. При давлениях ниже 14 МПа в растворах будет содержаться также и сульфат натрия. Допустимая толщина отложений определяется с учетом допустимого повышения температуры стенки по сравнению с ее тем-

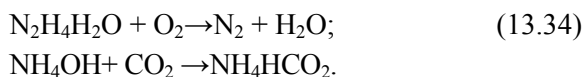
нературой при безнакипном режиме $\Delta t_{\text{доп}}$:

$$\delta_{\text{доп}} = (\lambda_{\text{отл}}/q)\Delta t_{\text{доп}}. \quad (13.33)$$

Следует иметь в виду, что толщину отложений более 0,2 мм (даже при $t_1 < t_{\text{доп}}$) допускать нельзя. Толщина отложений, равная $\delta < 0,2$ мм, исключает вредные последствия подшламовой коррозии и обеспечивает полную отмывку отложений.

В парогенераторах с естественной и многократной принудительной циркуляцией организация водного режима заключается в обеспечении оптимальных физико-химических характеристик парогенераторной воды при любых режимах их эксплуатации. Это требование выполняется посредством: выбора величины продувки, коррекционного метода обработки парогенераторной воды (при необходимости), промывки пара и применения ступенчатого испарения. Величина продувки колеблется в диапазоне 0,5—3%, а в горизонтальных парогенераторах АЭС с водным теплоносителем — не более 0,5 %.

Для снижения интенсивности коррозионных процессов, обусловленных присутствием в парогенераторной воде кислорода и двуокиси углерода, применяют гидразингидраг ($\text{N}_2\text{H}_4\text{H}_2\text{O}$) и аммиак (NH_4OH). Добавление в парогенераторную воду этих веществ связывает кислород и двуокись углерода в соответствии с реакциями



Ввод гидразингидрата в питательную воду осуществляется, после деаэрата в виде растворов с концентрацией 0,3—1%. Избыток аммиака по сравнению с требуемым количеством его для полного связывания двуокиси углерода необходим для создания повышенного значения рН воды. Для снижения интенсивности накипеобразования на ТЭС применяют коррекционный фосфатный режим, заключающийся в подаче натриевых солей фосфатной кислоты. Эти соли, взаимодействуя с кальциевыми соединениями в щелочной среде, образуют легкоподвижный неприкипающий шлам.

В парогенераторах АЭС коррекционный фосфатный режим не всегда возможен из-за плотного расположения змеевиков, затрудняющего вывод шлама. Поэтому в парогенераторах АЭС необходимо предусматривать возможность осуществления бескоррекционного водного режима. Такой режим возможен, если жесткость питательной воды

мала (менее 0,13 ммоль/кг, что практически всегда имеет место в парогенераторах АЭС). Поэтому при допустимой величине продувки можно поддерживать жесткость парогенераторной воды в пределах 13—15 ммоль/кг, исключающих образование накипи.

Водный режим реакторов РБМК нормируется в соответствии с режимом работы технологических каналов и обуславливается требованиями минимальных скоростей коррозии конструкционных материалов и минимальных отложений на теплопередающих поверхностях топливных каналов. Нормы качества реакторной воды перед входом в технологические каналы регламентируются следующими показателями: рН = 6,5÷7,2; содержание солей жесткости — не более 3,5 ммоль/кг, что в 3,5 раза ниже содержания солей в парогенераторной воде; содержание хлоридов — не более 70 мкг/кг; содержание кремниевой кислоты — не более 700 мкг/кг; удельная электропроводность при $t = 25^\circ\text{C}$ — не более 1,0 мкОм/см; содержание окислов железа в пересчете на железо — не более 50 мкг/кг; содержание соединений меди в пересчете на медь — не более 20 мкг/кг.

В канальных ядерных реакторах принят бескоррекционный водный режим, при котором в воду циркуляционного контура не вводятся никакие добавки для регулирования значений рН и концентрации кислорода. Нормирование солей жесткости осуществляется с учетом увеличения содержания пара в пароводяной смеси на выходе из технологических каналов. В проектируемых реакторах РБМК-1500 в 50% каналов паросодержание на выходе составляет $x = 30\div 40\%$. В действующих же реакторах РБМК-1000 выходное паросодержание $x = 15\%$. В связи с этим в воде установки с РБМК-1500 содержание солей жесткости в контуре МПЦ должно быть меньше, чем в реакторе РБМК-1000. Для пересчета концентрации примесей использовалось выражение

$$S_{\text{вх}} = S_{\text{вых}}(xK_p + 1 - x), \quad (13.35)$$

где $S_{\text{вх}}$ и $S_{\text{вых}}$ — содержание примесей в реакторной воде на входе в каналы и выходе из них; K_p — коэффициент распределения примесей между паром и водой.

Нормируемое содержание солей жесткости в воде на входе в технологические каналы реактора РБМК-1000 составляет 5 ммоль/кг, на выходе 6 ммоль/кг. В соответствии с равенством (13.35) при $S_{\text{вых}} = 12$, $x = 0,4$, $K_p = 10^{-7}$ в реакторе РБМК-1500 жесткость воды на входе в технологические каналы составит 3,6 ммоль/кг. Основным конст-

рукционным материалом циркуляционного контура реакторов типа РБМК является коррозионностойкая аустенитная сталь марки 08X18H10T, подверженная коррозионному растрескиванию в условиях повышенного содержания хлоридов и кислорода.

Нормируемое содержание хлоридов в воде на входе в каналы реактора РБМК-1000 составляет 100 мкг/кг, а на выходе из каналов 120 мкг/кг (при паросодержании на выходе $x=0,15$). В реакторе РБМК-1500 для сохранения содержания хлоридов на выходе из технологических каналов не более 120 мкг/кг на входе в них содержание хлоридов при $x=0,4$ и $K_p=2 \cdot 10^{-6}$ должно быть [в соответствии с формулой (13.35)] не более 70 мкг/кг.

Кремнекислые соединения дают плотные отложения на поверхностях нагрева, несмываемые при переменных режимах и трудноудаляемые с помощью специальных химических очисток. В воде реактора РБМК-1000 содержание кремниевой кислоты не превышает 100 мкг/кг, а в воде РБМК-1500 — не более 70 мкг/кг.

Бескоррекционный водный режим, поддерживаемый в реакторе, повышает содержание меди в питательной воде, способствуя повышенному загрязнению реакторной воды. Отложение соединений меди в технологических каналах опасно из-за сложности их удаления. Эти отложения являются хорошей подложкой для продуктов коррозии. Реакторы хорошо работают при содержании меди в питательной воде не более 1 мкг/кг, при этом ее содержание в контуре не должно превышать 20 мкг/кг.

Нормы качества турбинного конденсата приняты из условий обеспечения норм качества реакторной воды при расходной массовой продувке $D_{пр}=400$ т/ч и $pH=7,0-7,2$: жесткость равна 0,3 мкг-экв/кг, содержание хлоридов — не более 3 мкг/кг, кремниевой кислоты — не более 30 мкг/кг, окислов железа (в пересчете на железо) — не более 10 мкг/кг, окислов меди (в пересчете на медь) — не более 1 мкг/кг; содержания кислорода не более 20 мкг/кг.

Величина непрерывной продувки контура МПЦ реакторов РБМК оценивается относительно каждого нормируемого показателя вещества воды. Окончательно величина продувки принимается по наибольшему значению, полученному в расчетах. В установках РБМК величина продувки принята по содержанию продуктов коррозии железа в соответствии с уравнением солевого баланса при учете скорости отложения (осаждения) в застойных зонах

$$dc_F = S_{пр} V_{к,ор}, \quad (13.3)$$

где dc_F — скорость осажденных продуктов коррозии, мг/ч; $S_{пр} = 0,05$ мг/кг — содержание продуктов коррозии железа в реакторной (продувочной) воде; $V_k = 1350$ м³ — объем контура в реакторе; $\omega = 0,69$ ч⁻¹ — коэффициент осаждения продуктов коррозии железа; $\rho = 1000$ кг/м³ — плотность воды.

Глава четырнадцатая

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

14.1. ТЕПЛООБМЕН НА ПОГРУЖЕННЫХ ТЕПЛООТДАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Теплообмен при кипении получил чрезвычайно широкое распространение в парогенераторах и ядерных реакторах кипящего типа. В связи с тем что кипение относится к одному из видов фазового превращения вещества, протекающего с поглощением достаточно большого количества теплоты, этот процесс обеспечивает надежные условия отвода теплоты от ТВЭЛов в активной зоне реактора и от теплопередающих поверхностей парогенератора. По принципу кипения все парогенерирующие аппараты можно разделить на две группы. К наиболее многочисленной, первой группе относятся парогенерирующие аппараты, в которых генерация пара осуществляется на теплообменных поверхностях, омываемых направленным движением теплоносителя (с естественной и принудительной циркуляцией). Вторая группа включает в себя такие виды парогенерирующих аппаратов, кипение в которых осуществляется на теплообменных поверхностях, погруженных в жидкость. В этом случае движение вверх пузырьков пара и прилегающей массы теплоносителя происходит вследствие естественной конвекции, обусловленной гравитационными силами.

Кипение воды на погруженных поверхностях часто называют кипением в большом объеме. Если теплообменная поверхность находится в большом объеме жидкости, догретой до температуры насыщения, то при определенном перегреве жидкости в прилегающем слое на парогенерирующей поверхности с достаточно высокой частотой зарождаются, растут и отрываются пузырьки пара, вызывая турбулизацию пограничного слоя. Происходит интенсивный массообмен в кипящей жидкости и при-

стенной области, повышающий перенос энергии с парогенерирующей поверхности в пароводяную смесь. Общее количество тепловой энергии, отводимой с единицы парогенерирующей поверхности, равно

$$q=q_1+q_2+q_3, \quad (14.1)$$

где q_1 — количество теплоты, вносимой в объем жидкости с пузырьками пара; q_2 — теплота, отводимая из пристенного слоя в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости; q_3 — теплота, отводимая конвекцией.

При известном отрывном диаметре пузырька пара d_0 , плотности центров образования пузырьков n и частоте их отрыва f количество теплоты, уносимой с единицы поверхности пузырьками пара в единицу времени, составит

$$q_1=(1/6)\pi d_0^3 \rho r'' n f. \quad (14.2)$$

Теплота с избыточной энтальпией перегретой жидкости может быть оценена в первом приближении при допущении, что оторвавшиеся пузырьки вытолкнут из пристенного слоя некоторое количество перегретой жидкости массой M . Тогда

$$q_2=M c_p \Delta t, \quad (14.3)$$

где $\Delta t=0,5(T_w - T_s)$ — средний перегрев пограничного слоя; c_p — теплоемкость жидкости. Растущий пузырек пара выталкивает перегретую жидкость полусферой, обращенной к окружающей жидкости, в связи с чем значение M можно оценить по формуле

$$M=(1/4)\pi d_0^2 \delta \rho' n f, \quad (14.4)$$

где δ — некоторая средняя толщина выталкиваемого слоя. Если принять в первом приближении $\delta \approx (0,01 \div 0,05)d_0$, то с учетом (14.4) можно определить q_2 :

$$q_2=(1/400)\pi d_0^3 \rho' c_p \Delta t n f. \quad (14.5)$$

Выполненный анализ показал, что перенос теплоты от парогенерирующей стенки в окружающую жидкость с избыточной энтальпией перегретой жидкости составляет 2—3 % q_1 при низком давлении, а с возрастанием давления это значение существенно уменьшается.

Теплота, отводимая конвекцией q_3 , в условиях кипения в свободном объеме может быть определена по следующей зависимости:

$$q_3=(\lambda/\delta_c)(T_w - T_s)F_k, \quad (14.6)$$

где F_k — доля площади парогенерирующей поверхности, свободной от центров парообразования; λ' — теплопроводность прилегающего к поверхности слоя; δ_c — толщина слоя. Поскольку величина q_3 отнесена к 1 м^2 , то $F_k = (1 - F_n)/1$, где F_n — площадь теплообменной поверхности, занятая пузырьками пара и являющаяся сложной функцией плотности теплового потока, чистоты обработки поверхности теплообмена, теплофизических и физико-химических свойств жидкости и т. д.

Если известно число центров парообразования n (3.78) и критический диаметр родившегося пузырька пара $d_{кр}$ (3.6), то площадь, занятую родившимися пузырьками, можно оценить в первом приближении выражением

$$F_n = (1/4)\pi d_{кр}^2 n = 7,85 \cdot 10^{-3} [r_p''(T_w - T_s)/(\sigma T_s)]. \quad (14.7)$$

Для технических поверхностей нагрева при квадратическом распределении неравномерностей по размерам с учетом (3.77) выражение (14.7) может быть упрощено:

$$F_n = (1/4)\pi d_{кр}^2 n = 94 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2. \quad (14.8)$$

Анализ показывает, что расчеты площади, занятой родившимися пузырьками, по (14.7) при низких давлениях дают значение на три порядка меньше значения $94 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$. При высоких давлениях значения, рассчитанные по (14.7), соизмеримы со значением $94 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$. В действительности же площадь, покрытая растущими пузырьками, значительно больше F_n , так как диаметр испаряющейся пленки под пузырьками больше критического диаметра.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что доля теплоты, расходуемой на парообразование, q_1/q у поверхности нагрева возрастает с увеличением плотности теплового потока q . С повышением давления доля конвективной составляющей q_3/q уменьшается и преобладающим становится расход теплоты на испарение в паровые пузырьки q_1/q .

В настоящее время имеется довольно много статистических и экспериментальных исследований по изучению механизма переноса энергии от парогенерирующей поверхности в окружающую жидкость при развитом пузырьковом кипении. По установившемуся мнению суммарная плотность теплового потока q состоит из плотности теплового потока, расходуемого на испарение жидкости у поверхности нагрева, q_1 и плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью через заторможенный слой к основной массе жидкости, q_3 . С увеличе-

нием давления и плотности теплового потока $q_1/q \gg q_3/q$. При обработке опытных данных по кипению жидкостей построение расчетных зависимостей часто проводится по полному значению q (без расчленения на составляющие q_1 и q_3). Наибольший диапазон изменения основных параметров охватывается критериальной формулой, предложенной Д. А. Лабунцовым:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}^{1/3}, \quad (14.9)$$

где $\text{Nu} = \alpha l / \lambda'$; $\text{Re} = w l / \nu'$. В этих критериях линейный размер l и скорость w соответственно определяются по формулам $l = c_p \rho' \sigma T_s / (r p'')^2$; $w = q / (r p'')$. Физические параметры определяются при температуре насыщения. (Величины, относящиеся к воде, имеют вверху один штрих, а относящиеся к пару — два штриха.)

Значение постоянных в формуле (14.9) зависит от Re : для $\text{Re} \leq 0,01$ $C = 0,0625$, $n = 0,5$; для $\text{Re} > 0,01$ $C = 0,125$, $n = 0,65$.

При проектировании парогенерирующих установок АЭС широкое распространение получили эмпирические формулы ЦКТИ, дающие простую зависимость между основными параметрами для условий кипения в большом объеме:

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} \alpha &= 4,32 (p^{0,14} + 1,28 \cdot 10^{-2} p^2) q^{0,7}, \\ \alpha &= \frac{10,45}{3,3 - 0,0113 (T_s - 373)} q^{0,7}. \end{aligned} \right\} \quad (14.10)$$

В этих формулах q — плотность теплового потока, Вт/м²; p — давление, МПа; T_s — температура, К.

Формулы (14.9) и (14.10) применимы для широкого диапазона изменения давления насыщения. Верхний предел следует ограничить значениями 18—20 МПа. Формулы (14.9) и (14.10) получены для условий генерации пара на чистых поверхностях, когда микрогеометрия поверхности не изменена и отвечает исходному классу чистоты обработки материала. При продолжительной работе теплообменных поверхностей микрогеометрия ее изменяется, изменяются также абсолютный уровень радиусов кривизны зародышей пара и закон распределения центров парообразования по радиусам кривизны, в связи с чем существенно изменяется коэффициент теплообмена. Известно, что коэффициент теплообмена на полированной поверхности ниже, чем на необработанной. При полировке поверхности происходит обеднение ее центрами

парообразования, в связи с чем уменьшается коэффициент теплообмена. При длительной работе теплообменная поверхность покрывается тонким окисным слоем, который выравнивает поверхность, сглаживая углубления, поэтому часть центров парообразования теряет способность генерировать паровые пузырьки.

Многочисленные опытные исследования свидетельствуют, что стабильное значение коэффициента теплообмена наступает после длительной работы парогенерирующих поверхностей, исчисляемой сотнями часов. При этом снижение коэффициента теплообмена происходит в 1,5—2 раза по сравнению со значениями для чистой поверхности. Кроме того, покрытие окисной пленкой парогенерирующей поверхности создает дополнительное термическое сопротивление, приводящее также к уменьшению коэффициента теплообмена. Увеличение давления кипящей жидкости и плотности теплового потока во всех случаях приводит к увеличению коэффициента теплообмена (до наступления кризиса).

Ориентация теплоотдающей поверхности не оказывает существенного влияния на коэффициент теплообмена при пузырьковом кипении. Коэффициент теплообмена верхних рядов в горизонтально расположенных погруженных пучках выше, чем коэффициент теплообмена нижних. Это явление объясняется тем, что нижние ряды, где движение потока практически отсутствует, находятся действительно в свободном объеме. В верхних рядах скорость поднимающегося пара может оказаться настолько большой, что повлияет на интенсивность теплообмена. Верхние ряды труб в этом случае будут находиться в режиме теплообмена при направленном движении потока. Обращенная вниз поверхность горизонтально расположенных плит и лент может иметь коэффициент теплообмена ниже, чем поверхность, обращенная вверх. Это объясняется затруднением эвакуации паровых пузырьков с нижних поверхностей.

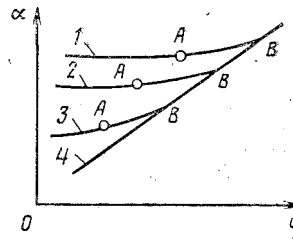
14.2. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ В УСЛОВИЯХ НАПРАВЛЕННОГО ДВИЖЕНИЯ ПОТОКА

В технологических кассетах реакторов типа РБМК и ВК, в трубах и кольцевых щелях с внутренним течением и в пучках с внешним течением кипение происходит при вынужденном направленном движении пароводяной смеси с существенными скоростями. В условиях направленного движения потока вдоль парогенерирующей поверхности паровые пузырьки, зарождающиеся на ней, испытывают дополнительное действие динамической силы потока. Ранее (см. гл. 3) были рассмотрены условия действия динамической силы потока и влияние ее на отрывные размеры

пузырьков. Теоретический анализ показал, что действие динамической силы приводит к значительному уменьшению размера пузырька в момент его отрыва. Уменьшение отрывных диаметров пузырьков (по сравнению с диаметрами пузырьков при кипении в большом объеме) вызывает увеличение частоты их отрыва, приводит к перестройке процесса парообразования и оказывает влияние на интегральную количественную характеристику процесса — коэффициент теплообмена.

Количество переносимой с поверхности в поток тепловой энергии при направленном движении его (так же как и при кипении в свободном объеме) определяется соотношением двух механизмов: переносом теплоты, обусловленной процессом парообразования, и интенсивностью механизма конвективного теплообмена. Выполненные различными авторами многочисленные экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что при вынужденном движении потока на интенсивность теплообмена соизмеримое влияние оказывают оба механизма при любых значениях q . При малой тепловой нагрузке, когда имеет место незначительное число центров парообразования, практически при любой скорости потока доминирующее влияние на процесс переноса теплоты оказывает конвекция, причем с увеличением скорости потока возрастает тепловая нагрузка, при которой конвекция доминирует над парообразованием. При высоких тепловых нагрузках перенос теплоты с поверхности определяется всецело процессом парообразования, а конвекция не оказывает влияния.

