

КАЗАНСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ им. А.Н.ТУПОЛЕВА

на правах рукописи

ШПАКОВСКИЙ АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРОК
С ТРУБЧАТЫМИ ТВЭЛАМИ

Специальности:

- 01.04.14 Теплофизика и теоретическая теплотехника
- 01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научные руководители:
д.т.н., проф. Тарасевич С.Э.
д.т.н., ст.н.с. Болтенко Э.А.

Казань 2013

ОБОЗНАЧЕНИЯ

Q – тепловой поток, Вт;

q – плотность теплового потока, Вт/м²;

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К);

t – температура, °С;

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

μ – динамическая вязкость, Па·с;

c_p – изобарная удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);

p – давление, Па;

ρw – массовая скорость, кг/(м²·с);

w – тангенциальная скорость теплоносителя, м/с;

G – массовый расход теплоносителя, кг/с;

d – диаметр канала, м;

S – площадь проходного сечения кольцевого канала, м²;

l – длина рабочего участка, м;

ξ – гидравлическое сопротивление;

P – смоченный периметр, м;

a – коэффициент температуропроводности, м²/с;

h – удельная энтальпия, кДж/кг;

x – массовое паросодержание;

φ – объемное паросодержание;

N – тепловая мощность, Вт;

ЧИСЛА ПОДОБИЯ

$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$ – число Нуссельта;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля;

$Re = \frac{wd}{\nu}$ – число Рейнольдса;

$Sh = \frac{fd}{w}$ – число Струхаля.

ПОДСТРОЧНЫЕ ИНДЕКСЫ

ВХ – ВХОД;

ВЫХ – ВЫХОД;

s – насыщение;

ВП – выпуклый;

ВН – вогнутый;

ПЛ – пленка;

Я – ядро.

СПИСОК УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

РУ – реакторная установка;

ТВС – тепловыделяющая сборка;

ЯЭУ – ядерная энергетическая установка;

АЗ – активная зона;

АЭС – атомная электростанция;

ТУ – теплопередающее устройство;

КТП – критический тепловой поток.

Оглавление

Обозначения	2
Введение	7
Глава 1. Температурные режимы тепловыделяющих элементов с двухсторонним теплосъемом	24
1.1 Конвективный теплообмен	28
1.2 Теплоотдача в области кипения	29
1.3 Кризис теплоотдачи	30
1.3.1 Равномерное тепловыделение	30
1.3.2 Неравномерное тепловыделение	32
1.3.2.1 Экспериментальные данные	35
1.3.2.2 Кризис теплоотдачи в каналах с неравномерным тепловыделением.	
Методики расчета	36
Глава 2. Определение расхода жидкости в пристенных пленках на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом	40
2.1 Методы определения расхода жидкости в пристенной пленке	40
2.2 Экспериментальное обоснование метода определения расхода жидкости на теплоотдающей поверхности	44
2.3 Методика определения расхода жидкости в пристенной пленке на вогнутой поверхности	48
2.4 методика определения расхода жидкости в пристенной пленке на выпуклой поверхности	58
2.5 Методика определения расходов жидкости в пристенных пленках на теплоотдающих поверхностях твэла с неравномерным тепловыделением по длине	65
Глава 3. Методика определения кризиса теплоотдачи для твэла с двухсторонним теплосъемом	74

3.1 Кризис теплоотдачи в области недогретой жидкости и пузырькового кипения.....	77
3.1.1 Вогнутая теплоотдающая поверхность	77
3.1.2 Выпуклая теплоотдающая поверхность	78
3.2 Кризис теплоотдачи в области дисперсно – кольцевого режима	80
3.2.1 Вогнутая теплоотдающая поверхность	80
3.2.2 Выпуклая теплоотдающая поверхность	82

Глава 4. Определение потерь давления в твэле с двухсторонним теплосъемом	92
4.1 Расчет потерь давления для внутритрубного пространства трубчатого твэла	92
4.2 Расчет потерь давления для кольцевой щели (межтвэльное пространство)	99

Глава 5. Теплогидравлические параметры трубчатого твэла с двухсторонним теплосъемом.....	104
5.1 Теплогидравлические характеристики тепловыделяющего элемента с двухсторонним теплосъемом (одноствержневая модель реакторной установки с трубчатыми твэлами)	104
5.1.1 Распределение теплоносителя в одноствержневой модели реакторной установки с трубчатыми твэлами	104
5.1.2 Температурные режимы тепловыделяющего элемента с двухсторонним теплосъемом	106
5.2 Схема вычисления по программе FUTEI	113
5.3 Теплогидравлические характеристики трубчатых твэлов (вода – водяные реакторные установки)	116
5.4 Запасы до кризиса теплоотдачи в твэлах с двухсторонним теплосъемом	124