Рис. 14.1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока



На рис. 14.1 представлена типичная зависимость коэффициента теплообмена от плотности теплового потока при различных скоростях пароводяной смеси. Зависимость 4 соответствует функции $\alpha=f(q)$ при кипении в свободном объеме. Зависимости 1—3 соответствуют вынужденному направленному движению пароводяного потока. Кривая 3 соответствует минимальной скорости потока, а кривая 1 — максимальной. Точка A на кривых 1—3 характеризует такие режимы, при

которых в процессе переноса энергии начинает проявляться механизм парообразования. С увеличением скорости потока проявление механизма парообразования смещается в сторону возрастания тепловой нагрузки. Отрезки AB на кривых 1—3 соответствуют равнозначному проявлению обоих механизмов при теплообмене. В точках B практически прекращает оказывать влияние на теплообмен механизм конвективного переноса. При дальнейшем увеличении плотности тепловой нагрузки (вправо от точек B) теплообмен полностью определяется механизмом парообразования и соответствует условию переноса теплоты от стенки в поток при свободной конвекции.

Относительно высокая тепловая нагрузка настолько увеличивает число активных зародышей паровой фазы, что механизм переноса энергии, обусловленный парообразованием, начинает доминировать над конвективным. Сложность решения задачи об интенсивности теплообмена в условиях вынужденного движения кипящей жидкости связана с тем, что на перенос энергии от стенки оказывает влияние многообразие факторов: плотность тепловой нагрузки, скорость потока, теплофизические параметры смеси, структура и режим течения пароводяного потока. Для упрощения анализа механизма теплообмена всю длину парогенерирующего канала можно разделить на шесть условных областей: поверхностное кипение; развитое пузырьковое кипение с доминирующим влиянием скорости потока (область влево от точек A на рис. 14.1); развитое пузырьковое кипение с равнозначным влиянием парообразования и конвективного переноса (область AB на рис. 14.1); развитое пузырьковое кипение с доминирующим влиянием механизма парообразования (область вправо от точек A до наступления дисперсно-кольцевого режима и режима ухудшенного теплообмена); область ухудшенного теплообмена; область высоких паросодержаний с каплями жидкости в паровом потоке.

В настоящем параграфе рассматриваются только три области течения равновесного пароводяного потока: вторая, третья и четвертая. Наиболее полный анализ этих трех областей выполнил Л. С. Стерман. Используя многочисленные экспериментальные исследования различных авторов, он рекомендует зависимость для определения коэффициента теплообмена во второй и третьей областях (область вправо от точки A на рис. 14.1):

$$\frac{Nu_{\kappa}}{Nu_{\delta, \kappa}} = 6150 \left[\frac{q}{r \rho'' w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p T_s} \right)^{0,333} \right]^{0,7}, \quad (14.11)$$

где Nu_k — число Нуссельта для теплообмена при кипении; $Nu_{б.к}$ — число Нуссельта для теплообмена при отсутствии кипения.

Граница начала второй и третьей областей, в которых механизм переноса энергии обусловлен парообразованием и конвекцией, определяется неравенством

$$\left[\frac{q}{r \rho'' w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p T_s} \right)^{0,333} \right] > 0,4 \cdot 10^{-5}. \quad (14.12)$$

Область режимных параметров (влево от точек A на рис. 14.1), в которой механизм переноса теплоты обусловлен только конвекцией, а процесс парообразования не влияет на интенсивность теплообмена, определяется условием

$$\left[\frac{q}{r \rho'' w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p T_s} \right)^{0,333} \right] \leq 0,4 \cdot 10^{-5}. \quad (14.13)$$

При соблюдении последнего условия коэффициент теплообмена при пузырьковом кипении определяется обычной зависимостью для турбулентного режима течения однофазной жидкости

$$Nu_{б.к} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,37} \quad (14.14)$$

или

$$Nu_{б.к} = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43},$$

т. е. в этом случае $Nu_k = Nu_{б.к}$.

В выражении (14.11) физические параметры выбраны по температуре насыщения. В условиях пузырькового, снарядного и кольцевого режимов течения пароводяной смеси при достаточно больших расходах жидкой фазы (при $Re = w_0' d / \nu > 30000$ и при $Fr_{см} = w_{см}^2 / g d > 6$) в (14.11) и (14.14) подставляется истинная скорость жидкости $w' = w_0' / (1 - \phi)$. Для области режимных параметров, в которой коэффициент теплообмена не зависит от паросодержания, при расчете α в (14.11) и (14.14) можно подставлять скорость циркуляции на входе в парогенерирующий канал $w_0 = M / (f \rho')$. Такое условие приемлемо в диапазоне расходных паросодержаний $0 < \beta < \beta_{пр}$, когда паросодержание не влияет на α . Предельное расходное паросодержание $\beta_{пр}$ колеблется в зависимости от физических свойств жидкости, давления, плотности тепловой нагрузки, скорости и составляет 0,6—0,8.

В формуле (14.11) коэффициент пропорциональности установлен на основании опытных данных, полученных

для трубы диаметром 16 мм. Поэтому для труб, диаметр которых существенно отличается от указанного, полученное из (14.11) отношение $\alpha_k/\alpha_{б.к}$ необходимо умножить на $(d/16)^{0,285}$. При высоких паросодержаниях, отвечающих дисперсно-кольцевому режиму течения пароводяного потока, в каналах наблюдается унос капельной влаги с поверхности пленки в ядро парового потока. В этом случае действительная скорость жидкости может быть меньше истинной скорости w' , поскольку значительные массы капель жидкости перемещаются с паром, а вдоль теплообменной поверхности течет тонкая жидкостная пленка. В дисперсно-кольцевом режиме интенсивность теплообмена определяется некоторой эффективной скоростью жидкости в пленке $w_{эф}$. Началом дисперсно-кольцевого режима течения следует считать режим, при котором эффективная скорость жидкости в пленке будет меньше истинной скорости жидкости, т. е. $w_{эф}/w' < 1$. На основании опытных данных установлено, что этому условию отвечает неравенство

$$P = w_0'' (\rho''/\sigma g)^{1/4} (\rho''/\rho')^{1/3} > 1,9. \quad (14.15)$$

Дисперсно-кольцевому режиму предшествует кольцевой. Следовательно, на границе между ними эффективная скорость жидкости в пленке равна истинной скорости жидкости, т. е. $w_{эф}/w' = 1$, в связи с чем граница между кольцевым и дисперсно-кольцевым режимами устанавливается следующим соотношением:

$$w_{эф}/w' = 1 \text{ при } w_0'' (\rho''/\sigma g)^{1/4} (\rho''/\rho')^{1/3} \leq 1,9 \quad (14.16)$$

Таким образом, максимальное паросодержание, ограничивающее применимость (14.11) при расчете теплообмена в парогенерирующих каналах, определяется (14.16).

В. М. Боришанский и А. А. Андриевский рекомендуют определять коэффициент теплообмена в дисперсно-кольцевом режиме по формуле, полученной на основе экспериментальных исследований при кипении воды в трубах диаметром 8, 12 и 18 мм:

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_{б.к}} = 900 \left[\left(\frac{d}{16} \right)^{0,235} \frac{q}{r \rho'' w_{эф}} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p T_s} \right)^{1/3} \right]^{0,55}. \quad (14.17)$$

Эффективную скорость жидкости в пленке можно определить по эмпирическим зависимостям:

$$\begin{aligned} \text{при } P = 1,9 \div 16 \quad w_{эф}/w' &= 1,197/P^{0,28}, \\ \text{при } P = 16 \div 90 \quad w_{эф}/w' &= 0,835/P^{0,985}. \end{aligned} \quad (14.18)$$

Значение P определяется по (14.15).

Н. Г. Стюшин рекомендует определять коэффициент теплообмена парожидкостного потока в области, где интенсивность теплообмена обуславливается только процессом парообразования (не зависит от скорости среды), по формуле

$$St/K_p^{1/3} = 1,25K_w K_s^{0,5} / Pe_{исп}^{1/3} \quad (14.19)$$

где $St = \alpha / (c_p \rho' w_{см})$ — число Стантона; $K_p = (\rho / \sigma) \sqrt{\sigma / (g \rho'')}$;

$K_w = q / (r \rho' w_{см})$; $Pe_{исп} = [q / (r \rho' a)] \sqrt{\sigma / (g \rho'')}$; $K_s = r / (c_p T_s)$.

Величины St и K_w рассчитываются по расходной скорости смеси $w_{см} = w_0'' + w_0'$.

Зависимость (14.19) применима при условии

$$N = (K_w K_s^{0,5}) / Pe_{исп}^{1/3} \geq 0,3 \cdot 10^{-5}. \quad (14.20)$$

В области, где на перенос теплоты оказывают совместное влияние процесс парообразования и скорость потока, коэффициент теплообмена рассчитывается по формуле

$$St/K_p^{1/3} = 0,002 [K_w K_s^{0,5} / Pe_{исп}^{1/3}]^{0,5}. \quad (14.21)$$

Диапазон применения (14,21)

$$0,01 \cdot 10^{-5} < N < 0,3 \cdot 10^{-5}, \quad (14.22)$$

Формулы (14.19) и (14.21) применимы и для области высоких паросодержаний, включающих дисперсно-кольцевой режим течения пароводяных потоков, пока на стенке сохраняется сплошная пленка жидкости, т. е. вплоть до режима ухудшенного теплообмена. Пока на парогенерирующей стенке сохраняется устойчивая пленка жидкости, резкого падения коэффициента теплообмена не наблюдается.

14.3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ, НЕ ДОГРЕТОЙ ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ

В парогенерирующий канал ядерного реактора или парогенератора входит жидкость со средней температурой, меньшей температуры насыщения при данном давлении, в связи с чем на некоторой длине обогреваемого участка происходит подогрев жидкости до температуры насыщения. На этом же участке вначале происходит прогрев пристенного жидкостного слоя до температуры насыщения с постепенным перегревом его. На участке, где средняя температура пристенного жидкостного

слоя выше температуры насыщения, возникает вероятность рождения и роста пузырьков пара. В этом слое создаются условия для так называемого пристенного кипения, когда в ядре потока температура жидкости еще не достигла температуры кипения, а на теплообменной поверхности рождаются пузырьки пара.

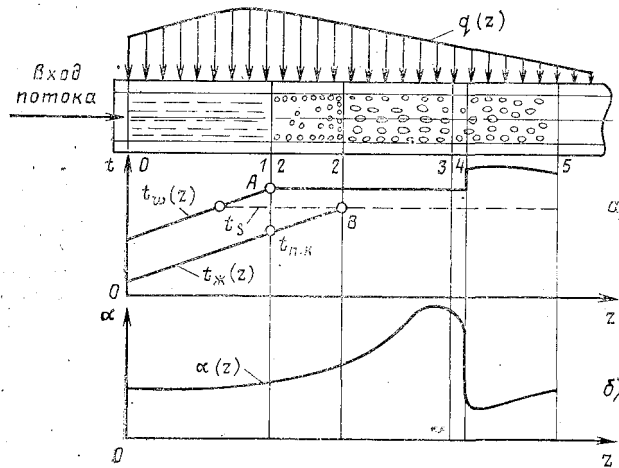


Рис. 14.2. Изменение температуры стенки, температуры жидкости и коэффициента теплоотдачи по длине парогенерирующего канала

В режиме поверхностного кипения пузырьки пара не достигают отрывных размеров d_0 в связи с тем, что происходит одновременный рост пузырька и его конденсация. Со стороны теплообменной поверхности теплота подводится в основание пузырька, а со стороны холодного потока, имеющего температуру ниже температуры пузырька пара, энергия с его поверхности отводится. Чем больше толщина пристенного перегретого жидкостного слоя, тем больших размеров могут достигать пузырьки пара. По мере повышения в ядре потока температуры возрастает толщина перегретого пристенного слоя и уменьшается его градиент температуры.

На рис. 14.2,а показан график изменения температуры жидкости $t_j(z)$ — температуры стенки $t_w(z)$ по длине парогенерирующего канала. На входном участке 0—1 температуры стенки и потока растут. В сечении 1 (точка А) температура стенки достигает некоторого значения, после которого рост прекращается. В этом сечении начинается поверхностное кипение и температура потока соответствует темпера-

туре начала поверхностного кипения $t_{н.к.}$. В сечении 2 (точка В) температура жидкости достигает насыщения. По мере приближения к сечению 2 часть пузырьков пара может оторваться от стенки и проникнуть в ядро потока. Конденсация их не успеет произойти из-за малой потери энергии поверхностями в окружающую жидкость.

Отрезок парогенерирующего канала 1—2 носит название участка поверхностного кипения. Температуру начала развитого поверхностного кипения можно определить по обобщенной формуле Л. С. Стермана и Н. Г. Стюшина

$$\frac{c_p(t_s - t_{н.к.})}{r} = 275 \frac{q}{r\rho'w_o} \left(\frac{gl}{r\rho'v'} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{0,1} \text{Pr}^{0,5}, \quad (14.23)$$

или по эмпирической формуле Н. В. Тарасовой, рекомендуемой для воды в интервале давлений от 5,0 до 20,0 МПа:

$$\Delta i_{н.к.} = i' - i_{н.к.} = 0,31 \frac{q^{1,1} d^{0,2}}{(\rho w)^{0,9}} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,3}, \quad (14.24)$$

где V и $i_{н.к.}$ — соответственно энтальпия жидкости на линии насыщения и при температуре $t_{н.к.}$, кДж/кг; q — плотность теплового потока, Вт/м²; d — диаметр трубы, м; ρw — массовая скорость, кг/(м² · с). Коэффициент теплообмена на входном участке 0—1 определяется по обычным формулам конвективного теплообмена в однофазной среде (14.14). На участке поверхностного кипения (отрезок 1—2) коэффициент теплообмена возрастает от α конвективного до α при развитом кипении и может быть рассчитан по (14.19) при соблюдении условия (14.20). В эти формулы подставляется непосредственно скорость циркуляции. В тех случаях, когда протяженность участка поверхностного кипения невелика по сравнению с полной длиной экономайзерного участка, расчет коэффициента теплообмена проводится по формулам конвективного теплообмена однофазной среды на всей рассчитываемой длине. Некоторое занижение среднего коэффициента теплоотдачи на всем участке приведет к малозаметному (с позиции инженерных расчетов) увеличению полной длины экономайзерного участка. Участок 2—3 характеризуется режимом развитого пузырькового кипения, участок 3—4 — дисперсно-кольцевым режимом.

14.4. РЕЖИМ УХУДШЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА

После дисперсно-кольцевого режима в парогенерирующем канале наступает такое состояние, при котором сплошная тонкая пристенная жидкостная пленка испаряется полностью, а орошение теплообменной поверхности каплями жидкости из парового центрального потока не обеспечивает полного ее восстановления. Стенка перестает охлаждаться жидкостью и начинает соприка-

саться с паровой фазой, в связи с чем существенно уменьшается коэффициент теплообмена в этих условиях и резко возрастает температура стенки. Кроме того, нерегулярность теплообмена (поочередное омывание стенки каплями жидкости и паром) вызывает колебания температуры теплообменной поверхности, приводящие к усталостным разрушениям металла.

Сечение канала 4 (рис. 14.2), в котором полностью испаряется сплошная жидкостная пленка на теплообменной поверхности, соответствует началу режима ухудшенного теплообмена. В активной зоне кипящих реакторов наступление режима ухудшенного теплообмена недопустимо, поскольку температура оболочки твэла может возрасти настолько, что произойдет ее пережог с образованием неплотностей. В парогенераторах с естественной и многократной принудительной циркуляцией также недопустим режим ухудшенного теплообмена. В этом случае мгновенного пережога теплообменных поверхностей может не произойти (за исключением обогрева газами с высокими температурами), но наступит нерегулярный режим теплообмена со значительными пульсациями температур стенок парогенерирующих каналов. После возникновения режима ухудшенного теплообмена (сечение 4) наблюдается дисперсионная (эмульсионная) структура течения парожидкостного потока (отрезок 4—5 на рис. 14.2). Теплообмен на этом участке определяется скоростью течения пара в канале, и коэффициент теплообмена может быть рассчитан по формулам конвективного теплообмена турбулентного течения однофазных сред.

Условия возникновения режима ухудшенного теплообмена зависят от массовой скорости, давления и слабо зависят от диаметра канала. В качестве оценивающей характеристики наступления режима ухудшенного теплообмена выбрано массовое паросодержание (граничное паросодержание) в сечении $x_{гр}^0$, при котором исчезает с поверхности теплообмена сплошная пленка жидкости. В. Е. Дорошук рекомендует рассчитывать $x_{гр}^0$ в трубах в диапазонах давлений 5 — 20 МПа и массовых скоростей 500 — 2500 кг/(м²·с) по формуле

$$(x_{гр}^0)^2(\rho w)(v/a)[(\rho' - \rho'')/\rho] = 3,1 \cdot 10^{-3}. \quad (14.25)$$

Можно использовать для расчета $x_{гр}^0$ эмпирическую формулу того же автора

$$x_{гр}^0 = (0,92 - 0,035 p) \sqrt{1000 / (\rho w)}. \quad (14.26)$$

Для низких давлений (0,6—5,0 МПа) и массовых скоростей $500 < \rho w < 2000$ кг/(м² · с) можно пользоваться формулой того же автора

$$x_{\text{тр}}^0 = 8,92 p^{0,15} (\rho w)^{-0,45}. \quad (14.27)$$

В формулах (14.26) и (14.27) давление выражено в барах. Приведенные уравнения получены на основе опытных данных для вертикальных труб. В горизонтальных трубах толщина жидкостной пленки по периметру не одинакова. В верхней части трубы толщина пленки меньше, а в нижней больше. Следовательно, при определенных средней массовой скорости, давлении и тепловой нагрузке, постоянной по периметру, режим ухудшенного теплообмена наступает раньше в верхней части трубы, в связи с чем в горизонтальных трубах расчетное массовое граничное паросодержание меньше, чем в вертикальных:

$$(x_{\text{тр}}^0)_{\text{гор}} = x_{\text{тр}}^0 - \Delta x_{\text{тр}}^0. \quad (14.28)$$

В настоящее время отсутствуют систематические данные по значениям $\Delta x_{\text{тр}}^0$. В инженерных расчетах можно рекомендовать максимальное опытное значение $\Delta x_{\text{тр}}^0 = 0,11$, полученное при давлениях 9,8—16,0 МПа и значениях массовой скорости $\rho w = 750 \div 2000$ кг/(м² · с).

В современных прямоточных парогенераторах (без встроеного сепаратора) имеют место участок с режимом ухудшенного теплообмена и последующий участок с досыханием оставшихся в потоке капель (отрезок 4—5 на рис. 14.2). В сечении 5 происходит полное испарение влаги ($x=1$), в связи с чем при проектировании новых типов прямоточных парогенераторов очень важно знать значения максимального температурного скачка на поверхности стенки канала в зоне ухудшенного теплообмена, а также значение максимальных амплитуд пульсаций температуры стенки и частоту пульсаций. На температурный скачок и амплитуду пульсаций существенное влияние оказывают температура и коэффициент теплообмена греющего теплоносителя, удельная плотность теплового потока в зоне ухудшенного теплообмена, давление в потоке и его массовая скорость. С увеличением плотности теплового потока, уменьшением давления и массовой скорости температурный скачок и амплитуда пульсаций температуры стенки канала возрастают. Следовательно, при проектировании парогенераторов участки с ухудшенным режимом располагают в зоне наименьшего тепловосприятия.

Максимальное значение температурного скачка на поверхности стенки парогенерирующего канала может быть определено из уравнения теплопередачи

$$t_w^{\text{макс}} = t_s + q(1/\alpha_y + \delta_m/\lambda_m), \quad (14.29)$$

где δ_m и λ_m — толщина стенки и теплопроводность парогенерирующего канала; α_y — коэффициент теплообмена в зоне с ухудшенным тепловым режимом.

Для определения коэффициента теплообмена при значениях массового паросодержания $x_{\text{гп}}^0$ до $x=1$ наибольшее распространение получила формула З. Л. Миропольского

$$\text{Nu}'' = 0,023 (\text{Re}'')^{0,8} \text{Pr}^{0,43} X \\ X [x + (\rho''/\rho')(1-x)]^{0,8} y \quad (14.30)$$

где $\text{Nu}'' = \alpha_y d / \lambda''$; $\text{Re}'' = wd / \nu''$; Pr — критерий Прандтля для сухого насыщенного пара при температуре стенки; $y = 1 - 0,1 \{[(\rho' - \rho'')/\rho''](1-x)\}^{0,4}$. При построении формулы (14.30) принято допущение, что капли жидкости и паровая фаза находятся в термодинамическом равновесии при температуре насыщения. Это допущение справедливо при больших массовых скоростях, в связи с чем при массовых скоростях, равных или менее $700 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, по (14.30) нельзя определить коэффициент теплообмена. В предельном случае при $x=1$ зависимость (14.30) переходит в формулу, определяющую коэффициент теплообмена при турбулентном течении чистого насыщенного пара.

В зоне ухудшенного теплообмена из-за периодического испарения капель влаги на теплообменной поверхности возникают пульсации температуры. Парогенерирующий канал в зоне ухудшенного теплообмена будет работать продолжительное время при соблюдении условия $t_w^{\text{макс}} - t_s < 80^\circ\text{C}$.

В горизонтальных трубах достаточно больших диаметров ($d > 20$ мм) неравномерность распределения фаз снижает среднее значение коэффициента теплообмена в зоне ухудшенного режима. Для данного случая коэффициент теплообмена в горизонтальных трубах можно определять по формуле О. М. Балдиной

$$\alpha_{y,r} = \alpha_y (0,02/d), \quad (14.31)$$

где α_y — коэффициент теплообмена в вертикальной трубе, определенный по (14.30); d — внутренний диаметр па-

рогенирующей трубы. В горизонтальных трубах с малым внутренним диаметром $d < 20$ мм $\alpha_{v,г}$ рассчитывается по зависимости (14.30).

14.5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ОДНОФАЗНЫХ СРЕД

Анализ общих дифференциальных уравнений (теплообмена, теплопроводности, движения и неразрывности), описывающих перенос теплоты между стенкой и однофазной жидкостью, позволил получить с помощью теории подобия для стационарного режима общую критериальную зависимость

$$Nu = f(Re, Pr, Gr). \quad (14.32)$$

При турбулентном режиме течения однофазной жидкости, когда проявление гравитационных сил незначительно, критериальная зависимость упрощается:

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (14.33)$$

В зависимости от физических свойств теплоносителей эти выражения по функциональной связи определяемого и определяющих критериев делятся на две группы. Для всех капельных жидкостей и газов расчетная зависимость может быть записана в общем виде:

$$Nu = C Re^n Pr^m. \quad (14.34)$$

В жидких металлах благодаря высоким значениям коэффициента теплопроводности и соответственно малым числам Pr молекулярная теплопроводность не только определяет передачу теплоты вблизи стенки, но и вносит большой вклад в этот процесс в зоне развитого турбулентного ядра потока. В связи с этим расчетная критериальная зависимость для жидких металлов имеет иной вид:

$$Nu = A + B(RePr)^k \quad (14.35)$$

или

$$Nu = A + BPe^k.$$

Конкретная форма (14.34) для турбулентного течения среды в трубах при $Re \geq 10^4$ дана М. А. Михеевым:

$$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} C_f C_b, \quad (14.36)$$

где $Nu_f = \alpha d / \lambda$; $Re_f = wd / \nu$; $Pr_f = \nu / a$.

Теплофизические параметры, вошедшие в критерии Nu_f , Re_f , Pr_f , определяются по средней температуре жид-

кости. Коэффициент C_i представляет собой поправку, учитывающую изменение физических свойств среды в пристенном слое.

Для капельных жидкостей

$$C_i = (\text{Pr}_f / \text{Pr}_w)^{0,25}. \quad (14.37)$$

Критерий Pr_w определяется при температуре стенки. Коэффициент C_i учитывает изменение процесса теплообмена на начальном участке стабилизации. В коротких теплообменных трубах при $l/d < 50$ $C_i > 1$. При $l/d > 50$ $C_i = 1$. Наиболее точной полуэмпирической формулой для расчета теплопередачи в трубах в интервале значений $10^4 < \text{Re} < 5 \cdot 10^6$ и $0,5 < \text{Pr} < 2000$ является выражение, предложенное Б. С. Петуховым:

$$\text{Nu} = \frac{(\xi/8)\text{Re Pr}}{K_1 + K_2 \sqrt{\xi/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)}, \quad (14.38)$$

где $\xi = (1,821 \text{gRe} - 1,64)^{-2}$; $K_1 = 1 + 3,4\xi$; $K_2 = 11,7 + 1,8\text{Pr}^{-1/3}$. Результаты, полученные по этой формуле для стабилизированного гидродинамического режима и теплообмена, согласуются с экспериментальными данными с погрешностью, не превышающей 4 — 5%.

При турбулентном движении среды в изогнутых трубах коэффициент теплообмена выше, чем в прямых, и может быть подсчитан по соотношению $\alpha_{\text{из}} = \alpha_{\text{пр}} \varepsilon$, где $\varepsilon = 1 + 1,8d/R_r$ (R_r — радиус гиба).

При турбулентном течении однофазного потока в кольцевых каналах для определения коэффициента теплообмена можно рекомендовать формулу В. П. Исаченко и Н. М. Галина:

$$\text{Nu}_f = 0,017 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4} (d_2/d_1)^{0,18} C_i C_l. \quad (14.39)$$

В формуле (14.39) определяющий размер — эквивалентный диаметр $d_3 = 4\Omega/P$; Ω — проходное сечение щели; P — смоченный периметр. Множитель $(d_2/d_1)^{0,18}$ учитывает особенности теплообмена от внутренней греющей трубки к среде, протекающей в кольцевом канале; d_1 и d_2 — соответственно внутренний и внешний диаметры кольцевого канала.

Формулы (14.36) и (14.38) справедливы для каналов, шероховатость которых соответствует шероховатости труб промышленного изготовления. Теплообмен при продольном смывании пучков труб или стержней (конструкционная форма кассет и технологических каналов ядерных реакторов, а также теплообменных поверхностей парогенерато-

ров) протекает интенсивнее из-за более сильной турбулизации потока. На условия переноса энергии оказывает влияние взаимное расположение труб и стержней в пучке. Для расчета теплообмена в пучках с продольным смыванием потока при $Re \geq 5 \cdot 10^3$ А. Я. Инятов рекомендует усовершенствованную зависимость (14.36):

$$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} \left(\frac{S_1 S_2}{d^2} \right)^{0,18} C_i C_l. \quad (14.40)$$

В качестве определяющего размера здесь принят эквивалентный диаметр d , всего канала с пучком труб, наружный диаметр каждой из которых равен d ; расстояние между осями соседних стержней. S_1 и S_2 .

В технологических каналах и кассетах с пучками круглых стержней, расположенных в равносторонней треугольной решетке с расстоянием между центрами стержней S , можно рассчитывать теплообмен по соотношению П.А. Ушакова

$$Nu = A Re^{0,8} Pr^{0,4}, \quad (14.41)$$

где $A = 0,0165 + 0,02[1 - 0,91/(S/d)^2](S/d)^{0,15}$; d — диаметр стержней.

Формула (14.41) применима в диапазоне $5 \cdot 10^3 < Re \leq 5 \cdot 10^5$; $0,7 < Pr \leq 20$. Для пучков стержней с треугольной и квадратной решетками теплообмен можно определить по аналогичной (14.41) формуле В. П. Субботина:

$$Nu = C Re^{0,8} Pr^{1/3}. \quad (14.42)$$

Для треугольной решетки с шагом $1,1 < S/d < 1,5$ можно записать $C = 0,026(S/d) - 0,006$. Для квадратной решетки с шагом $1,1 < S/d < 1,3$ имеем $C = 0,042(S/d) - 0,024$. Расчет теплообмена при продольном обтекании однофазным потоком пучков, расположенных в прямоугольной решетке, также возможен по формуле В. М. Боришанского:

$$Nu = 1,1 \psi Nu_{imp}, \quad (14.43)$$

где

$$Nu_{imp} = \frac{(\xi/8) Re Pr}{4,5 \sqrt{\xi} (Pr^{2/3} - 1) + 1,07}; \quad \psi = \left(\frac{4}{\pi} \frac{S_1 S_2}{d^2} - 1 \right)^{0,1};$$

S_1 и S_2 — расстояния между осями соседних стержней; d — диаметр стержня.

Удобный прием для практических расчетов теплообмена в пучках стержней возможен при использовании (14.36), если вместо эквивалентного диаметра подставить эффективный диаметр, определенный по (7.23).

Отдельные элементы парогенерирующих поверхностей представляют собой пучки параллельно расположенных труб с поперечным омытием теплоносителем первого контура. Расположение труб может быть коридорное и шахматное. Передача теплоты в пучке труб во многом зависит от его геометрической формы, характеризуемой наружным диаметром d , поперечным шагом S_1 , продольным шагом S_2 , числом рядов труб поперек потока z_1 и вдоль потока z_2 . В пучках с поперечным омытием потоком существует три гидродинамических режима: ламинарный, смешанный и турбулентный. Этим режимам соответствуют свои закономерности теплообмена. Наиболее изучен смешанный режим, отвечающий диапазону $Re=10^3 \div 10^5$. В этом диапазоне чисел Рейнольдса работает практически большинство энергетических теплообменных поверхностей. Для смешанного режима поперечного обтекания пучков можно рекомендовать формулу

$$Nu_f = C Re^n Pr_f^{0,33} C_{\varepsilon_1} \varepsilon_2. \quad (14.44)$$

Определяющим размером является наружный диаметр трубок и стержней. Скорость омытия среды выбрана в самом узком поперечном сечении рассчитываемого ряда. Отличие интенсивности теплообмена в первых двух рядах пучка от средней для всего пучка учитывается величиной

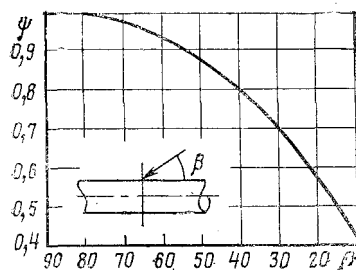


Рис. 14.3. Зависимость изменения ψ от угла атаки набегающего потока β

ε_1 . При числе рядов по ходу теплоносителя $z_2 \geq 10$ можно принимать в расчетах $\varepsilon_1 = 1$; ε_2 учитывает влияние геометрии пучка на интенсивность теплообмена. Для коридорного пучка $\varepsilon_2 = (S_2/d)^{-0,15}$. Для шахматного при $S_1/S_2 < 2$ $\varepsilon_2 = (S_1/S_2)^{1/6}$, а при $S_1/S_2 \geq 2$ $\varepsilon_2 = 0,12$.

В формуле (14.44) для шахматных пучков $C=0,41$ и $n=0,6$, для коридорных $C=0,26$ и $n=0,65$. Если в пучке

по ходу теплоносителя всего три ряда, то в коридорных пучках для первого ряда $\varepsilon_1=0,6$, для второго $\varepsilon_1=0,88$, а для третьего $\varepsilon_1 = 1$; в шахматных пучках для первого ряда $\varepsilon_1=0,6$, для второго $\varepsilon_1=0,66$, а для третьего $\varepsilon_1 = 1,0$.

Если набегающий поток входит в пучок под некоторым углом к плоскости переднего ряда, то интенсивность теплообмена понижается по сравнению с теплообменом при

входе потока в пучок под прямым углом. В этом случае полученный по формуле (14.44) коэффициент теплообмена следует умножить на поправочный коэффициент ψ : $\alpha\psi = \alpha\psi$. Коэффициент ψ изменяется в зависимости от угла атаки β и определяется по графику (рис. 14.3).

При продольном обтекании теплообменной поверхности жидким металлом условия теплообмена между стенкой и средой сильно зависят от контактного сопротивления, которое не остается постоянным, а изменяется во времени по длине канала. На контактное сопротивление большое влияние оказывает чистота теплоносителя. Наличие в жидком металле различных примесей (окислов и химически активных газов) приводит к существенному снижению интенсивности теплообмена.

Для достаточно чистого металла расчет теплообмена при продольном обтекании труб можно проводить по формуле М. А. Михеева:

$$\text{Nu} = 4,8 + 0,014\text{Pe}^{0,8} \text{ при } 40 < \text{Pe} < 3,2 \cdot 10^4 \text{ и } \text{Re} > 10^4 \quad (14.45)$$

или по формуле В. М. Субботина:

$$\text{Nu} = 4,36 + 0,025\text{Pe}^{0,8} \text{ при } 20 < \text{Pe} < 10^4. \quad (14.46)$$

Определяющими величинами в обоих случаях являются средняя температура жидкого металла и внутренние диаметры труб.

В практических расчетах широкое распространение получила зависимость В. М. Боришанского:

$$\text{Nu} = 7,5 + 0,005\text{Pe} \text{ при } 300 < \text{Pe} < 10^4 \text{ и } \text{Re} > 10^4;$$

$$\text{Nu} = 4,36 + 0,016\text{Pe} \text{ при } \text{Pe} < 300. \quad (14.47)$$

При отсутствии специальных мер по тщательной очистке теплоносителя и при недостаточно эффективных других мерах, предотвращающих контактное сопротивление, коэффициент теплообмена резко снижается. Для этих случаев может быть использована формула, предложенная М. А. Михеевым,

$$\text{Nu} = 3,4 + 0,014\text{Pe}^{0,8} \text{ для } 200 < \text{Pe} < 2 \cdot 10^4 \quad (14.48) \text{ или}$$

формула С. С. Кутателадзе и В. М. Боришанского

$$\text{Nu} = 5 + 0,0021 \text{Pe} \text{ для } 100 < \text{Pe} < 2 \cdot 10^4. \quad (14.49)$$

Для теплообменных поверхностей пучка с продольным обтеканием жидким металлом рекомендуется формула ФЭИ

$$\text{Nu} = 8\text{Pe}^{0,6} [d_s/l + 0,027 (S/d - 1,1)^{0,46}] \quad (14.50)$$

при $1,1 < S/d < 1,4$; $60 < l/d_3 < 240$; $200 < Re < 1200$ или формула ЦКТИ

$$\begin{aligned} Nu &= 8Pe^{0,6} (d_3/l) \text{ для } l/d_3 \leq 300; & (14.51) \\ Nu &= 0,026Pe^{0,6} \text{ для } l/d_3 > 300, \end{aligned}$$

где l — длина труб теплообменного пучка, м; S — расстояние между центрами труб, м; d_3 — эквивалентный диаметр пучка, м.

Для расчета среднего коэффициента теплообмена при поперечном обтекании шахматных и коридорных пучков может быть использована следующая зависимость:

$$Nu = Pe^{0,5}, \quad (14.52)$$

где $1,2 \leq S_1/d \leq 2,4$; $1,2 < S_2/d < 1,5$ для шахматных пучков и $1,2 \leq S_1/d < 1,7$; $1,18 \leq S_2/d < 1,7$ для коридорных пучков. При определении Nu и Pe в формулы подставляются наружный диаметр трубы и скорость потока в узком сечении пучка. Формулы (14.51) и (14.52) справедливы для расчета α в чистых металлах.

14.6. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Тепловая энергия, выделяющаяся в каждом твэле технологического канала или кассеты ядерного реактора, зависит от макроскопического сечения деления Σ_f , среднего значения плотности потока нейтронов $\bar{\Phi}$ и объема топлива в твэле V_T . Если известны плотность нейтронного потока $\bar{\Phi}$, нейтр/(см²·с), и макроскопическое сечение деления Σ_f (см⁻¹), плотность деления определяется по формуле, дел/(см³·с),

$$P = \Sigma_f \bar{\Phi} V_T. \quad (14.53)$$

Плотность деления характеризует собой число делений в одном кубическом сантиметре в одну секунду. Известно, что $3,1 \cdot 10^{13}$ дел/(см³·с) соответствует 1 кВт. Следовательно, в 1 см³ выделяется тепловая энергия, кВт/см³, равная

$$N' = P / 3,1 \cdot 10^{13} = \Sigma_f \bar{\Phi} / 3,1 \cdot 10^{13}. \quad (14.54)$$

Чтобы определить энергию, выделяемую одним твэлом, необходимо знать объем топлива в твэле. На рис. 14.4 представлена конструктивная схема твэла. В центре твэла расположен стержень 1 длиной $L_{ст}$, набранный из таблеток топлива диаметром $d_{ст}$. Топливо находится в плотной цилиндрической оболочке 2 наруж-

ным диаметром d_t . Между внутренней поверхностью цилиндрической оболочки и наружной поверхностью топлива имеется зазор z шириной δ_z , заполненный инертным газом. Твэл омывается восходящим теплоносителем. Внутренняя полость твэла с торцов герметизируется хвостовиками 4. Объем топлива в твэле, см^3 , равен

$$V_{\text{тп}} = (\pi/4)d_{\text{тп}}^2 L_{\text{тп}}.$$

Следовательно, полная энергия, выделяющаяся в твэле, кВт, равна

$$N_{\text{тп}} = \Sigma_f \bar{\Phi} V_{\text{тп}} / 3,1 \cdot 10^{13}. \quad (14.55)$$

Средняя плотность энерговыделения во всем твэле представляет собой отношение полного выделяющегося количества энергии N_t к объему топлива $V_{\text{тп}}$, кВт/см³:

$$q_V = N_t / V_{\text{тп}} = \Sigma_f \bar{\Phi} / 3,1 \cdot 10^{13}. \quad (14.56)$$

Если отнести q_V , кВт/м³, к объему, выраженному в метрах кубических, то получим

$$q_V = \Sigma_f \bar{\Phi} / 3,1 \cdot 10^7 \quad (14.57)$$

или, Вт/м³.

Выделяющаяся внутри топлива энергия распространяется вначале по сердечнику, проходит газовый зазор, затем оболочку покрытия и снимается с поверхности твэла протекающим теплоносителем. Зависимости (14.52) и (14.53) показывают, что плотность энерговыделения является однозначной функцией нейтронного потока. В водо-водяных реакторах без кипения теплоносителя закон изменения нейтронного потока по высоте (длине) твэла подчинен закону косинуса

$$\Phi(z) = \Phi_{\text{макс}} \cos(\pi z / L_{\text{тп}}), \quad (14.58)$$

или с учетом торцевых отражателей нейтронного потока

$$\Phi(z) = \Phi_{\text{макс}} \cos(\pi z / L_{\text{эф}}), \quad (14.59)$$

где $\Phi_{\text{макс}}$ — максимальный нейтронный поток, имеющий место в геометрической середине твэла; $L_{\text{эф}} = L_{\text{тп}} + 2\delta$ — эффективная длина твэла; δ — эффективная добавка, вводимая в расчеты в связи с возвратом нейтронов в концевые торцы топливного стержня при наличии отражателей.