Выводы	131
Список литературы	137

Введение

Экономическая эффективность и надежность АЭС в большой степени определяются энергонапряженностью активной зоны. Однако, на пути повышения энергонапряженности аппаратов стоит ряд проблем. В настоящее время в мировой практике используются различные схемы размещения ТВЭЛ и их конструктивного исполнения. В первой в мире АЭС (г. Обнинск) была реализована схема, при которой трубчатые тепловыделяющие элементы размещались в графитовой кладке, теплосъем осуществлялся с внутренней (вогнутой) теплоотдающей поверхности трубчатых ТВЭЛ [1], рис.В.1.

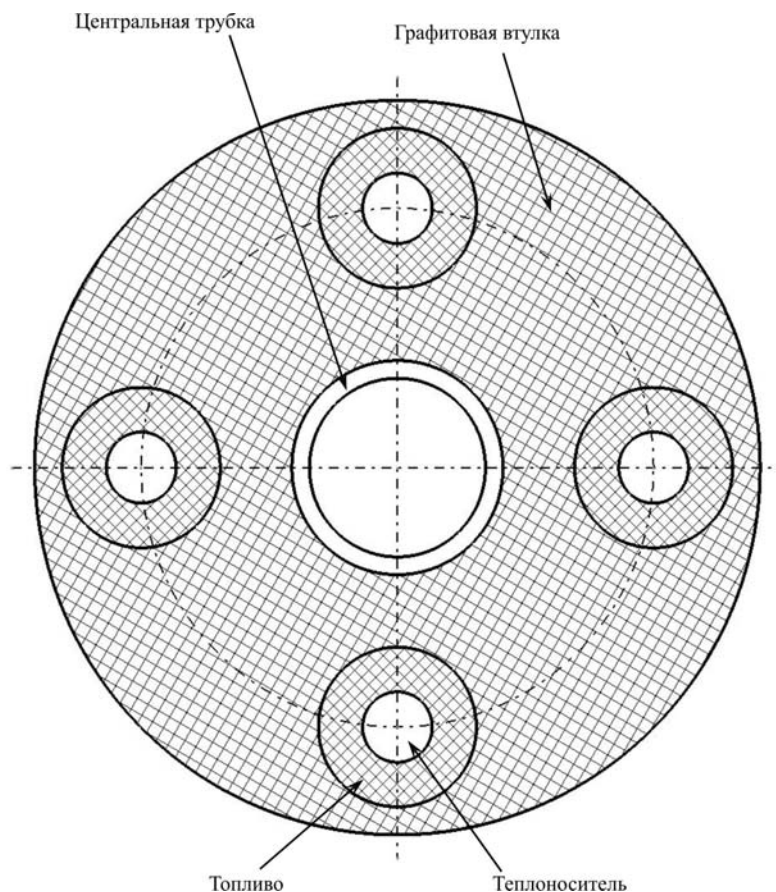


Рис.В.1. Трубчатый ТВЭЛ Первой в в мире АЭС

В активных зонах транспортных установок используются трубчатые ТВЭЛы размещенные так, что образуют концентрические кольцевые зазоры,

[1,3]. В кольцевых зазорах, рис.В.2, движется теплоноситель, который осуществляет теплосъем как с вогнутых, так и выпуклых теплоотдающих поверхностей твэл. Преимущество такой схемы размещения твэл в том, что в этом случае реализуется тепловая обратная связь между вогнутой и выпуклой теплоотдающей поверхностью твэл. Наличие тепловой обратной связи позволяет перераспределять тепловые потоки с одной теплоотдающей поверхности на другую в случае ухудшения теплосъема на одной из них. Основной недостаток такой схемы размещения твэл в том, что с помощью концентрически установленных тепловыделяющих элементов (твэлов) невозможно создать тепловыделяющую сборку ТВС большой мощности. Это связано с тем, что достаточно сложно создать трубчатые элементы большого диаметра, (с увеличением числа концентрически установленных твэлов в сборке их размер увеличивается). Кроме того, в таких ТВС каналы, по которым движется вода, гидравлически не связаны. Последнее может привести к неустойчивой работе ТВС, срыву циркуляции, ухудшению теплосъема из-за уменьшения расхода в каком либо из каналов, выходу ТВС из строя .

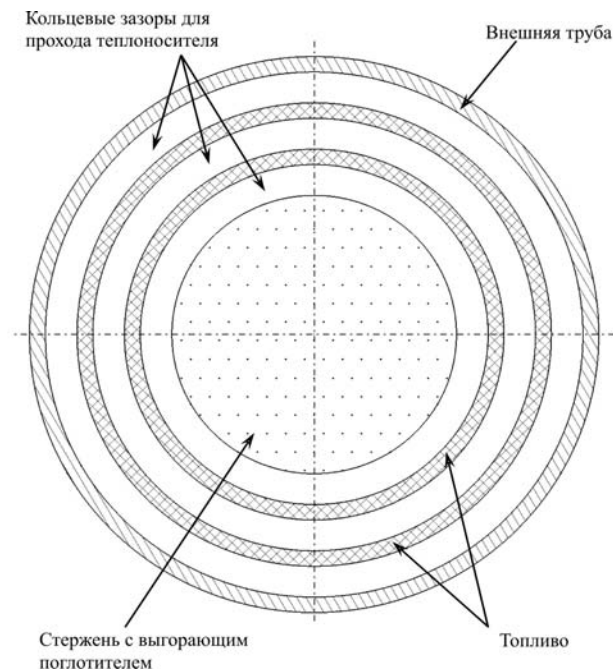


Рис.В.2. Тепловыделяющая сборка с трубчатыми твэлами, образующими концентрические кольцевые зазоры

Для получения больших единичных мощностей используют схемы, в которых тепловыделяющие элементы размещаются в герметичном корпусе, через который прокачивается теплоноситель. В качестве тепловыделяющих элементов используют стержневые ТВЭЛы. Форма стержней может быть различной – цилиндрические, крестообразные, витые и т. д. [2, 3], рис.В.3, В.4. Большинство активных зон современных ядерных реакторов выполняются из цилиндрических стержневых ТВЭЛ, которые собирают в пучки, называемые ТВС.