Так как плотность энерговыделения является однозначной функцией нейтронного потока, объемная плотность энерговыделения в любом сечении z по длине водо-водяного реактора равна

$$q_V(z) = q_{V\text{макс}} \cos(\pi z / L_{\text{эф}}). \quad (14.60)$$

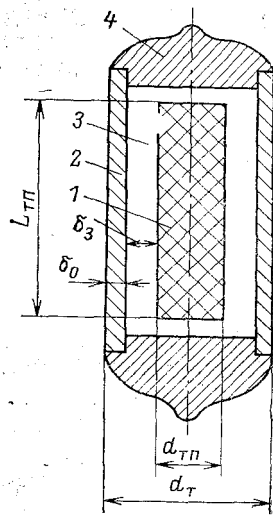


Рис. 14.4. Конструкционная схема ТВЭЛ

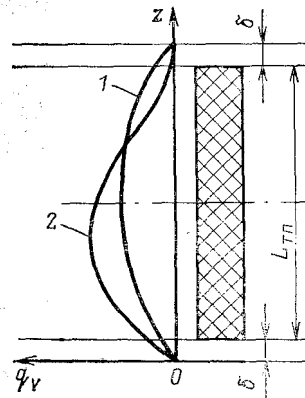
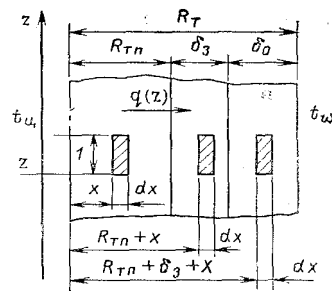


Рис. 14.5. Закон изменений энерговыделения по длине ТВЭЛ

Рис. 14.6. Модель переноса энергии от топлива к поверхности ТВЭЛ



где $q_{V\text{макс}}$ — максимальная плотность объемного энерговыделения в середине ТВЭЛ. Значение $q_{V\text{макс}}$ можно определить по формуле

$$q_{V\text{макс}} = q_V k_z, \quad (14.61)$$

где k_z — коэффициент неравномерности энерговыделения по длине ТВЭЛ, представляющий собой отношение максимального энерговыделения к среднему и определяемый расчетным путем или экспериментально.

В реакторах с кипением воды в активной зоне закон изменения энерговыделения по длине ТВЭЛ более сложный. Максимальное энерговыделение смещено в нижнюю половину ТВЭЛ при восходящем движении теплоносителя. Кривая 1 (рис. 14.5) соответствует профилю энерговыделения по высоте ТВЭЛ водо-водяного реактора без кипения

теплоносителя в нем, а кривая 2 — профилю энерговыделения кипящего реактора. Следует отметить, что по мере выгорания топлива кривая 2 существенно изменяет свой вид. Отклонение от энерговыделения косинусоидального закона в кипящих реакторах объясняется значительным изменением плотности пароводяной смеси по длине твэлов, которая в свою очередь приводит к изменению макроскопического сечения деления и плотности деления ядер.

Наиболее важными характеристиками, определяющими безопасность работы твэлов, являются температура на поверхности оболочки t_w и в центре топлива $t_{ц}$. Для определения температуры в центре топлива рассмотрим модель переноса энергии от топлива к поверхности твэла (рис. 14.6). Рассмотрим эту задачу при следующих допущениях: перенос энергии происходит только в радиальном направлении; теплопроводности топлива λ_t , газового зазора λ_z и металлической оболочки λ_m постоянны (не зависят от температуры в том диапазоне изменения температур, для которого рассматривается задача). Первое допущение может быть обосновано тем, что длина твэлов намного больше их диаметров и в современных реакторах $L_{тп}/d_{тп} > 200$. Поэтому аксиальные растечки теплоты в твэлах пренебрежимо малы по сравнению с радиальными.

Вырежем в топливе элемент толщиной стенки dx на расстоянии x от оси цилиндра в некотором сечении z . Высоту этого элемента примем за единицу. Объем вырезанного элемента будет равен $V = \pi x^2 \cdot 1$. При удельной плотности энерговыделения $q_V(z)$ в элементарном объеме выделится теплота $dQ = q_V(z) \pi x^2 \cdot 1$. Эта выделившаяся теплота уходит из элементарного цилиндра через стенку толщиной dx . Следовательно, $dQ = -\lambda_r (dt/dx) \cdot 2\pi x \cdot 1$, где $2\pi x \cdot 1$ — площадь элемента dx . Тогда

$$q_V(z) \pi x^2 = -\lambda_r (dt/dx) 2\pi x. \quad (14.62)$$

Решая уравнение (14.62) при допущении, что на оси цилиндра температура равна $t_{ц}$, получаем зависимость для температуры в сердечнике топлива на расстоянии x от оси в сечении z :

$$t_{тп} = t_{ц} - (q_V(z)/4\lambda_r)x^2. \quad (14.63)$$

Температура на наружной поверхности топлива (при радиусе таблеток $R_{тп}$) равна

$$t_{R_{тп}} = t_{ц} - (q_V(z)/4\lambda_r)R_{тп}^2. \quad (14.64)$$

Далее теплота с поверхности топливного сердечника поступает в газовый зазор шириной δ_3 и по нему распространяется к внутренней поверхности оболочки. На расстоянии $R_{\text{ТП}}+x$ от оси топлива вырежем еще один элемент высотой, равной единице, и толщиной dx . К этому элементу от топлива подходит энергия $dQ=q_V(z)\pi R_{\text{ТП}}^2 \cdot 1$. Эта теплота проходит через элементарную газовую стенку толщиной dx . Следовательно, $dQ=-\lambda_3(dt/dx)2\pi(R_{\text{ТП}}+x)$, тогда

$$q_V(z)\pi R_{\text{ТП}}^2 = -\lambda_3(dt/dx)2\pi(R_{\text{ТП}}+x). \quad (14.65)$$

Из уравнения (14.65) получим температуру в газовом зазоре:

$$t_3 = t_u - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{4\lambda_T} + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln R_{\text{ТП}} - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln(R_{\text{ТП}} + x). \quad (14.66)$$

Температуру на внутренней поверхности оболочки получим при $x=\delta_3$:

$$t_{(R_{\text{ТП}}+\delta_3)} = t_u - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{4\lambda_T} + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln R_{\text{ТП}} - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3). \quad (14.67)$$

От внутренней поверхности оболочки тепловая энергия распространяется к наружной. В стенке оболочки толщиной δ_0 вырежем элемент dx высотой, равной единице, на расстоянии от оси твэла $R_{\text{ТП}}+\delta_3+x$. К элементу от топлива передается энергия $dQ = q_V(z)\pi R_{\text{ТП}}^2 \cdot 1$. Через стенку толщиной dx проходит энергия $dQ = -\lambda_0(dt/dx)2\pi(R_{\text{ТП}}+\delta_3+x) \cdot 1$. Уравнение теплового баланса для рассматриваемого элемента запишется в виде

$$q_V(z)\pi R_{\text{ТП}}^2 = -\lambda_0(dt/dx)2\pi(R_{\text{ТП}}+\delta_3+x). \quad (14.68)$$

Если примем температуру наружной стенки твэла (в рассматриваемом сечении z) равной t_w и постоянную интегрирования при решении уравнения (14.68) определим при $R_{\text{ТП}}+\delta_3+\delta_0=R_T$, то получим формулу для вычисления температуры по толщине оболочки

$$t = t_w + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln R_T - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3 + x). \quad (14.69)$$

Температуру на внутренней поверхности оболочки можно определить из (14.69) при $x=0$:

$$t_{R_{\text{ТП}}+\delta_3} = t_w + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3 + \delta_0) - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3). \quad (14.70)$$

Приравняем правые части уравнений (14.66) и (14.70) и получим формулу для определения температуры на оси топлива в любом сечении z :

$$t_y = t_w + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3 + \delta_0) - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3) + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{4\lambda_T} - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln R_{\text{ТП}} + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3). \quad (14.71)$$

Зависимость (14.71) можно упростить:

$$t_y = t_w + q_V(z)R_{\text{ТП}}^2 \times \left[\frac{1}{4\lambda_T} + \frac{1}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3 + \delta_0) + \frac{1}{2\lambda_3} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3) - \frac{1}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_3) - \frac{1}{2\lambda_0} \ln R_{\text{ТП}} \right]. \quad (14.39)$$

При нагревании топливные таблетки расширяются и может наступить условие плотного контакта топлива с внутренней поверхностью оболочки, т. е. газовый зазор исчезает. В этом случае

$$t_y = t_w + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{4\lambda_T} + \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_0) - \frac{q_V(z)R_{\text{ТП}}^2}{2\lambda_3} \ln R_{\text{ТП}}, \quad (14.73)$$

или

$$t_y = t_w + q_V(z)R_{\text{ТП}}^2 \left[\frac{1}{4\lambda_T} + \frac{1}{2\lambda_0} \ln(R_{\text{ТП}} + \delta_0) - \frac{1}{2\lambda_3} \ln R_{\text{ТП}} \right]. \quad (14.74)$$

Формулы (14.73) и (14.74) показывают, что температура на оси твэла сильно зависит от температуры наружной стенки, плотности энерговыделения, геометрических размеров твэла и теплопроводности топлива, газового зазора и оболочки. Температура на поверхности твэла в сечении z определяется по уравнению теплообмена

$$t_w = t_f + q/\alpha, \quad (14.75)$$

где t_f — температура потока в сечении z ; q — удельный тепловой поток с единицы наружной поверхности твэла.

Средний удельный тепловой поток с наружной поверхности твэла определяется по формуле $q = q_V V_{\text{тп}} / F$, где $F = \pi d_V L_{\text{тп}}$ — площадь наружной поверхности твэла.

В реакторах без кипения теплоносителя в активной зоне изменение удельного теплового потока по высоте подчинено закону косинуса:

$$q = q_{\text{макс}} \cos(\pi z / L_{\text{эф}}). \quad (14.76)$$

При кипении теплоносителя в активной зоне реактора профиль удельного теплового потока по длине твэла следует характеру изменения удельного объемного энерговыделения. Максимальный удельный тепловой поток рассчитывается по формуле $q_{\text{макс}} = qK_z$.

Коэффициент теплообмена α определяется по формулам, применение которых правомерно для отмеченных ранее режимов течения однофазных и двухфазных сред.

Глава пятнадцатая

КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПАРООБРАЗОВАНИИ

15.1. МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА

Под кризисом теплообмена понимают такой режим переноса энергии с теплообменной поверхности в поток, при котором резко снижается коэффициент теплообмена и возрастает температура стенки. Природа возникновения кризиса теплообмена связана с образованием на теплообменной поверхности паровой пленки, препятствующей проникновению жидкости к теплообменной поверхности в месте возникновения пленки. С увеличением теплового потока увеличивается число центров парообразования, вследствие чего в отдельных местах поверхности нагрева пузырьки пара сливаются, образуя паровую пленку. При высоких плотностях тепловых потоков в пристенном слое может возникнуть паровая пленка даже тогда, когда температура ядра потока значительно меньше температуры насыщения. В этом случае приток теплоты с теплообменной поверхности в пристенный перегретый слой настолько велик, что образующиеся в слое пузырьки пара не успева-

ют полностью конденсироваться, а сливаются в единую массу, образуя также паровую пленку. Максимальный тепловой поток, предшествующий наступлению кризиса теплообмена, называют критическим тепловым потоком. Таким образом, наступление кризиса теплообмена связано с переходом пузырькового кипения в пленочное как при кипении жидкости в свободном объеме, так и при движении потока вдоль теплообменных поверхностей.

В настоящее время в литературе также получила широкое распространение гидродинамическая теория кризисов, объясняющая механизм перехода к пленочному кипению нарушением устойчивости жидких пленок двухфазного пограничного слоя у поверхности теплообмена. Нарушение устойчивости жидкой пленки связано с вытеснением ее из этого слоя пузырьками пара. Экспериментальные исследования по определению структуры парожидкостного пристенного слоя, выполненные просвечиванием потока ионизирующим излучением, свидетельствуют о том, что максимальное паросодержание при режимах, близких к критическим, наблюдается на расстоянии 0,4 — 0,5 мм от поверхности. Эти опыты подтверждают установившееся мнение о том, что переход к пленочному режиму кипения начинается со слияния пузырьков.

15.2. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НА ПОГРУЖЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Ранее было отмечено, что при развитом пузырьковом режиме кипения число центров парообразования возрастает с увеличением плотности теплового потока. В этой области коэффициент теплообмена пропорционален плотности теплового потока:

$$\alpha = kq^{0.7}, \quad (15.1)$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств жидкости, свойств теплоотдающей поверхности и других факторов.

Графическое изображение изменения коэффициента теплообмена от плотности теплового потока представлено на рис. 15.1. Участок AB характеризует изменение функции $\alpha = f(q)$ и выражен формулой (15.1). В точке B возникает кризис при $q_{кр1}$. Снижение коэффициента теплообмена может произойти без изменения плотности теплового потока (линия BD), когда тепловой поток задается независимо от условий теплообмена (выделение ядерной энергии внутри

твэла или электрический обогрев теплоотдающей поверхности). В этом случае возникшая в одном месте паровая пленка почти мгновенно распространяется по всей поверхности. Если же обогрев теплообменной поверхности осуществляется греющим теплоносителем (насыщенным паром), то в этом случае независимым остается температурный напор $\Delta t = t_w - t_s$ (разность между температурой стенки и температурой кипения жидкости). По мере роста

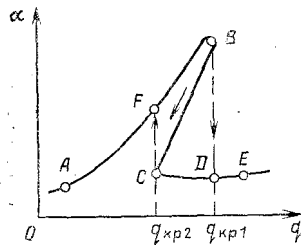


Рис. 15.1. Зависимость α от q при кипении воды на погруженной теплоотдающей поверхности

Δt возникшая паровая пленка распространяется по поверхности постепенно. Снижение среднего по поверхности значения α в процессе развития кризиса теплообмена приводит к уменьшению q в силу известной зависимости $q = \alpha \Delta t$. И в этом случае переход от пузырькового кипения к пленочному неизбежно сопровождается уменьшением q при кипении воды на теплоотдающей поверхности (линия BC). Участки DE и CE характеризуют область пленочного кипения. Возникшая паровая пленка обладает высокой устойчивостью.

Чтобы снова восстановить режим пузырькового кипения, необходимо разрушить паровую пленку, т. е. уменьшить температуру теплоотдающей поверхности снижением плотности теплового потока. Восстановление пузырькового режима кипения произойдет после того, как жидкость снова начнет смачивать поверхность. Переход от пленочного режима кипения к пузырьковому произойдет при $q_{кп2}$ (линия CF) независимо от способа обогрева, причем значение $q_{кп2}$ значительно меньше плотности критического теплового потока $q_{кп1}$. Тепловой поток, отвечающий плотности $q_{кп2}$, называется вторым критическим тепловым потоком. В расчетах теплоэнергетических аппаратов АЭС используют значения плотности критического теплового потока $q_{кп1}$, поскольку безаварийная надежная работа твэлов определяется, запасом теплообмена до наступления кризиса теплообмена. Действительные значения плотностей тепловых потоков в самых теплонапряженных твэлах и кассетах должны быть значительно меньше $q_{кп1}$.

В соответствии с гидродинамической теорией кризисов [19] переход к пленочному кипению происходит из-за потери устойчивости жидких пленок двухфазного пограничного слоя. Потеря устойчивости жидкостной пленки с об-

разованием паровой пленки на теплообменной поверхности может произойти при определенном соотношении динамического напора пара $\rho''(w''_{кр})^2$ и работы, совершаемой паром при вытеснении жидкости из паровой пленки, $g\delta X(\rho' - \rho'')$:

$$\rho''(w''_{кр})^2/[g\delta(\rho' - \rho'')] = k = \text{const}, \quad (15.2)$$

где δ — средняя ширина паровой пленки; $w''_{кр}$ — критическая скорость пара. Допуская, что $\delta \propto \sqrt{\sigma/[g(\rho' - \rho'')]}$, а $w''_{кр} = q_{кр1}/(\rho''r)$ и подставляя значения δ и $w''_{кр}$ в равенство (15.2), получаем

$$q_{кр1} = kr \sqrt{\rho''^4 \sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')}}, \quad (15.3)$$

где k — константа.

Анализ экспериментальных данных показал, что в первом приближении только для одной жидкости эта константа остается постоянной. При исследовании кризиса кипения в различных жидкостях значение k несколько изменяется. Анализируя кризис теплообмена при кипении различных жидкостей, В. М. Боришанский показал некоторое влияние вязкости жидкой фазы на константу:

$$k = 0,13 + 4[(v')^{0,8}/g^{0,4}][g(\rho' - \rho'')/\sigma]^{0,6}, \quad (15.4)$$

где v' — кинематическая вязкость жидкой фазы. При кипении в свободном объеме давление неоднозначно влияет на плотность критического теплового потока. При увеличении давления вначале $q_{кр1}$ возрастает, достигает некоторого максимального значения, отвечающего давлению $(1/3)p_{кр}$, а затем начинает уменьшаться до значения, соответствующего $p_{кр}$ — критическому давлению.

В ядерной энергетике находят широкое применение парогенераторы с горизонтальными пучками труб и кипением жидкости в межтрубном пространстве. Эти поверхности теплообмена работают в условиях повышенных тепловых нагрузок и истинных паросодержаний двухфазного потока. Особенность работы таких горизонтальных парогенерирующих пучков заключается в том, что нижние ряды труб находятся в объеме жидкости, а по мере подъема пара вверх в пучке возрастает содержание пара и уменьшается доля жидкости. Возникает так называемая проблема «запаривания» некоторых верхних рядов труб в пучке, обусловленная оттеснением жидкости от теплообменных поверхностей и ухудшением температурного режима стенок

труб из-за кризиса пузырькового кипения. При возникновении кризиса кипения плотность жидкости, окружающей поверхность нагрева, уменьшается и становится равной

$$\rho = \rho'(1 - \varphi) + \rho''\varphi, \quad (15.5)$$

где φ — истинное паросодержание в межрядном пространстве пучка. Подставляя в (15.3) вместо ρ' значение плотности ρ из (15.5), получаем зависимость для плотности критического теплового потока в условиях естественной конвекции парожидкостного потока около парогенерирующей поверхности:

$$q_{кр} = q_{кр1}(1 - \varphi)^{0.25}. \quad (15.6)$$

Экспериментальные определения плотностей критических тепловых потоков в горизонтальных пучках [58] показали, что увеличение истинного паросодержания приводит к заметному снижению $q_{кр}$. Для расчета предельно допустимых плотностей тепловых потоков в горизонтальных парогенерирующих пучках труб, при которых не происходит кризиса пузырькового кипения при запаривании, в [58] рекомендована следующая зависимость:

$$q_{кр} = 0,16(1 - \varphi)r\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}. \quad (15.7)$$

Коэффициент 0,16 получен расчетом по формуле (15.4) при кипении воды в большом объеме, когда истинное паросодержание $\varphi = 0$. Зависимость (15.7) применима в диапазонах $0 \leq \varphi \leq 0,92$; $10 \leq (\rho' - \rho'')/\rho' \leq 1600$; $0 \leq w_0 \leq 1,0$.