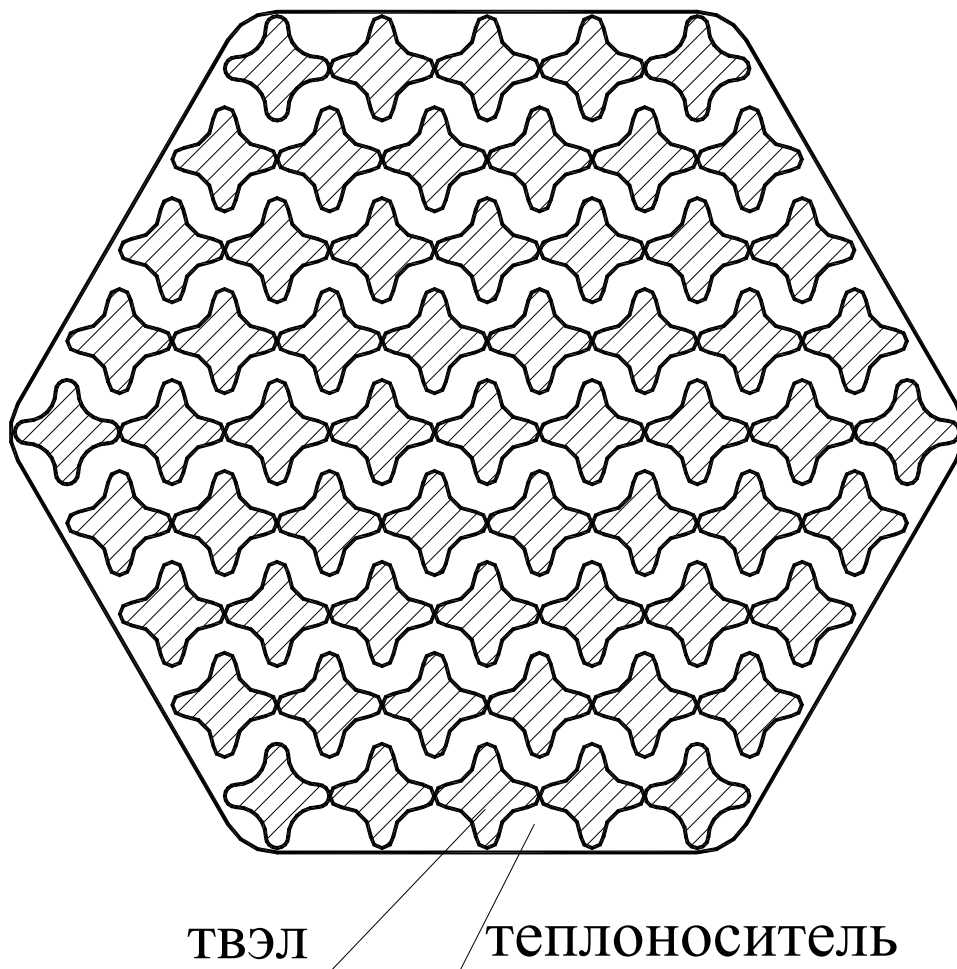


Рис.В.3. Тепловыделяющая сборка с крестообразными ТВЭЛами

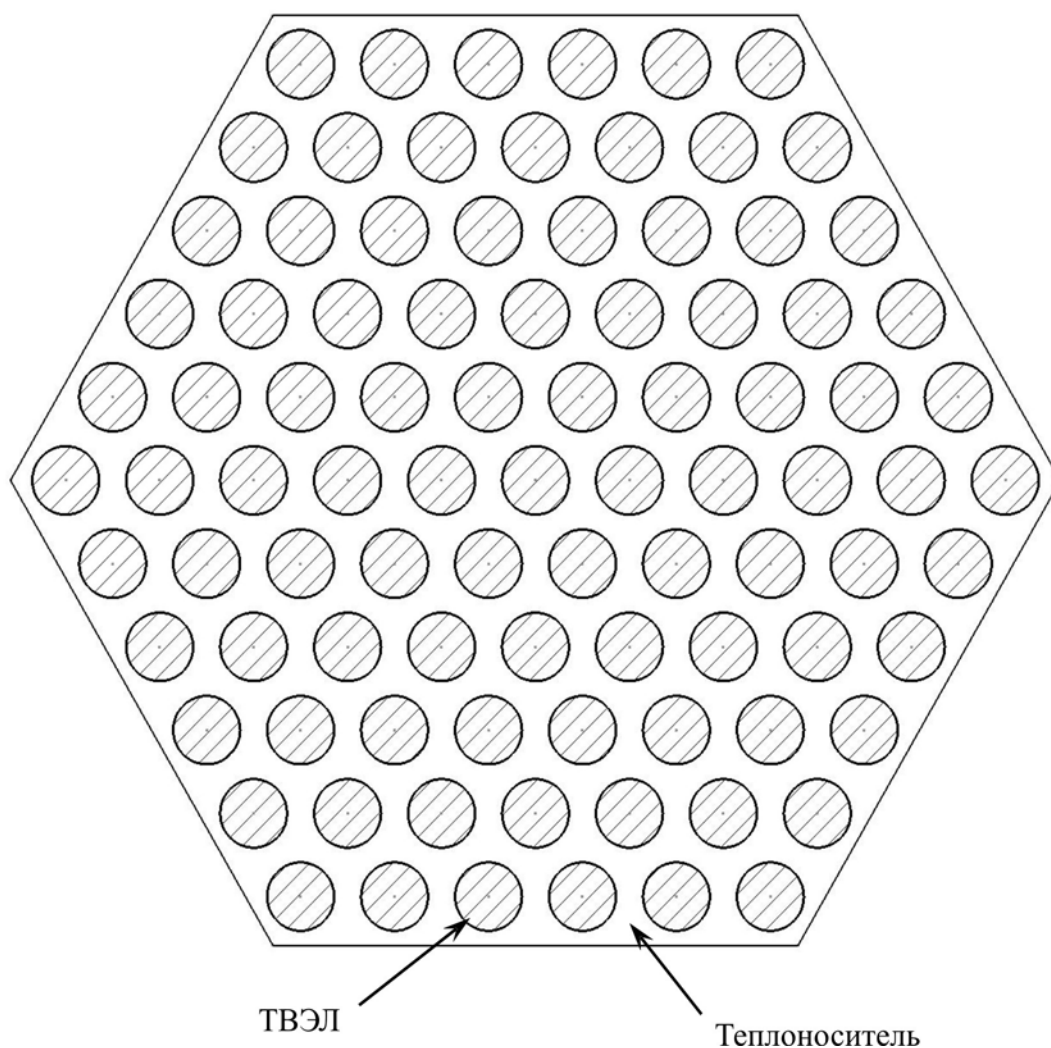


Рис. В.4. Тепловыделяющая сборка со стержневыми твэлами

Атомные электростанции – это теплоэнергетические установки, мощность которых с точки зрения нейтронной физики может быть теоретически неограниченной. Лимитирующим фактором роста мощности является достижимая интенсивность теплоотвода из активной зоны. Если отвод теплоты не будет достаточно интенсивным, то топливо может расплавиться и произойдет выброс радиоактивных материалов в окружающую среду. Температура топлива и аккумулированная в активной зоне энергия являются определяющими при оценке надежности и безопасности АЭС. В большинстве реакторов используется топливо, обладающее низкой теплопроводностью. Поэтому температура топлива обычно очень велика, и в нем запасено большое количество теплоты. Аккумулированная энергия определяет начальные условия аварии,

(связанной, например, с потерей теплоносителя) и, тем самым, оказывает существенное влияние на ее развитие и последствия. Кроме того, повышение температуры оболочки ТВЭЛ из сплава циркония может привести к экзотермической химической реакции последнего с водой с выделением водорода и дополнительным ростом температуры ТВЭЛ. Работоспособность ТВС ограничивается максимальной температурой топлива, которая не должна превышать температуру плавления UO_2 , что для необлученного состояния приблизительно равно $2800\text{ }^{\circ}\text{C}$. Традиционные конструкции ТВС работают в весьма напряженных условиях. Температура топлива в центре ТВЭЛ в нормальных условиях может достигать значений $2000\div 2200\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Отклонение режимных параметров от номинальных значений (снижение расхода, повышение мощности и т.д.) приводит к дальнейшему повышению температуры, что может привести к нарушению герметичности ТВЭЛ, особенно вероятное при аварии с потерей теплоносителя.

Основные недостатки ТВС со стержневыми ТВЭлами заключаются в низких значениях удельной объемной мощности ТВС реакторной установки (РУ) ($\sim 100\text{ кВт/м}^3$) и высоких значениях температур в центре ТВЭла.

Низкая удельная объемная мощность РУ обусловлена следующим. Одним из основных явлений, ограничивающих мощность РУ, является кризис теплоотдачи, характеризующийся изменением механизма отвода тепла, снижением коэффициентов теплоотдачи и значительным повышением температуры поверхности ТВЭЛ. Надежный теплосъем и безаварийная работа РУ во многом определяются знанием этого явления.