15.3. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В УСЛОВИЯХ НАПРАВЛЕННОГО ДВИЖЕНИЯ ПАРОВОДЯНОГО ПОТОКА

Теплообмен, протекающий в трубах при направленном движении потока, отличается от процесса при кипении в свободном объеме тем, что по длине парогенерирующей трубы перемещается пароводяной поток с переменной скоростью и переменным паросодержанием. Скорость направленного движения потока увеличивает еготурбулизацию и изменяет механизм парообразования. В гл. 3 было показано, что увеличение скорости потока приводит к уменьшению отрывного диаметра пузырьков пара, а следовательно, к возрастанию частоты отрыва пузырьков с теплообменной поверхности. С уменьшением отрывных диа-

метров пузырьков пара потребуется более высокая тепловая нагрузка для возникновения условий перехода пузырькового кипения в пленочное, т. е. для слияния отдельных пузырьков в устойчивую паровую пленку. Следовательно, увеличение скорости потока приводит к возрастанию $q_{кр1}$.

С увеличением паросодержания в потоке затрудняется эвакуация пара из пристенного слоя, в связи с чем при одних и тех же тепловой нагрузке и скорости потока наличие пара снижает $q_{кр1}$. Паросодержание оказывает двойное влияние на критический тепловой поток: с одной стороны, с увеличением паросодержания возрастает скорость потока, следовательно возрастает $q_{кр1}$, а с другой, снижается эвакуация пара из пристенного слоя, следствием чего является снижение $q_{кр1}$. Опытным путем устанавливается степень доминирующего влияния скорости потока и паросодержания в каждом конкретном случае.

В настоящее время отсутствуют достаточно строгие аналитические рекомендации по расчетным зависимостям критических тепловых потоков. Все имеющиеся формулы носят эмпирический характер и построены на основе обобщения опытных данных. При построении расчетных зависимостей некоторые авторы исходят из так называемой локальной гипотезы кризисов, по которой $q_{кр1}$ определяется параметрами рабочей среды в месте кризиса теплообмена.

Используя наиболее достоверные опытные значения критических тепловых потоков, имеющиеся в мировой литературе, авторы [13] на основе локальной гипотезы кризиса построили уравнение

$$q_{кр1} = [10,3 - 7,8 (p/98) + 1,6 (p/98)^2] X \cdot X(\rho_w/1000)^{1,2\{0,25[(p/98)-1]-x\}} \exp(-1,5x), \quad (15.8)$$

где $q_{кр1}$ — критический тепловой поток, МВт/м²; p — давление, бар; x — относительная энтальпия в месте кризиса, положительная в пароводяной области и отрицательная для не догретой до кипения воды. Формула (15.8) применима в диапазоне массовых скоростей $\rho_w=750 \div 5000$ кг/(м²·с), давления $p=2,9 \div 19,6$ МПа; недогрева воды $\Delta t_n = t_s - t_{вх} = 0 \div 75^\circ\text{C}$; массовых паросодержаний $x=0 \div x_{гд}^0$ для внутреннего диаметра трубы, равного 8 мм.

При пересчете значения $q_{кр1}$ для труб других диаметров (от 4 до 16 мм) в [13] рекомендуется внести в (15.8)

поправку, следующую из соотношения .

$$q_{кр1} \sqrt{d_1} = q_{кр2} \sqrt{d_2} = \dots = q_{крn} \sqrt{d_n} = const. \quad (15.9)$$

Если $d_T = 8$ мм, а $q_{кр1}$ определяется по (15.8), то критический тепловой поток в трубе диаметром d_n равен

$$q_{крn} = q_{кр1} \sqrt{8/d_n}. \quad (15.10)$$

Широкое распространение в инженерных расчетах кризиса теплообмена получила методика В. Н. Смолина [44]. В зависимости от режима течения пароводяного потока в [44] рекомендуется определять критические плотности теплового потока в трубах по следующим зависимостям: для пузырькового режима

$$q_{кр1} = q_{кр0} + 8,4 \cdot 10^{-3} r \sqrt{\rho''} [\sigma g (\rho' - \rho'')^{0,25} (\mu' / \mu'')]^{1,25} \times \\ \times \left[(\rho w / \rho') \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma g} \right)^{0,25} \right]^{2/3} (x_0 - x), \quad (15.11)$$

где

$$q_{кр0} = 0,18 [(v''/v')^{0,5} - 1] r \sqrt{\rho''} [\sigma (\rho' - \rho'') g]^{0,25};$$

$$x_0 = 1,5 \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} - 0,1;$$

для кольцевого (стержневого) режима

$$q_{кр1} = q_{кр0} \exp \left\{ - \left[0,2 \left(\frac{d}{\rho' \sigma} \right)^{1/3} (\rho w)^{2/3} (x_0 - x) \right] \right\}; \quad (15.12)$$

для дисперсно-кольцевого режима

$$q_{кр1} = 0,22 r \frac{\mu''}{\mu'} \left[\frac{\mu'' \rho' \rho'}{d (\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} (\rho w)^{2/3} \frac{(1-x)^2}{[x(\rho' - \rho'') + \rho'']^{1/3}}; \quad (15.13)$$

здесь d — внутренний диаметр трубы.

Изложенная методика справедлива для следующего диапазона основных параметров: $p = 3,0 \div 20,0$ МПа; $\rho w = 500 \div 7500$ кг/(м²·с); $\Delta t_n = 0 \div 75$ °С; $x = 0 \div x_{тр}^0$; $d = 4 \div 25$ мм.

На основе локальной гипотезы кризисов теплообмена и равномерного распределения тепловыделения по длине трубы в [29] рекомендуется расчетная зависимость для критического теплового потока

$$q_{кр1} = 2,65 \cdot 10^6 (0,2 + \rho w / 1000)^{0,3} X \\ X [1 - 1,35 (\rho w / 1000)^{0,17} x (1,28 - 0,004 p)]. \quad (15.14)$$

Пределы применимости формулы: $p=3,0\div 10,0$ МПа; $\rho w=400\div 5000$ кг/(м²·с); $x=(-0,1)\div 0,3$.

Представляет значительный интерес обобщение опытных данных для различных жидкостей с использованием

$$q_{кр1} / \left\{ r \sqrt{\rho''} [\delta g (\rho' - \rho'')]^{0,25} \right\} = 0,0145 [Fr (\rho' / \rho'')]^{0,25}, \quad (15.15)$$

гидродинамической теории кризисов [41]:

где $Fr = w_0^2 / g \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]}$.

Зависимость (15.15) справедлива для воды и других жидкостей в широком диапазоне давлений, массовых паросодержаний, близких к нулю, при значениях комплекса $600 \leq Fr(\rho' / \rho'') \leq 4 \cdot 10^6$.

При течении в трубах жидкости с недогревом правую часть равенства необходимо умножить на комплекс κ :

$$\kappa = 1 + 1,5 \sqrt{M} (\Delta T_n / T_s) \quad (15.16)$$

при $p/p_{кр} = 0,005 \div 0,2$;

$$\kappa = 1 + 2,35 (\rho'' / \rho')^{0,125} \sqrt{M} (\Delta T_n / T_s) \quad (15.17)$$

при $p/p_{кр} = 0,2 \div 0,9$.

В формулах (15.16) и (15.17) M — относительная молекулярная масса среды; $\Delta T_n = T_s - T_{вх}$ — недогрев жидкости на входе в трубу; $T_s = t_s + 273$; $T_{вх} = t_{вх} + 273$.

15.4. ОБЛАСТИ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ТВЭЛОВ

С развитием ядерных реакторов проблема расчета кризиса теплообмена и определения запаса до кризиса в технологических каналах и кассетах приобрела особое значение. Технологический канал и кассета имеют сложную конструкционную форму. Кроме того, каждый твэл имеет неравномерный по высоте профиль энерговыделения и не имеет тождественного сходства по энерговыделению с соседними твэлами. Сложность геометрической формы кассеты и нетождественность энерговыделения каждого твэла создают неравнозначные тепловые и гидродинамические условия работы его теплообменной поверхности по длине по сравнению с соседними твэлами. Имеются специфические особенности кризиса теплообмена в пучках стержней, отличающие кризис кипения в нем от кипения в обогреваемых трубах. Особенность пучков стержней заключается в

том, что кассета или технологический канал имеет необогреваемую обечайку (кожух). Следовательно, в этом случае обогревается не полный смоченный периметр, а только его часть (суммарный периметр всех твэлов). Обращенные к обечайке поверхности твэлов внешнего ряда не имеют по соседству теплообменник поверхностей, а гидравлические ячейки этих твэлов по периметру неравнозначны. Нельзя признать и тепловую по периметру равнозначность ячеек твэлов, расположенных вокруг центрального не начиненного ядерным топливом стержня, в связи с чем в пучках стержней могут быть заметные отличия критических тепловых потоков от соответствующих значений для каналов с полностью обогреваемым смоченным периметром.

Необогреваемый смоченный периметр создает «эффект холодной стенки», на которой отсутствует испарение, и часть жидкости фактически не участвует в процессе теплообмена даже при высоком среднем в сечении пучка паросодержании. При наличии обогреваемой обечайки возрастает среднее значение паросодержания в зоне возникновения кризиса, т. е. при прочих равных условиях критическая плотность теплового потока возрастает при тепловыделении из обечайки. Эффект холодной стенки учитывается введением теплового диаметра $d_{те} = 4\Omega/P_0$, где Ω — площадь проходного сечения канала; P_0 — обогреваемый периметр.

При значительных неравномерностях энерговыделения по радиусу канала тепловой диаметр учитывает неравномерность, поскольку эту неравномерность можно рассматривать как следствие частичного подогрева одних стержней по отношению к другим. В этом случае в качестве обогреваемого можно ввести некоторый эффективный обогреваемый периметр $P_{эф}$, учитывающий неравномерное энерговыделение по стержням канала.

Неравномерность распределения энерговыделения по стержням уменьшает критическую плотность теплового потока по сравнению с соответствующим значением для равномерно обогреваемого пучка. Радиальная неравномерность тепловыделения влияет на характер зависимости $q_{кр1}$ от высоты кассеты или технологического канала. Это влияние связано с различием протекания процесса теплообмена между неравноценными в тепловом и гидравлическом отношении ячейками канала. Увеличение длины канала приводит к возрастанию неравномерности распределения энтальпии потока по сечению пучка. Поэтому на длинных пучках следует ожидать более низкие значения

$q_{кр1}$, чем на коротких, при одинаковых средних паросодержаниях в сечении кризиса.

Рассмотрим вначале наиболее распространенные расчетные модели для определения плотности критических-тепловых потоков, полученные в результате обобщения опытных данных на многостержневых сборках с равномерным по длине и радиусу энерговыделением. К числу таких расчетных формул в первую очередь следует отнести эмпирическую формулу [43] для определения $q_{кр1}$, Вт/м²:

$$q_{кр1} = 0,65 \cdot 10^6 (\rho w)^{0,2} (1-x)^{1,2} (1,3 - 0,00436p). \quad (15.18)$$

Пределы применимости формулы (15.18): $p=2,94 \div 9,81$ МПа; $\rho w=380 \div 4000$ кг/(м²·с); $x=(-0,2 \div 0,25)$; диаметр стержней $d=5 \div 14$ мм; $S-d=1,7 \div 4,6$ мм; $L > 0,4$ м. Формула [47] также построена на основе обобщения опытных данных:

$$q_{кр1} = q_{кр.б} + 6,2 \cdot 10^3 (70 - p), \quad (15.19)$$

где $q_{кр.б}$ — критическая (базовая) плотность теплового потока при $p=70$ бар:

$$q_{кр.б} = \begin{cases} 10^6 (2,24 + 0,55 \cdot 10^{-3} \rho w), & \text{если } x < x_1; \\ 10^6 (5,16 - 0,63 \cdot 10^3 \rho w - 14,85x), & \text{если } x_1 < x < x_2; \\ 10^6 (1,91 - 0,383 \cdot 10^3 \rho w - 2,06x), & \text{если } x > x_2. \end{cases}$$

Здесь $x_1 = 0,197 - 0,08 \cdot 10^{-3} \rho w$; $x_2 = 0,254 - 0,019 \cdot 10^{-3} \rho w$. Формула (15.19) справедлива при условиях $p=4,2 \div 10,2$ МПа; $\rho w=540 \div 8100$ кг/(м²·с); $x=0 \div 0,45$; $d_r=6,2 \div 32$ мм (гидравлический диаметр); $L=0,74 \div 2,8$ м.

Стремление получить опытные данные по критическим тепловым потокам на пучках, геометрия которых достаточно близка к геометрии рабочих кассет реакторов, создает предпосылки наибольшей гарантии надежности работы создаваемой конструкции.

Такое направление получило достаточно широкое распространение в организациях, создающих проекты новых видов ядерных реакторов. В результате этих экспериментальных исследований составляются эмпирические формулы с ограниченным диапазоном их использования при расчетах плотностей критических тепловых потоков [2]:

$$q_{кр1} = 0,795 (1-x)^{0,105p-0,5} X \cdot X(\rho w)^{0,311(1-x)^{-0,127}} (1-0,0181p). \quad (15.20)$$

Пределы применимости формулы для $q_{кр1}$, МВт/м²: $p=7,45 \div 16,7$ МПа; $\rho w = 700 \div 3800$ кг/(м²·с); $x=-0,07 \div 0,4$; наружный диаметр стержня $d_r=9$ мм; $S/d_r=1,34 \div$

1,385 (относительный шаг); $L_T = 1,7 \div 3,5$ м. Стремление учесть влияние профиля энерговыделения по высоте кассеты на критическую плотность теплового потока привело автора [34] к созданию расчетной зависимости

$$q_{кр1} = Qr\rho [gd_T(ga')^{1/3}(v'/a')]^{1/3}(\rho wd_T/\mu')^{1/5}, \quad (15.21)$$

где

$$Q = \frac{0,131 (1 - 0,286 Y)^{1,3}}{42 \left[1 + \frac{1}{3,54 \int_0^z (q(z')/q(z)) dz'} \right]}; Y = x \left[\frac{(\rho w)^2 d_T}{\rho' \sigma} \right]^{1/5};$$

a' — коэффициент температуропроводности воды на линии насыщения; v' и μ' — коэффициенты кинематической и динамической вязкости воды на линии насыщения; $d_{те} = 4\Omega/\Pi_0$ — тепловой диаметр канала; Ω — проходное сечение; Π_0 — обогреваемый периметр канала; z' — координата по высоте канала, м. Формула (15.21) справедлива при $p = 4,0 \div 18,0$ МПа; $\rho w = 500 \div 5000$ кг/(м²·с); $Y = 0,5 \div 3,0$; $d_T = 4 \div 20$ мм; $L_T = 0,4 \div 7,0$ м.

Учет неравномерности энерговыделения по радиусу пучка стержней выполнен при создании формулы [36]. В этом случае критическая мощность канала определяется по формуле

$$N_{кр} = (1/4)\varepsilon r \Pi_0 d_T \left[\frac{A + (1/6)ch(\sqrt{3} - 4p/p_{кр})}{\sqrt{3} - p/p_{кр}} - x_{вых} \right], \quad (15.22)$$

где $\varepsilon = (\sqrt[3]{L/L'} / \kappa_r) (\sqrt{3} - p/p_{кр})$;

$$A = \begin{cases} 1/\beta & \text{при } \beta > 1; \\ 2 - \beta & \text{при } \beta < 1; \end{cases} \quad \beta = \rho wd_T / 2,828;$$

L — длина канала, м; $p_{кр} = 22,2$ МПа; $L' = 5$ м; κ_r — отношение мощности стержня с максимальным энерговыделением к средней мощности стержня в пучке: $\kappa_r = \max\{\kappa_l\}$; $\kappa_l =$

$nQ_l / \sum_{l=1}^n Q_l$, Q_l , Q_l — мощность l -го стержня; n — число стерж-

ней в канале; Π_0 — обогреваемый периметр канала, м; ρw — массовая скорость теплоносителя, кг/(м²·с); d_T — минимальный тепловой диаметр ячейки канала, м.

При определении минимального теплового диаметра поперечное сечение канала разбивается на элементарные теплогидравлические ячейки с характерным размером $d_{tr}=4S_j/\Pi_{oj}$, где S_j —площадь проходного сечения j -й ячейки; Π_{oj} — обогреваемый периметр ячейки; $\Pi_{oj}=(1/k_r)\sum k_l \Pi_{oj}^R$. Здесь Π_{oj}^R — часть периметра l -го стержня, относящегося к j -й ячейке. Суммирование ведется по номерам стержней, образующих j -ю ячейку; $d_{tr}=\min\{4S_j/\Pi_{oj}\}$. Критическая

мощность канала $N'_{кр}$ при неравномерном тепловыделении по его длине вычисляется в следующей последовательности. Сначала рассчитываются значения безразмерного комплекса β в различных сечениях по высоте канала

$$B(z')=z'(\bar{\kappa}_z/\kappa_z)^2[\kappa_z(z')^{1/4}+\varepsilon(\kappa_z-\bar{\kappa}_z)], \quad (15.23)$$

где $\kappa_z=q(z/q)$; q — средняя по высоте канала плотность

теплового потока; $\bar{\kappa}_z=(1/z')\int_0^{z'}\kappa_z dz'$; $z'=z/L$ — относительная

координата. Далее из полученных значений $B(z')$ по высоте канала определяют наибольшее значение $B_0=\max_{z'} B(z')$, после

чего определяют искомую критическую мощность

$$N'_{кр}=N_{кр}/B_0. \quad (15.24)$$

Уравнения (15.22), (15.24) справедливы для расчета критических мощностей в каналах при условии изменения режимных и геометрических параметров в следующем диапазоне: $0,2 < p/p_{кр} < 0,9$; $0,2 < \beta < 10$; $-0,4 < x_{вых} < 0,1$; $0,04 < L/L' < 1,0$.

В [36] эта методика рекомендуется также для расчета критических мощностей в каналах с косинусоидальным распределением энерговыделения по высоте и с распределением, имеющим смещенный максимум к выходному сечению.

15.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСА ДО КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА В НАИБОЛЕЕ ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННОЙ КАССЕТЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

В активной зоне ограниченных размеров всегда имеет место неравномерность энерговыделения по высоте и радиусу. Эта неравномерность энерговыделения объясняется неоднозначностью нейтронного потока по объему актив-

ной зоны. В любой точке активной зоны нейтронный поток равен

$$\Phi(z, r) = \Phi_{\max} X(\pi z / L_{\text{эф}}) Y(B_0 r / R_{\text{эф}}), \quad (15.25)$$

где z и r — текущие координаты по высоте и радиусу; Φ_{\max} — максимальный нейтронный поток; X и Y — некоторые функции, характеризующие изменение нейтронного потока по высоте и радиусу; $L_{\text{эф}}$ и $R_{\text{эф}}$ — соответственно эффективная длина (высота) и эффективный радиус активной зоны; π и B_0 — константы.

Объемное энерговыделение q_V и плотность теплового потока q подчинены закону изменения нейтронного потока по объему активной зоны:

$$\begin{aligned} q_V &= q_{V \max} X(\pi z / L_{\text{эф}}) Y(B_0 r / R_{\text{эф}}); \\ q &= q_{\max} X(\pi z / L_{\text{эф}}) Y(B_0 r / R_{\text{эф}}). \end{aligned} \quad (15.26)$$

Неравномерность плотности теплового потока по высоте может быть выражена посредством коэффициента неравномерности

$$\kappa_z = q_{\max} / \bar{q}(z), \quad (15.27)$$

где $q(z)$ — средняя плотность теплового потока по высоте:

$$\bar{q}(z) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} q_{\max} X(\pi z / L_{\text{эф}}) dz; \quad (15.28)$$

здесь L — длина (высота) активной зоны.

При косинусоидальном распределении плотности теплового потока по высоте активной зоны, что имеет место в водо-водяных ядерных реакторах,

$$\bar{q}(z) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} q_{\max} \cos \frac{\pi z}{L_{\text{эф}}} dz = \frac{q_{\max} L_{\text{эф}}}{\pi L} 2 \sin \frac{\pi L}{2 L_{\text{эф}}}. \quad (15.29)$$

С учетом (15.29) коэффициент неравномерности плотности теплового потока по высоте при косинусоидальном распределении равен

$$\kappa_z = \pi L / \left(2 L_{\text{эф}} \sin \frac{\pi L}{2 L_{\text{эф}}} \right). \quad (15.30)$$

Если принять, что $L \approx L_{\text{эф}}$, то $\kappa_z = \pi / 2 = 1,57$. В зависимости от профиля энерговыделения по высоте κ_z может быть больше или меньше 1,57. Стремление снизить значение κ_z является общей тенденцией при создании новых видов ядерных реакторов.

Степень неравномерности плотности теплового потока в радиальном направлении активной зоны оценивается коэффициентом неравномерности

$$\kappa_r = q_{\max} / \bar{q}(r), \quad (15.31)$$

где $q(r)$ — средняя плотность теплового потока по диаметру активной зоны.

В водо-водяных реакторах закон изменения энерговыделения по радиусу описывается функцией Бесселя нулевого порядка

$$q(r) = q_{\max} J_0(2,405r/R_{\text{эф}}), \quad (15.32)$$

где 2,405 — первый корень функции Бесселя.

Среднее энерговыделение по радиусу определяется по формуле

$$\bar{q}(r) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R q_{\max} J_0\left(\frac{2,405 r}{R_{\text{эф}}}\right) 2\pi r dr = \frac{q_{\max} R_{\text{эф}}}{2,405 R} J_1\left(\frac{2,405 R}{R_{\text{эф}}}\right), \quad (15.33)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка; R — радиус активной зоны.

С учетом (15.33) определим коэффициент радиальной неравномерности энерговыделения в водо-водяном реакторе:

$$\kappa_r = \frac{2,405 R}{2 R_{\text{эф}} J_1(2,405 R/R_{\text{эф}})}. \quad (15.34)$$

Если радиус активной зоны велик по сравнению с эффективной добавкой, то можно принять, что $R \approx R_{\text{эф}}$. В этом случае $J_1(2,405) = 0,52$ и $\kappa_r = 2,32$.

В реальных условиях всегда стремятся уменьшить κ_r установкой более эффективных отражателей, увеличением обогащения в периферийных кассетах (применение позонного обогащения) и применением борного регулирования. Объемный коэффициент неравномерности в активной зоне ядерного реактора может быть определен по формуле

$$\kappa_V' = \kappa_z \kappa_r. \quad (15.35)$$

Если имеет место неравномерность энерговыделения по сечению кассеты или технологического канала, то в расчетах следует учитывать коэффициент неравномерности энерговыделения в кассете κ_k . Неточность в расчетах и при изготовлении, кассеты или технологического канала учитывается механическим коэффициентом неравномерно-

сти κ_M . С учетом последних двух коэффициентов общий коэффициент объемной неравномерности равен

$$\kappa_V = \kappa_2 \kappa_r \kappa_M. \quad (15.36)$$

Самая энергонапряженная кассета имеет максимальную плотность теплового потока

$$q_{\max} = \bar{q} \kappa_V, \quad (15.37)$$

где \bar{q} — средняя плотность теплового потока по всей поверхности твэлов активной зоны:

$$\bar{q} = (q_V V_{\text{тп}}) / \Sigma F_T; \quad (15.38)$$

здесь $V_{\text{тп}} = (1/4)\pi d_{\text{тп}}^2 L_{\text{тп}} m$ — суммарный объем топлива в активной зоне; m — общее число твэлов в активной зоне; $\Sigma F_T = \pi d_{\text{тп}} L_{\text{тп}} m$ — суммарная поверхность теплообмена в активной зоне; q_V — средняя плотность энерговыделения в объеме топлива, определяемая по (14.61) или (14.62). При известных максимальной плотности теплового потока и законе изменения q по высоте для самой теплонапряженной кассеты строят графическое изображение $q(z)$ по зависимости

$$q = q_{\max} X(\pi z / L_{\text{эф}}). \quad (15.39)$$

Для этого разбивают полную эффективную длину активной зоны на 10 и более равных отрезков с таким расчетом, чтобы минимальное значение $z/L_{\text{эф}}$ было равно

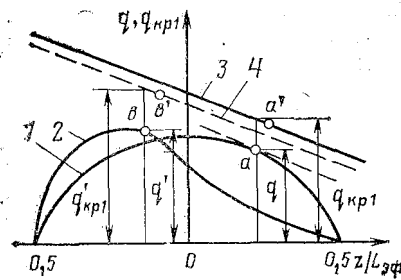


Рис. 15.2. Графическое изображение закона до кризиса теплообмена в кассете

—0,5, а максимальное +0,5. Далее по (15.39) рассчитывают все значения q в интервале $z/L_{\text{эф}} = (-0,5) \div (+0,5)$. Рассчитанные значения q наносят на график $q = f(z/L_{\text{эф}})$ (рис. 15.2). Кривая 1 соответствует косинусоидальному распределению плотности теплового потока по высоте активной зоны, а кривая 2 — профилю с максимумом, смещенным к входу теплоносителя. На этот же

график нанесены зависимости изменения критического теплового потока для данных тепловых и гидравлических условий по высоте кассеты (кривые 3, 4). Наибольшая вероятность возникновения кризиса кипения ожидается в тех местах, где кривые 1 и 2 ближе всего расположены к линиям 3, 4. На кривой 1 этому месту соответствует точка a , на линии 2 — точка b . Следовательно, кризис кипения в точках a и b возникает в том случае, если плотности теплового потока q и q' достигнут значений $q_{\text{кд1}}$ и $q'_{\text{кд1}}$ соответственно. Запас до кризиса кипения в точке a будет $n=q_{\text{кд1}}/q$, а в точке b будет $n'=q'_{\text{кд1}}/q'$. Точки a и b на графиках $q=f(z/L_{\text{эф}})$ соответствуют местам касания прямых линий, проведенных параллельно линиям 3 и 4. В этом случае минимальное расстояние между линиями 1 и 3 будет отвечать отрезку aa' , а минимальное расстояние между линиями 2 и 4 — отрезку bb' .

Глава шестнадцатая

ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ СИСТЕМ

16.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ

Создание ядерной энергетической установки, начиная от разработки проекта и до оформления всей технической документации на установку, осуществляется по постановлению правительства, в котором указываются характеристика и основные параметры ядерного энергетического объекта. В этом же постановлении указываются генеральный проектировщик объекта и организации, проектирующие отдельные системы: здание, ядерный реактор, парогенераторы, турбины, трубопроводы, электрооборудование и т. д.

На основе постановления правительства выпускается техническое задание с подробной характеристикой станции и требованиями, предъявляемыми к ней по обеспечению основных параметров и надежности ее работы. Проектируют атомную электростанцию одновременно несколько специализированных организаций под общим контролем того ведомства, в структуре которого будет работать станция.

16.2. ВЫБОР ЧИСЛА ПЕТЕЛЬ И МОЩНОСТИ ОДНОЙ ПЕТЛИ

При заданных электрической мощности станции N_3 и типе реакторной установки (реактор водо-водяной корпусного типа, корпусной на быстрых нейтронах и т. д.)

определяют тепловую мощность реактора

$$N_T = N_3 / \eta, \quad (16.1)$$

где η — КПД станции. Обоснованный выбор значения η проводится с учетом уже имеющегося опыта работы АЭС подобного типа. В современных ядерных энергетических установках на тепловых нейтронах с водо-водяными реакторами корпусного типа и турбинами, работающими на насыщенном паре, $\eta = 0,28 \div 0,33$. Внедрение АЭС с реакторами на быстрых нейтронах и жидким натрием в качестве теплоносителя дает возможность получить на выходе из парогенератора перегретый пар с температурой $t_{\text{н.п.}} = 400 \div 450$ °С. Повышение температуры рабочей среды в паросиловом цикле дает возможность в установках та-кого типа достичь $\eta = 0,38 \div 0,43$.

Выделяющаяся тепловая энергия в активной зоне реактора снимается с поверхностей твэлов протекающим теплоносителем (водой или жидким натрием). Масса теплоносителя, проходящего через активную зону, определяется из уравнения теплового баланса

$$N_T = M \bar{c}_p (t_2 - t_1), \quad (16.2)$$

где M — массовый расход теплоносителя, кг/с; \bar{c}_p — средняя теплоемкость теплоносителя в диапазоне температур $t_1 - t_2$; t_1 и t_2 — среднemasовые температуры теплоносителя на входе в ядерный реактор и на выходе из него.

В водо-водяных реакторах корпусного типа не допускается закипание теплоносителя в кассетах, в связи с чем температура теплоносителя на выходе из активной зоны должна быть меньше температуры насыщения на $15 - 25$ °С, т. е. $t_2 = t_s - (15 \div 25)$ °С. Температура насыщения выбирается в зависимости от давления теплоносителя в первом контуре. В водо-водяных корпусных реакторах $p = (10 \text{ч} - 18)$ МПа, температура теплоносителя на входе в реактор может быть принята в первом приближении (с последующим уточнением) равной $t_1 = t_2 - (25 \div 35)$ °С, т. е. подогрев теплоносителя в активной зоне составляет $\Delta t = 25 \div 35$ °С.

Из уравнения (16.2) определяем массовый расход теплоносителя через активную зону реактора

$$M = N_T / [\bar{c}_p (t_2 - t_1)], \quad (16.3)$$

где N_T — тепловая мощность, Вт; \bar{c}_p — средняя теплоемкость, Дж/(кг·°С). В реакторах на быстрых нейтронах

возможен подогрев теплоносителя в активной зоне с 350—400 °С до 550—600 °С, т. е. в этих установках $t_2=550\div 600$ °С, а $t_1=t_2-(150\div 250)$ °С. Суммарный массовый расход в реакторах на быстрых нейтронах может быть определен по (16.3) с последующим расчленением на доли, идущие в активную и боковую зоны воспроизводства.

Обоснование числа петель в корпусной реакторной установке связано с определением того оптимального варианта, при котором экономические затраты обосновывались бы возможностью технологического режима расположения входных и выходных патрубков в корпусе реактора и допустимыми гидровибрационными параметрами систем трубопроводов и внутрикорпусных устройств.

С уменьшением числа петель снижается стоимость реакторной установки. Но при этом возрастают внутренние диаметры трубопроводов первого контура, технологическая сложность их приварки к корпусу реактора и трассировка по зданию станции. Тенденция снижения числа петель дала возможность V блок Нововоронежской АЭС с реактором ВВЭР-1000 создать четырехпетлевым. Ранее же все реакторные установки типа ВВЭР делались шестипетлевыми.

При принятом (с техническим обоснованием) числе петель первого контура k определяется тепловая мощность одной петли

$$N_{\text{п}}=N_{\text{т}}/k, \quad (16.4)$$

направляемая в парогенератор.

16.3. РАСЧЕТ ПАРПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ

Не вся тепловая энергия, пришедшая из реактора в парогенератор по петле $N_{\text{п}}$, расходуется на производство пара. Часть энергии теряется горячими поверхностями трубопроводов и корпусом парогенератора в окружающее пространство. Потерянное количество энергии равно

$$Q_{\text{пот}}=\bar{k}_{\text{тр}}\Sigma F_{\text{тр}}\Delta t_{\text{тр}}+\bar{k}_{\text{пг}}\Sigma F_{\text{пг}}\Delta t_{\text{пг}}, \quad (16.5)$$

где $\bar{k}_{\text{тр}}$, $\bar{k}_{\text{пг}}$ — средние значения коэффициентов теплопередачи трубопроводов и корпуса (с другими горячими элементами) парогенератора; $\Sigma F_{\text{тр}}$ и $\Sigma F_{\text{пг}}$ — суммарные значения теплообменных поверхностей трубопроводов и парогенератора; $\Delta t_{\text{тр}}$ и $\Delta t_{\text{пг}}$ — температурные напоры в трубопроводах и парогенераторе. Полезная энергия, пошед-

шая на производство пара,

$$Q_{\text{пр}} = D(i_{\text{пт}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр}}(i' - i'_{\text{п.в}}), \quad (16.6);$$

где D — паропроизводительность, кг/с; $D_{\text{пр}}$ — расход воды из парогенератора с продувкой, кг/с; $i_{\text{п.в}}$, i' и $i'_{\text{п.в}}$ — энтальпия перегретого пара, воды на линии насыщения и питательной воды, Дж/кг.

Полезную энергию можно определить по формуле

$$Q_{\text{пр}} = N_{\text{п}} - Q_{\text{пот.}} \quad (16.7)$$

Коэффициент полезного использования энергии в парогенераторе представляет собой отношение энергии, пошедшей на производство пара, к энергии петли:

$$\eta_{\text{пр}} = Q_{\text{пр}}/N_{\text{п}} = 1 - Q_{\text{пот.}}/N_{\text{п}}. \quad (16.8)$$

В современных парогенераторах $\eta_{\text{пр}} = 0,98 \div 0,995$.

С учетом (16.6) и (16.8) запишем уравнение теплового баланса парогенератора:

$$N_{\text{п}}\eta_{\text{пр}} = D(i_{\text{пт}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр}}(i' - i_{\text{п.в}}). \quad (16.9)$$

Из формулы (16.9) определим паропроизводительность парогенератора одной петли:

$$D = \frac{N_{\text{п}}\eta_{\text{пр}} - D_{\text{пр}}(i' - i_{\text{п.в}})}{i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}}. \quad (16.10)$$

Полная паропроизводительность всей ядерной установки (блока станции) равна

$$D_{\text{АС}} = KD, \quad (16.11)$$

где K — суммарное число установленных парогенераторов на блоке (по одному парогенератору на каждой петле). Формула (16.11) справедлива при отсутствии теплового и гидравлического перекосов в реакторной установке, т. е. в условиях, когда массовый расход теплоносителя по каждой петле одинаков и отвечает зависимости $M_{\text{п}} = M/K$. Однако в реальных условиях возможна гидравлическая нетождественность петель из-за разницы значений местных коэффициентов сопротивления и разных длин трубопроводов. В этом случае расход теплоносителя по каждой петле будет отличаться от $M_{\text{п}}$:

$$M_{\text{п1}} \neq M_{\text{п2}} \neq \dots \neq M_{\text{пк}}, \quad (16.12)$$

где $M_{\text{п1}}$, $M_{\text{п2}}$... $M_{\text{пк}}$ — массовый расход теплоносителя по 1, 2, ... k -й петлям. В условиях нетождественности

расходов температура теплоносителя на выходе из реактора будет общей для всех петель и равной t_2 , а температура теплоносителя первого контура на выходе из каждого парогенератора петли может быть отлична от общей средней на входе в реактор температуры t_1 .

Количество энергии, пошедшей на производство пара в каждом парогенераторе, равно

$$\begin{aligned} Q_{\text{пг1}} &= D_{\text{пг1}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр1}}(i' - i_{\text{п.в}}); \\ Q_{\text{пг2}} &= D_{\text{пг2}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр2}}(i' - i_{\text{п.в}}); \\ &\dots\dots\dots \\ Q_{\text{пг.к}} &= D_{\text{пг.к}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр.к}}(i' - i_{\text{п.в}}), \end{aligned} \quad (16.13)$$

где $D_{\text{пг1}}, D_{\text{пг2}}, \dots, D_{\text{пг.к}}$ — паропроизводительность парогенераторов 1, 2, ..., k -й петель; $D_{\text{пр1}}, D_{\text{пр2}}, \dots, D_{\text{пр.к}}$ — расход продувочной воды из парогенераторов 1, 2, ..., k -й петель.

Энергия, идущая от реактора по каждой петле, составит

$$\begin{aligned} N_{\text{п1}} &= M_{\text{п1}} \bar{c}_p (t_2 - t_1'); \\ N_{\text{п2}} &= M_{\text{п2}} \bar{c}_p (t_2 - t_1''); \\ &\dots\dots\dots \\ N_{\text{п.к}} &= M_{\text{п.к}} \bar{c}_p (t_2 - t_1^k). \end{aligned} \quad (16.14)$$

где $t_1', t_1'', \dots, t_1^k$ — температура теплоносителя на входе в реактор 1, 2, ..., k -й петлей.

Запишем уравнения тепловых балансов от каждого парогенератора:

$$\begin{aligned} N_{\text{п1}} \eta_{\text{пг1}} &= D_{\text{пг1}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр1}}(i' - i_{\text{п.в}}); \\ N_{\text{п2}} \eta_{\text{пг2}} &= D_{\text{пг2}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр2}}(i' - i_{\text{п.в}}); \\ &\dots\dots\dots \\ N_{\text{п.к}} \eta_{\text{пг.к}} &= D_{\text{пг.к}}(i_{\text{п.п}} - i_{\text{п.в}}) + D_{\text{пр.к}}(i' - i_{\text{п.в}}), \end{aligned} \quad (16.15)$$

где $\eta_{\text{пг1}} = Q_{\text{пг1}}/N_{\text{п1}}; \eta_{\text{пг2}} = Q_{\text{пг2}}/N_{\text{п2}}; \dots; \eta_{\text{пг.к}} = Q_{\text{пг.к}}/N_{\text{п.к}}$ — КПД (использования) энергии в 1, 2, ..., k -м парогенераторах.

Из системы уравнений (16.15) определяется паропроизводительность отдельных парогенераторов $D_{\text{пг1}}, D_{\text{пг2}}, \dots, D_{\text{пг.к}}$. Полная паропроизводительность всей ядерной установки равна

$$D_{\text{АС}} = D_{\text{пг1}} + D_{\text{пг2}} + \dots + D_{\text{пг.к}} = \sum_{i=1}^{i=k} D_{\text{пг}i}, \quad (16.16)$$

где $D_{\text{пг}i}$ — паропроизводительность i -й петли.

16.4. ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Методика теплотехнических расчетов дается применительно к типовой конструкционной схеме парогенератора с естественной циркуляцией рабочего тела в испарителе (рис. 16.1).