Поскольку запасы до кризиса теплоотдачи в ТВС определяются по осредненным параметрам теплоносителя (по сечению сборки), расчетные значения критических тепловых потоков (КТП) могут значительно отличаться от тех, которые имеют место в реальной ситуации. Это обусловлено тем, что в ТВС всегда присутствуют необогреваемые элементы (ПЭЛ, стержни СУЗ), наличие которых приводит к значительному снижению КТП по сравнению с теми КТП, которые имеют место в ТВС с

теплогидравлически равноценными ячейками. Методики, используемые для оценок запасов до кризиса, несовершенны и определяют КТП с большой погрешностью [4,5]. Для того, чтобы избежать аварийных ситуаций, связанных с неверным определением КТП, запасы до кризиса завышают, тем самым снижая энергонапряженность АЗ и, соответственно, экономичность РУ.

Одним из путей повышения энергонапряженности реакторных установок (РУ) и различных теплопередающих устройств является использование средств интенсификации теплосъема. Использование средств интенсификации позволяет увеличить критический тепловой поток и, соответственно, критическую мощность РУ (запасы до кризиса теплоотдачи). Последнее позволяет также увеличить удельную мощность реакторной установки. В ТВС интенсификация достигается за счет нанесения на поверхность твэл различных элементов, создающих то или иное воздействие на поток. Наибольшее распространение получил метод интенсификации, заключающийся в закрутке потока. Установлено, что влияние закрутки потока на кризис и закризисный теплообмен в зависимости от вида теплоотдающей поверхности проявляется различным образом, [7]. В частности показано, что использование закрутки потока в теплопередающих устройствах (ТУ), в которых присутствуют выпуклые теплоотдающие поверхности, приводит к обратному эффекту – снижению КТП, преждевременному наступлению кризиса, входу канала в закризисные режимы и выходу из строя РУ. Тепловыделяющие элементы, используемые в ТВС, имеют выпуклые теплоотдающие поверхности. В связи с этим, использование закручивающих элементов в целях интенсификации теплосъема в сборках нецелесообразно. Интенсификация теплосъема эффективна на вогнутой теплоотдающей поверхности, на выпуклой теплоотдающей поверхности (цилиндрические твэлы) эффективных методов интенсификации практически нет.