В верхний барабан 1 подается питательная вода по трубопроводам 2. Из барабана циркулирующая масса воды по опускным трубам 6 поступает в испаритель 4. В теплообменных трубах 5 по мере подъема вверх вода

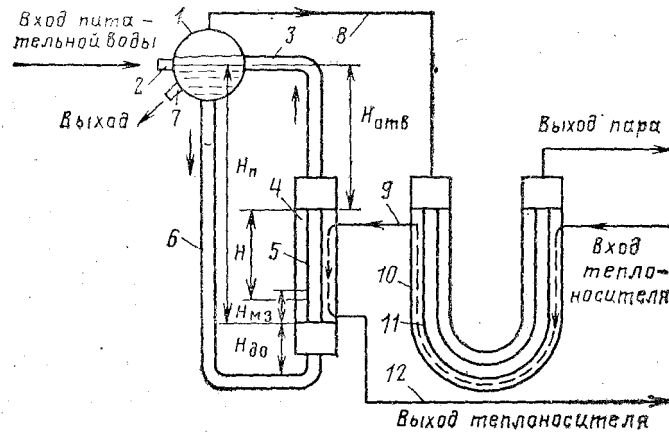


Рис. 16.1. Схема парогенератора

вначале подогревается до температуры насыщения, а затем испаряется. Из испарителя пароводяной поток поступает в барабан по отводящим трубам 3. В барабане пар отделяется от массы воды и по паропроводу 8 направляется в пароперегреватель 10, проходит по теплообменным трубам 11, перегревается в них и по трубопроводу направляется в турбину. Теплоноситель первого контура из реактора (или промежуточного теплообменника) по трубопроводу входит в пароперегреватель, проходит по межтрубному пространству, отдает тепловую энергию пару, выходит из пароперегревателя и по трубопроводу 9 поступает в испаритель. В испарителе теплоноситель проходит также по межтрубному пространству, отдает тепловую энергию кипящей воде и по трубопроводу 12 возвращается в реактор (или промежуточный теплообменник).

Продувка воды из барабана осуществляется по трубопроводу 7.

При заданных температуре перегретого пара $t_{п.п}$, давлении на выходе из пароперегревателя $p_{п.п}$, давлении в барабане $p_б$ и рассчитанной по (16.10) или (16.15) паропроизводительности D определяют тепловую мощность пароперегревателя

$$Q_{п.п} = D(i_{п.п} - i''), \quad (16.17)$$

где i'' — энтальпия сухого насыщенного пара.

При наличии пароохладителя, служащего для регулирования температуры перегрева пара, учитывают еще тепловую энергию, отбираемую от насыщенного пара в пароохладителе:

$$Q_{п.п} = D(i_{п.п} - i'' + q_{по}), \quad (16.18)$$

где $q_{по} = (40 \div 80) \cdot 10^3$ Дж/кг — дополнительное количество энергии, отбираемой от насыщенного пара в пароохладителе. Теплоноситель первого контура отдает тепловую энергию пару в пароперегревателе, в результате чего его температура понижается от начальной (на входе) t_2 до некоторой t'_2 (на выходе). На АЭС на быстрых нейтронах, с двойным натриевым контуром температура теплоносителя на выходе из промежуточного теплообменника меньше температуры на выходе из реактора ориентировочно на 50—100 °С.

Значение t'_2 можно определить по уравнению теплового баланса

$$Q_{п.п} = M_{п.п} c_p (t_2 - t'_2) \eta_{пг}, \quad (16.19)$$

$$t'_2 = t_2 - Q_{п.п} / (M_{п.п} \bar{c}_p \eta_{пг}), \quad (16.20)$$

где $Q_{п.п}$ определено по (16.17) или (16.18); $M_{п.п}$ рассчитано по (16.4) или принято из гидравлического расчета при

нетождественности петель; \bar{c}_p — средняя теплоемкость в диапазоне температур $t'_2 - t_2$. Для определения \bar{c}_p принимают t'_2 ориентировочно с последующим уточнением.

При противоточной схеме включения рабочей среды и теплоносителя среднеарифметический температурный напор определяют по формуле

$$\Delta t = (\Delta t_б - \Delta t_м) / [2,31 g(\Delta t_б / \Delta t_м)], \quad (16.21)$$

где $\Delta t_б$ — большая разность $t_2 - t_{п.п}$ и $t'_2 - t_s$; $\Delta t_м$ — меньшая разность этих же температур.

При выборе числа параллельно установленных трубок в пароперегревателе задаются предварительно скоростью пара в них. В диапазоне давлений пара $p = 0,5 \div 5,0$ МПа принимают $w_{п.п} = 15 \div 25$ м/с; при $p > 5,0$ МПа $w_{п.п} = 10 \div$

15 м/с. Число параллельно установленных трубок в пароперегревателе равно

$$m = D / (\rho_{\text{п}} f_{\text{тп}} w_{\text{п}}), \quad (16.22)$$

где $\rho_{\text{п}} = (\rho'' + \rho_{\text{п.п}}) / 2$ — средняя плотность пара; ρ'' и $\rho_{\text{п.п}}$ — соответственно плотность сухого насыщенного пара при давлении в барабане и плотность перегретого пара на выходе из пароперегревателя; $f_{\text{тп}} = (\pi/4) d_{\text{в}}^2$ — проходное сечение одной трубки с внутренним диаметром $d_{\text{в}}$. Размер теплопередающих трубок пароперегревателя принимают по ГОСТ. С учетом температурного режима их работы и физико-химических свойств теплоносителя выбирают марку стали. Широкое распространение получили легированные стали марки 0X18H10T, X18H10T, 0X20H46Б; слаболегированные стали марки 12XM, 15XM, 25X2M1Ф, 12X1MФ и углеродистые стали марки 22к и др.

В парогенераторостроении используются трубки для пароперегревателей внутренним диаметром $d_{\text{в}} = 10 \div 30$ мм. Толщина стенки трубок выбирается в зависимости от давления рабочей среды и срока службы парогенератора, но не более 4 — 5 лет. Скорость теплоносителя в межтрубном пространстве принимают в зависимости от конструктивной формы расположения трубок и дистанционирующих решеток, а также технологии крепления всех внутрикорпусных устройств в пароперегревателе ориентировочно в диапазоне $w_{\text{т}} = 1 \div 5$ м/с. Если теплоноситель первого контура протекает внутри труб, то можно принять в расчетах $w_{\text{т}} = 3,0 \div 8,0$ м/с.

При принятой скорости теплоносителя $w_{\text{т}}$ и известном массовом расходе по петле $M_{\text{п}}$ определяют проходное сечение для теплоносителя в пароперегревателе

$$F_{\text{т}} = M_{\text{п}} / (\rho_{\text{т}} w_{\text{т}}), \quad (16.23)$$

где $\rho_{\text{т}} = (\rho_1 + \rho_2) / 2$ — средняя плотность теплоносителя; ρ_1 и ρ_2 — плотность теплоносителя при температурах t_2 и t'_2 .

Окончательный выбор скорости теплоносителя проводится после принятия конструктивной формы расположения трубок в пучке и числа пароперегревателей, работающих параллельно на одной петле. К наиболее распространенным формам следует отнести расположение центров трубок по равностороннему треугольнику (рис. 16.2,а) и расположение центров трубок по концентрическим окружностям (рис. 16.2,б).

Расстояние между центрами соседних трубок (шаг) S выбирается в соответствии с принятым размером мостика (перемычки) в трубной доске δ_m . Длина мостика выбирается в соответствии с прочностными расчетами трубной доски и технологией крепления труб в трубных досках. Стремление к уменьшению δ_m обосновано сокращением массогабаритных характеристик пароперегревателя. Однако технология крепления трубок в трубных досках (вальцовка взрывом и приварка) ограничивает чрезмерное уменьшение δ_m . В настоящее время минимальная длина перемычек в трубных досках составляет $\delta_m=4\div 5$ мм. Если известна длина мостика, то шаг между центрами $S = d_n + \delta_m$, где d_n —наружный диаметр трубок.

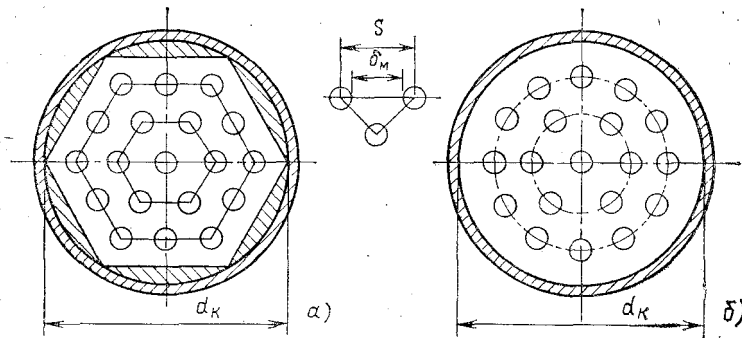


Рис. 16.2. Конструкционные типы расположения центров трубок в трубных досках

Для определения внутреннего диаметра корпуса пароперегревателя d_k необходимо знать число рядов n в схеме рис. 16.2,а или число концентрических окружностей n в схеме рис. 16.2,б. Известно, что в центре корпуса устанавливается одна трубка, в первом ряду по окружности располагается 6 трубок, во втором 12, а в последнем, n -м ряду (окружности) $6n$ трубок. Суммарное число параллельно установленных в трубной доске трубок с числом рядов n равно

$$m = 1 + 6(1 + 2 + \dots + n) = 1 + 3n + 3n^2. \quad (16.24)$$

Значение m рассчитано по (16.22). Тогда число рядов (концентрических окружностей) определяется решением уравнения относительно n :

$$3n^2 + 3n - (m - 1) = 0. \quad (16.25)$$

Внутренний диаметр корпуса пароперегревателя $d_k = 2S(n + 1) - d_n$.

После расчетов первого приближения выполняется проектная проработка конструкции с расположением трубок в трубной доске и уточняются действительное число параллельных трубок m_d и внутренний диаметр корпуса $q_{к.д.}$. Принимается решение о необходимости установки вытеснителей между внешним рядом трубок и внутренней поверхностью корпуса для приведения гидравлических ячеек внешнего ряда к некоторой усредненной равнозначности. В соответствии с действительным числом трубок определяется действительная скорость пара в них

$$w_{п.д.} = D / (\rho_n m_d f_{тр}) \quad (16.26)$$

и скорость теплоносителя в межтрубном пространстве

$$w_{т.д.} = M_n / (\rho_t F_t), \quad (16.27)$$

где $F_t = (\pi/4)d_{к.д.}^2 - m_d(\pi/4)d_n^2 - F_b$ — сечение для прохода теплоносителя; $d_{к.д.}$ — действительный внутренний диаметр корпуса пароперегревателя; F_b — часть внутреннего сечения, занятая вытеснителем.

В соответствии с действительной скоростью пара и скоростью теплоносителя по выбранным уравнениям (см. гл. 14) определяются коэффициенты теплообмена от теплоносителя к стенке трубы α_t и от внутренней стенки трубы к пару α_n .

Линейный коэффициент теплопередачи (на 1 м длины трубы) определяется по известной формуле

$$\kappa_l = \left(\frac{1}{\alpha_n d_e} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_n}{d_e} + \frac{1}{\alpha_t d_n} \right)^{-1}. \quad (16.28)$$

Полная длина всех труб в пароперегревателе равна

$$\Sigma L_{п.п.} = Q_{п.п.} / (\pi \kappa_l \Delta t_{п.п.}). \quad (16.29)$$

При прямочанальной конструкции пароперегревателя длина одной трубки $l_{тр} = \Sigma L_{п.п.} / m_d$. При U-образной конструкционной форме $l_{тр}$ представляет собой какое-то среднее значение длины трубки в пароперегревателе. В этом случае полная расчетная длина всех трубок $\Sigma L_{п.п.}$ проверяется после конструкционного оформления пароперегревателя.

В теплотехнических расчетах линейный коэффициент теплопередачи можно привести к единице поверхности того диаметра, со стороны которого коэффициент теплоотдачи имеет меньшее значение. В нашем случае $\alpha_{п.п.} \ll \alpha_t$. Тогда

$$\kappa_{п.п.} = \left(\frac{1}{\alpha_{п.п.}} + \frac{d_e}{2\lambda} \ln \frac{d_n}{d_e} + \frac{d_e}{\alpha_t d_n} \right)^{-1}. \quad (16.30)$$

Полная площадь поверхности всех трубок пароперегревателя, рассчитанная по внутреннему диаметру, равна

$$F_{\text{пп}} = Q_{\text{пп}} / (k_{\text{пп}} \Delta t_{\text{пп}}), \quad (16.31)$$

Длина одной трубки (средняя)

$$l_{\text{тр}} = F_{\text{пп}} / (\pi d_{\text{вд}}).$$

Длину труб в пароперегревателе следует уточнить по ГОСТ. Если расчетная длина труб больше длин, предусмотренных ГОСТ, то следует сделать изменение в проекте с учетом длин труб, выпускаемых отечественными заводами.

Тепловой расчет испарителя осуществляется по энергии, переданной теплоносителем и пошедшей на подогрев воды до температуры кипения и генерации пара:

$$Q_{\text{и}} = Q_{\text{пг}} - Q_{\text{пп}}. \quad (16.32)$$

В зависимости от ввода в барабан пароводяных отводящих труб (рис. 16.1) расчет испарителя имеет свои особенности. При входе пароводяного потока под уровень воды в барабане (в основную массу воды) часть пара расходуется на подогрев питательной воды. В этом случае при расчетах в первом приближении можно принять, что температура воды в верхнем барабане подогревается до температуры кипения вследствие конденсации пара. Если пренебречь потерями теплоты в опускных трубах и изменением энтальпии воды с увеличением гидростатического столба жидкости в них, то в испарителе экономайзерного участка не будет и вся подводимая в нем энергия израсходуется на генерацию пара $D_1 = Q_{\text{и}} / r$, причем D_1 будет больше того количества пара D , которое отбирается из барабана и направляется в пароперегреватель, на величину ΔD определяемую равенством (9.36).

Количество пара ΔD расходуется на подогрев воды в верхнем барабане при смешении потоков. Полная площадь поверхности теплообмена испарителя определяется по формуле

$$F_{\text{и}} = Q_{\text{и}} / (k_{\text{и}} \Delta t_{\text{и}}), \quad (16.33)$$

где

$$k_{\text{и}} = \left(\frac{d}{\alpha_{\kappa} d_{\kappa}} + \frac{d}{2\lambda} \ln \frac{d_{\text{н}}}{d_{\text{в}}} + \frac{d}{\alpha_{\text{T}} d_{\text{н}}} \right)^{-1}.$$

— коэффициент теплопередачи в испарителе; $d = (d_{\text{н}} + d_{\text{в}}) / 2$
 — средний диаметр. Коэффициент теплопередачи

рассчитывается по среднему диаметру, поскольку значения коэффициента теплоотдачи со стороны кипящей жидкости α_k и со стороны теплоносителя α_t соизмеримы. Значения α_k и α_t определяются по соответствующим уравнениям (гл.14). Температурный напор в испарителе $\Delta t_{и}$ можно рассчитать по формуле (16.21) для прямоточной схемы движения сред при условии, что $\Delta t_6 = t'_2 - t_s$, $\Delta t_m = t_1 - t_s$. Общее число трубок в пучке испарителя определяется с учетом полной площади поверхности теплообмена

$$m_{и} = F_{и} / (\pi d l_{тп}), \quad (16.34)$$

где $l_{тп}$ — длина одной трубки, выбирается с учетом рекомендаций ГОСТ для труб, выпускаемых отечественной промышленностью.

В общем случае всегда имеют место недогрев воды до температуры кипения в верхнем барабане Δt_6 , потеря теплоты в опускных трубах $Q_{оп}$ и изменение энтальпии жидкости в опускных трубах по мере передвижения ее вниз под давлением гидростатического столба. При вводе пароводяного потока в паровое пространство недогрев воды в барабане Δi_6 определяется равенством (9.45). Значение кратности циркуляции предварительно принимается равным $\alpha = 3 \div 15$ (с последующим уточнением). Проводятся расчеты по определению тепловых потерь опускными трубами и оценивается недогрев в опускных звеньях $\Delta i_{оп} = Q_{оп} / M$, где $M = \alpha D$ — массовый расход циркулирующей воды.

Далее для принятой конструкционной схемы оцениваются потери напора в опускных трубах Δp_o , полная высота контура H_n , высота до начала обогрева $H_{д.о.}$, а затем по (9.46) и (9.47) рассчитывается недогрев жидкости в сечении начала обогрева Δi_1 или в сечении начала развитого кипения Δi_2 , после чего по (9.48) определяется длина экономайзера участка (или высота до участка начала закипания) $H_{н.з.}$. При расчете величины $H_{н.з.}$ необходимо определить значение $\bar{q}(z) \Pi$, где $\bar{q}(z)$ — средняя плотность теплового потока на участке $H_{н.з.}$, а $\Pi = m \pi d$ — полный периметр всех испарительных трубок.

При выборе общего числа испарительных трубок m руководствуются скоростью циркуляции w_0 (скорость воды на экономайзерном участке), которую можно принять в расчетах первого приближения (с последующим уточнением) равной $w_0 = 0,1 \div 0,8$ м/с. Внутренние диаметры испарительных трубок $d_{в} = 20 \div 50$ мм. Толщина стенки трубки

δ принимается с учетом расчетов на прочность. Размер испарительных трубок выбирается по ГОСТ. При принятой скорости циркуляции и внутреннем диаметре испарительных трубок общее их число равно

$$m = \alpha D / (\rho w_0), \quad (16.35)$$

где $\rho = (\rho_{\text{вх}} + \rho) / 2$ — средняя плотность воды на экономайзерном участке; $\rho_{\text{вх}}$ — плотность воды на входе в испарительные трубы.

В качестве расчетного диаметра d принимается средний диаметр. Количество энергии, пошедшей на подогрев циркулирующей жидкости в экономайзерном участке, равно

$$Q_3 = \alpha D (i' - i_{\text{вх}}) = M_{\text{п}} \bar{c}_{\text{п}} (t_3 - t_1) \eta_{\text{пг}}, \quad (16.36)$$

где $i_{\text{вх}} = i' - (\Delta i_6 + \Delta i_{\text{оп}})$ — энтальпия воды на входе в экономайзерный участок; t_1 — температура теплоносителя в сечении испарительных труб в конце экономайзерного участка. Величина t_3 определяется из (16.36):

$$t_3 = t_1 + \alpha D (i' - i_{\text{вх}}) / [M_{\text{п}} \bar{c}_{\text{п}} \eta_{\text{пг}}]. \quad (16.37)$$

Логарифмический температурный напор на экономайзерном участке соответствует температурному напору противоточной схемы движения теплоносителей и может быть рассчитан по (16.21) при условии, что Δt_6 — максимальное из двух значений $t_3 - t_5$ и $t_1 - t_{\text{вх}}$, а Δt_m — соответственно минимальное значение. Коэффициенты теплоотдачи со стороны воды $\alpha_{\text{в}}$ и со стороны теплоносителя $\alpha_{\text{т}}$ рассчитывают по соответствующим уравнениям (гл. 14). С учетом $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{т}}$ определяют коэффициент теплопередачи на экономайзерном участке κ_3 , а затем полную площадь поверхности экономайзера

$$F_3 = Q_3 / (\kappa_3 \Delta t_3). \quad (16.38)$$

Длина труб экономайзерного участка равна

$$l_3 = F_3 / (\pi d m).$$

При прямоканальной конструкционной схеме испарителя длина l_3 должна быть равна $H_{\text{н.з.}}$. Часть площади поверхности теплообмена, на которой происходит генерация пара, определяется по формуле

$$F_{\text{п}} = (Q_{\text{п}} - Q_3) / (\kappa_{\text{п}} \Delta t_{\text{п}}), \quad (16.39)$$

где $Q_{и}—Q_{э}$ — энергия, израсходованная на генерацию пара в испарителе; $\kappa_{и}$ — коэффициент теплопередачи на испарительном участке труб, рассчитанный по среднему диаметру и коэффициентам теплоотдачи со стороны кипящей жидкости $\alpha_{к}$ и со стороны теплоносителя $\alpha_{т}$ (рекомендации по определению $\alpha_{к}$ и $\alpha_{т}$ даны в гл. 14); $\Delta t_{и}$ — температурный напор на испарительной поверхности, для противоточной схемы определяется по формуле (16.21) при условии, что $\Delta t_{6}=t'_{2}-t_{s}$, $\Delta t_{м}=t_{3}-t_{s}$.

Длина труб испарительного участка равна $l_{и}=F_{и}/(\pi dm)$, а полная длина труб испарителя составляет $l_{тп}=l_{3}+l_{и}$. Расчетное значение $l_{тп}$ не должно превышать длин труб, выпускаемых отечественными заводами. Если нельзя конструктивно создать испаритель, у которого расчетная длина труб меньше длин, предусмотренных ГОСТ, то необходимую длину наращивают сваркой. При этом следует иметь в виду, что несмотря на 100%-ный контроль всех швов вероятность аварийной ситуации увеличивается. Выполненный теплотехнический расчет является предварительным. Все расчетные характеристики уточняются после выбора конструктивной схемы парогенератора и расчетов естественной циркуляции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алешин В. С., Кузнецов Н. М., Саркисов А. А. Судовые ядерные реакторы. Л.: Судостроение, 1968. 370 с.
2. Астахов Ю. В., Рассохин Н. С. Экспериментальные исследования и статистический анализ данных по кризису теплообмена в пучках стержней для реакторов ВВЭР. — Теплоэнергетика, 1976, № 2, с. 80—82.
3. Becker R., Doring W. Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersättigten Dämpfen — Physika, 1935, Bd 24, № 79, S. 719—751.
4. Бартоломей Г. Г., Харитонов Ю. В. Определение истинного паросодержания в нестационарных режимах. — Теплоэнергетика, 1966, № 11, с. 74—78.
5. Волошко А. А., Бургафт А. В. Динамика роста парового пузырька при кипении в условиях свободного движения. — Инж.-физ. журн., 1970, т. XIX, № 1, с. 15—20.
6. Wallis G. B., Heasley J. H. — Trans. ASME, 1961, p. 363.
7. Головин В. С. Экспериментальное исследование теплообмена, кризиса и механизма кипения органических жидкостей в условиях свободного движения. — Автореф. дис. на соиск. ученой степени канд. техн. наук. М.: ЭНИН, 1977. 21 с.
8. Гарбуров В. И. Исследование генерации пара. — Теплоэнергетика, 1970, № 6, с. 87—89.
9. Деев В. И., Соловьев А. И. О механизме кипения жидкого натрия на поверхности нагрева при свободной конвекции. — Инж.-физ. журн., 1964, т. 7, № 6, с. 8—11.
10. Доллежал Н. А., Емельянов И. Я. Канальный ядерный энергетический реактор. М.: Атомиздат, 1980. 207 с.
11. Дмитриев А. И. Модернизация конструкции и исследование жалюзийных сепараторов пара. — В кн.: Атомные электрические станции. Вып. 6. М: Энергоиздат. 1982. 348 с.
12. А. с. 264767 (СССР). Устройство для отбора многофазной смеси/ А. И. Дмитриев, В. С. Шкунов. Оpubл. в Б. И., 1970, № 9.
13. Дорошук В. Е., Левитан Л. Л., Ланцман Ф. П. Кризисы теплообмена в испарительных трубах. — В кн.: Кризисы теплообмена и околокритическая область. Л.: Наука, 1977. 137 с.
14. Жохов К. А. Число центров парообразования. — Тр. ЦКТИ, 1969, вып. 91, с. 131—135.
15. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 463 с.
16. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970. 273 с.
17. Kreveion D. W., Hottijrer P. J. Studies of gas bubble formation. Calculation of interfacial area in bubble contactor. — Chemische Engineering Progress. Symposium Series, 1950, vol. 46, p. 29—35.

18. Кимельман Д. Н., Сурков А. В., Рябова Г. Н. Исследование распределения плотности пароводяной смеси в межтрубном пространстве пучка. — Теплоэнергетика, 1971, № 2, с. 33—36.
19. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидравлика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1958. 232 с.
20. Козлов Ю. В. Пути повышения удельных нагрузок сепарирующих устройств мощных парогенераторов. — Тр. ИДТИ, 1971, вып. 108, с. 54—59.
21. Кутепов А. М., Непомнящий Е. А. Центробежная сепарация газожидкостных смесей как случайный процесс. — Теоретические основы химической технологии, 1973, т. VII, № 6, с. 892.
22. Кутепов А. М. Расчет сепараторов циклонного типа. — Химическая промышленность, 1964, № 4, с. 55.
23. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1963, № 1, с. 58—71.
24. Лабунцов Д. А. Современное представление о механизме пузырькового кипения жидкости. ВКИ, Теплопередача и физическая гидродинамика. М.: Наука, 1974, с. 98—115.
25. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. К вопросу о скорости роста паровых пузырьков при кипении. — Тр. МЭИ, 1975, вып. 268, с. 3—15.
26. О методике исследования гидродинамической устойчивости параллельных испарительных каналов/ С. А. Логвинов, П. П., Макаров, Е. М. Сорокин, Л. Ф. Федоров. — Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 59. 322 с.
27. Миропольский З. Л., Шнеерова Р. И. Измерение объемного паросодержания в парогенерирующих элементах с помощью гамма-просвечивания. — Тр. Всесоюзной научно-технической конференции по применению радиоактивных изотопов. Теплотехника и гидродинамика, т. IV, М. — Л.: Госэнергоиздат, 1958, с. 88.
28. Миропольский З. Л., Шнеерова Р. И., Карамышева А. И. Паросодержания при напорном движении пароводяной смеси с подводом тепла и в адиабатических условиях. — Теплоэнергетика, 1971, № 5, с. 60—64.
29. Миропольский З. Л. Статистические закономерности при исследовании кризиса теплообмена. — Теплоэнергетика, 1969, № 7, с. 26—33.
30. Морозов И. И. Об устойчивости процессов парообразования в единичном змеевике. — Инж.-физ. журн., 1961, № 8, с. 27—84.
31. Морозов И. И., Герлига В. А. Об устойчивости движения потока в теплообменнике. — Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 59, с. 144—150.
32. Морозов И. И., Герлига В. А. Устойчивость кипящих аппаратов. М.: Атомиздат, 1969. 241 с.
33. Нормативный метод гидравлического расчета паровых котлов. Т. 1. Л.: Энергоиздат, 1973. 271 с.
34. Осмачкин В. С. Исследование теплогидравлических характеристик моделей топливных сборок реактора. Сб. докладов СЭВ, М.: Атомиздат, 1974, с. 48—54.
35. Петров П. А. Гидродинамика прямоточного котла. М.: Госэнергоиздат, 1960. 214 с.
36. Полянин Л. Н. Расчет критической мощности тепловыделяющих каналов сложной формы. — Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 6, с. 14—18.
37. Рассохин Н. С. Парогенераторные установки атомных электростанций. М.: Атомиздат, 1980. 359 с.
38. Рабинович Е. З. Гидравлика. М.: Недра, 1974. 368 с.
39. Стырикович М. А., Мартынова О. И., Миропольский З. Л.

Процессы генерации пара на электростанциях. М.: Энергия, 1969. 312 с.

40. Стерман Л. С. К. теории паросепарации. — Инж.-физ. журн., т. XXVIII, вып. 7, с. 1562.

41. Стерман Л. С. Критические тепловые потоки при кипении теплоносителей в трубах и большом объеме. — Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 58, с. 15—28.

42. Сорокин Ю. Л., Демидова Л. Н. Допустимые скорости пара или газа для вертикальных и наклонных жалюзийных сепараторов. — Энергомашиностроение, 1972, № 3, с. 14—17.

43. Смолин В. Н., Поляков В. К. Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней. — Теплоэнергетика, 1967, № 4, с. 34—36.

44. Смолин В. Н. Методика расчета кризиса теплоотдачи в трубчатых твэлах при охлаждениях их водой и пароводяной смесью. — Теплоэнергетика, 1977, № 12, с. 29—33.

45. Семенов И. И., Точигин А. А. Истинное паросодержание пароводяных течений в вертикальных необогреваемых трубах. — Инж.-физ. журн., 1961, № 7, с. 40—43.

46. Тарасова Н. В. Гидравлическое сопротивление при кипении воды и паровой смеси в обогреваемых трубах и кольцевых каналах. — Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 59, с. 47—58.

47. Тонг Л. Кризис кипения и критический тепловой поток: Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 243 с.

48. Федоров Л. Ф., Воропаева Э. Н. Истинное паросодержание в обогреваемых каналах при положительных относительных энтальпиях пароводяного потока. — В кн.: Кризисы теплообмена. Л.: Наука, 1977. 196 с.

49. Федоров Л. Ф., Воропаева Э. Н. Течение восходящего пароводяного потока в вертикальных трубах. — Изв. вузов. Энергетика, 1976, № 3, с. 69—74.

50. Федоров Л. Ф., Федоров В. Л. Генерация пузырьков пара на вертикальной теплообменной поверхности при направленном движении потока. — Изв. вузов СССР. Энергетика, 1982, № 10, с. 70—76.

51. Федоров Л. Ф., Мосин С. Т. Определение отрывных размеров пузырьков при кипении жидкостей на обогреваемой поверхности. — Изв. вузов СССР. Энергетика, 1981, № 1, с. 60—66.

52. Федоров Л. Ф., Абрамов В. И., Логвинов С. Д. Исследование теплогидродинамических характеристик двухфазного потока. — В кн.: Сборник симпозиума СЭВ. М.: Атомиздат, 1965. с. 163.

53. Федоров Л. Ф., Попов В. Г. Выбор оптимальной геометрии испарительного канала по максимальным циркуляционным характеристикам. — Теплоэнергетика, 1976, № 2, с. 78—80.

54. Федоров Л. Ф. Экспериментальное исследование естественной циркуляции в парогенераторе. — В кн.: Исследование и расчеты теплообмена. М.: Машгиз, 1961. 138 с.

55. Федоров Л. Ф., Шорин С. Н. Характеристика циркуляционного потока в испарительных аппаратах. — Химическое машиностроение, 1961, № 3, с. 16—19.

56. Федоров Л. Ф., Попов В. Г., Воропаева Э. Н. Влияние схемы движения греющего теплоносителя на циркуляционные характеристики испарительного канала. — Теплоэнергетика, 1978, № 8, с. 37—39.

57. Исследование истинного паросодержания равновесного двухфазного потока в обогреваемых каналах/ Л. Ф. Федоров, Г. А. Третьяков, Э. Н. Воропаева, В. Л. Федоров. — В кн.: Теплообмен, температурный режим. Л.: Наука, 1981. 193 с.

58. Фокин Б. С., Гольдберг Е. Н. Исследование критических тепловых нагрузок при запаривании горизонтальных пучков труб. — В кн.: Теплообмен, температурный режим. Л.: Наука, 1981. 193 с.
59. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. — Сборник АН СССР, М.: Госэнергоиздат, 1959, т. 3, с. 461—470.
60. Fisher J. C. The fracture of lignids. — J. Applied Physics, 1948, vol. 19, № 11, p. 1062—1067.
61. Fritz W. Berechnung des Maximalen Volumens von Dampfblasen. Zeitschrift für Physik. 1935, Bd 36, H. 11, S. 379—384.
62. Харитонов Ю. В. Методика определения истинного объемного паросодержания в стационарных и нестационарных процессах с помощью гамма-просвечивания. Автореф. дис. на соиск. ученой степени канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1973. 29 с.
63. Han C. V., Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleare pool boiling. — Internat. J. Heat Mass Transf. 1965, vol. 8, № 6, p. 905—915.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Условные обозначения, используемые в книге	5
<i>Глава первая</i>	
Конструкционные схемы ядерных реакторов с кипением теплоносителя в активной зоне	
1.1. Основные схемы АЭС	6
1.2. Конструкционная схема канального реактора	9
1.3. Конструкционная схема корпусного реактора	11
1.4. Конструкционные схемы кассет и технологических каналов..	12
<i>Глава вторая</i>	
Конструкционные схемы парогенераторов	
2.1. Основные двух- и трехконтурные схемы АЭС.....	16
2.2. Общая характеристика парогенераторов.....	19
2.3. Основные схемы парогенераторов, обогреваемых водой под давлением	21
2.4. Основные схемы парогенераторов, обогреваемых жидким металлом	27
2.5. Парогенераторы, обогреваемые газами.....	30
<i>Глава третья</i>	
Теплофизические основы процесса генерации пара	
3.1. Общая характеристика процесса генерации в парогенерирующем элементе	32
3.2. Генерация пара на плоских поверхностях в свободном объеме	36
3.3. Генерация пара на плоских поверхностях при направленном движении восходящего пароводяного потока	44
3.4. Определение реактивной силы Жуковского и статической силы Магнуса	47
3.5. Анализ действия сил на пузырек пара.....	51
3.6. Плотность центров парообразования на теплообменной поверхности	53
3.7. Частота отрыва паровых пузырьков	54
<i>Глава четвертая</i>	
Структурные изменения пароводяного потока в парогенерирующих элементах	
4.1. Изменение структуры пароводяного потока по длине парогенерирующего канала.....	57
4.2. Расходные характеристики пароводяного потока	59
4.3. Истинные характеристики пароводяного потока	62
4.4. Изменение основных характеристик пароводяного потока по длине парогенерирующего канала.....	64
4.5. Влияние давления на истинные и расходные характеристики	66

Глава пятая

Экспериментальное определение истинных характеристик пароводяного потока

5.1. Определение истинного паросодержания в кассетах и трубах методом полезных напоров.....	67
5.2. Определение истинного паросодержания в кассетах методом просвечивания γ -излучением	70
5.3. Определение истинного паросодержания в трубах методом просвечивания γ -излучением	79
5.4. Выбор нуклидов для просвечивания γ -излучением	82

Глава шестая

Определение истинных паросодержаний на основе анализа физических моделей

6.1. Физическая модель восходящего пароводяного потока	83
6.2. Определение истинного паросодержания в парогенерирующих трубах.....	91
6.3. Определение истинного паросодержания в парогенерирующих кольцевых щелях.....	99
6.4. Определение истинного паросодержания в кассетах и технологических каналах	100

Глава седьмая

Движение двухфазного потока в кассетах и технологических каналах ядерных реакторов

7.1. Гидравлические сопротивления дистанционирующих решеток при движении однофазных потоков.....	106
7.2. Гидравлическое сопротивление трения в кассетах при движении однофазных потоков	109
7.3. Уравнения движения двухфазного потока	111
7.4. Сопротивление дистанционирующих решеток при течении двухфазных потоков.....	116
7.5. Сопротивление трения в кассетах и технологических каналах при движении двухфазных потоков.....	118
7.6. Определение полного сопротивления в кассетах и технологических каналах	121

Глава восьмая

Движение двухфазного потока в трубах и кольцевых щелях

8.1. Гидравлическое сопротивление трения при движении однофазных потоков.....	123
8.2. Гидравлическое сопротивление трения при движении двухфазных потоков.....	125
8.3. Определение местных гидравлических сопротивлений.....	127
8.4. Влияние плотности теплового потока на гидравлическое сопротивление.....	127

Глава девятая

Естественная циркуляция в реакторах и парогенераторах

9.1. Физическая основа естественной циркуляции	131
9.2. Движущий и полезный напоры.....	133
9.3. Среднеинтегральное паросодержание на участке парогенерирующего канала	135

9.4. Расчет естественной циркуляции в простых контурах	139
9.5. Расчет естественной циркуляции в сложных контурах.....	144
9.6. Экспериментальные исследования естественной циркуляции ...	147
9.7. Расчет естественной циркуляции по упрощенному методу.....	150
9.8. Показатели надежности естественной циркуляции.....	153

Глава десятая

Гидродинамическая устойчивость потока в параллельных парогенерирующих каналах	
10.1. Уравнение гидродинамической характеристики.....	157
10.2. Тепловая и гидравлическая неравномерности параллельно включенных парогенерирующих каналов.....	166
10.3. Методы устранения межвитковых пульсаций.....	167
10.4. Экспериментальные исследования гидродинамической устойчивости	171
10.5. Исследование гидродинамической устойчивости с использованием теории автоматического регулирования.....	175

Глава одиннадцатая

Барботаж пара через слой жидкости	
11.1. Физическая основа безнапорного движения пара через слой жидкости	179
11.2. Парораспределительные дырчатые щиты.....	183
11.3. Гидродинамика барботажного слоя.....	189
11.4. Паропромывочные устройства	191

Глава двенадцатая

Сепарация пара	
12.1. Сепарация пара в паровом объеме.....	193
12.2. Жалюзийная сепарация.....	197
12.3. Центробежная сепарация парожидкостных систем.....	202
12.4. Экспериментальные методы отбора проб пара и обоснование сепарирующих устройств	206

Глава тринадцатая

Водный режим в парогенераторах и реакторах	
13.1. Требования к качеству пара и питательной воды.....	208
13.2. Уравнения солевого баланса.....	210
13.3. Условия получения чистого пара.....	214
13.4. Коррозионные процессы на поверхностях теплообмена со стороны рабочего тела	216
13.5. Отложение примесей воды на поверхностях.....	220
13.6. Водный режим в парогенераторах и реакторах.....	222

Глава четырнадцатая

Теплопередача в испарительных элементах	
14.1. Теплообмен на погруженных теплоотдающих поверхностях...	226
14.2. Теплообмен при пузырьковом кипении в условиях направленного движения потока.....	230
14.3. Теплообмен при кипении жидкости, не догретой до температуры насыщения.....	235
14.4. Режим ухудшенного теплообмена.....	237

14.5. Теплообмен при движении однофазных сред.....	241
14.6. Особенности теплообмена в активной зоне ядерного реактора...	240
<i>Глава пятнадцатая</i>	
Кризис теплообмена при парообразовании	
15.1. Механизм процесса кризиса теплообмена.....	252
15.2. Кризис теплообмена при кипении на погруженных поверхностях	253
15.3. Кризис теплообмена в условиях направленного движения пароводяного потока.....	256
15.4. Области кризиса теплообмена при продольном обтекании твэлов.....	259
15.5. Определение запаса до кризиса теплообмена в наиболее энергонапряженной кассете ядерного реактора.....	263
<i>Глава шестнадцатая</i>	
Основы проектирования парогенерирующих систем	
16.1. Общие положения при проектировании.....	267
16.2. Выбор числа петель и мощности одной петли.....	267
16.3. Расчет паропроизводительности.....	269
16.4. Теплотехнические расчеты.....	272
Список литературы	281

Леонид Факеевич Фёдоров
Николай Георгиевич Рассохин

ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ ПАРА НА АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯХ

Редактор *А. И. Клемин* Редактор издательства
О. А. Степеннова Переплет художника *И. Е. Сайко*
Художественный редактор *В. А. Гозак-Хозак*
Технический редактор *Н. П. Собакина*
Корректор *И. А. Володяева*
ИБ № 3074

Сдано в набор 17.01.85 Подписано в печать 30.05.85 Т-13051
Формат 84X108^{1/32} Бумага типографская № 2 Гарнитура литературная
Печать высокая Усл. печ. л. 15,12 Усл. кр.-отт. 15,12 Уч.-изд. л. 16,94
Тираж 1760 экз. Заказ 234 Цена 2р.90к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова» Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли: 113054, Москва, Валуевская, 28