Таким образом, возможности повышения удельной мощности водоохлаждаемых реакторов при использовании традиционных ТВС практически исчерпаны. В связи с этим разработка и обоснование ТВС с другими схемами теплосъема актуальны.

Повышение энергонапряженности и безопасности РУ в целом возможно обеспечить путем использования альтернативной схемы теплосъема, [8]. В частности, предложено теплосъем в твэлах, собранных в ТВС, выполнить как с наружной поверхности твэл (традиционное исполнение), так и с внутренней теплоотдающей поверхности, рис.В.5, рис.В.6, [9]. Предлагаемая схема теплосъема обладает

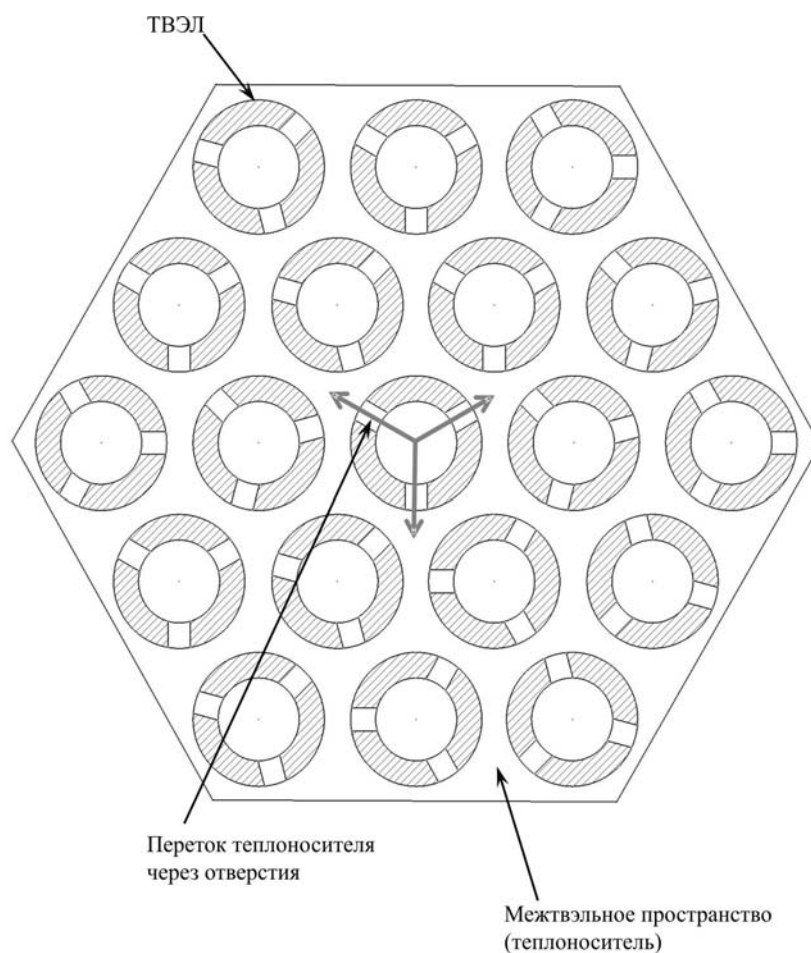


Рис. В.5. Тепловыделяющая сборка с трубчатыми твэлами

преимуществами, имеющими место в ТВС со стержневыми твэлами – на основе таких твэлов можно выполнить ТВС любой мощности. В месте с тем, эта схема теплосъема обладает преимуществами, имеющими место в

ТВС с концентрическими кольцевыми зазорами – обеспечивается обратная тепловая связь между вогнутой и выпуклой теплоотдающими поверхностями твэла. На рис.В.6. показан твэл с односторонним (твэл реакторных установок со стержневыми твэлами) и двухсторонним теплосъемом (твэл в реакторной установке с трубчатыми твэлами).

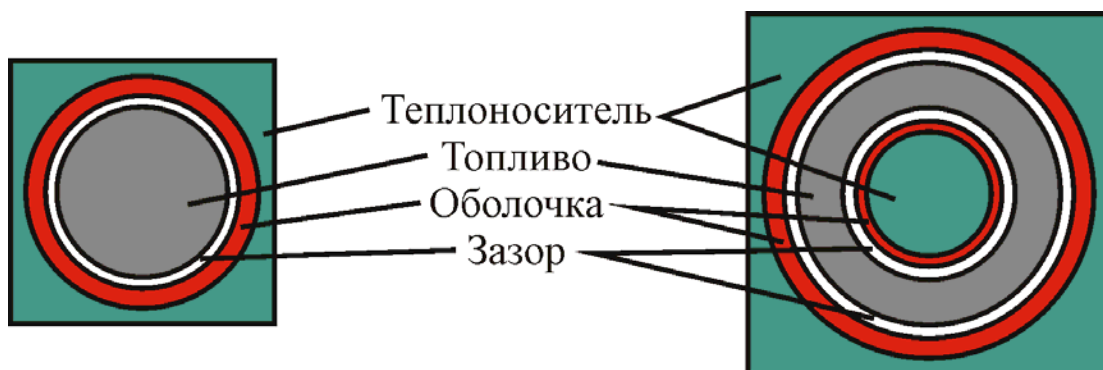


Рис.В.6. Тепловыделяющий элемент с односторонним и двухсторонним теплосъемом

В ТВС с трубчатыми твэлами [9] повышение энергонапряженности и снижение максимальной температуры топлива достигается за счет:

1. Увеличения поверхности теплосъема – теплосъем осуществляется как с наружной (выпуклой), так и с внутренней (вогнутой) теплоотдающих поверхностей.

2. Образования тепловых обратных связей между выпуклой и вогнутой теплоотдающими поверхностями. Любое ухудшение теплосъема на одной из поверхностей приведет к перераспределению тепловых потоков, смещению максимума теплового потока к одной из поверхностей, улучшению тепловой обстановки на поверхности, где ухудшились условия теплосъема.

3. Образования гидравлических обратных связей. Гидравлическая обратная связь (в случае необходимости) реализуется путем перетоков теплоносителя через отверстия из внутренних полостей твэлов в межтвэльное пространство (или наоборот). Этим самым теплоноситель перемешивается по сечению ТВС, улучшая теплосъем с теплоотдающих поверхностей.

Очевидно, что использование вышеперечисленных преимуществ новой схемы ТВС приводит к возможности одновременного роста мощности, экономичности и безопасности АЭС.

Для обоснования теплогидравлических характеристик РУ с трубчатыми твэлами необходимо разработать методики расчета теплоотдачи и потерь давления в конвективной области, области поверхностного и объемного кипения, кризиса теплоотдачи, закризисной теплоотдачи. Методики должны позволять рассчитать температурные поля в соответствующих областях с учетом тепловых и гидравлических обратных связей между внутренними полостями трубчатых твэлов и межтвэльным пространством ТВС.

В первом приближении ТВС с трубчатыми твэлами возможно моделировать с помощью электрообогреваемых элементов кольцевого типа. В этом случае вогнутая теплоотдающая поверхность моделируется вогнутой теплоотдающей поверхностью трубы, рис. В.7. Выпуклая теплоотдающая поверхность моделируется выпуклой теплоотдающей поверхностью внутреннего обогреваемого элемента кольцевого канала. Кольцевой зазор вместе с выпуклой теплоотдающей поверхностью наружной трубы (обогреваемой или необогреваемой) моделируют часть межтвэльного пространства ТВС, рис. В.7. При наличии обратной тепловой связи между выпуклой теплоотдающей поверхностью и вогнутой теплоотдающей поверхностью в зависимости от режима течения теплоносителя внутри твэла и в межтвэльном пространстве интенсивность теплосъема по длине выпуклой и вогнутой поверхностей будет различной. Тепловой поток в зависимости от изменения интенсивности теплосъема на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях будет перераспределяться. В связи с этим с этим по длине твэл, как с выпуклой, так и с вогнутой теплоотдающих поверхностей распределение теплового потока по длине твэл будет существенно неравномерным (на неравномерность теплового потока, обусловленную различным тепловыделением по длине твэла накладывается

неравномерность тепловыделения, связанная с различным теплосъемом на теплоотдающих поверхностях и наличием обратной тепловой связи)

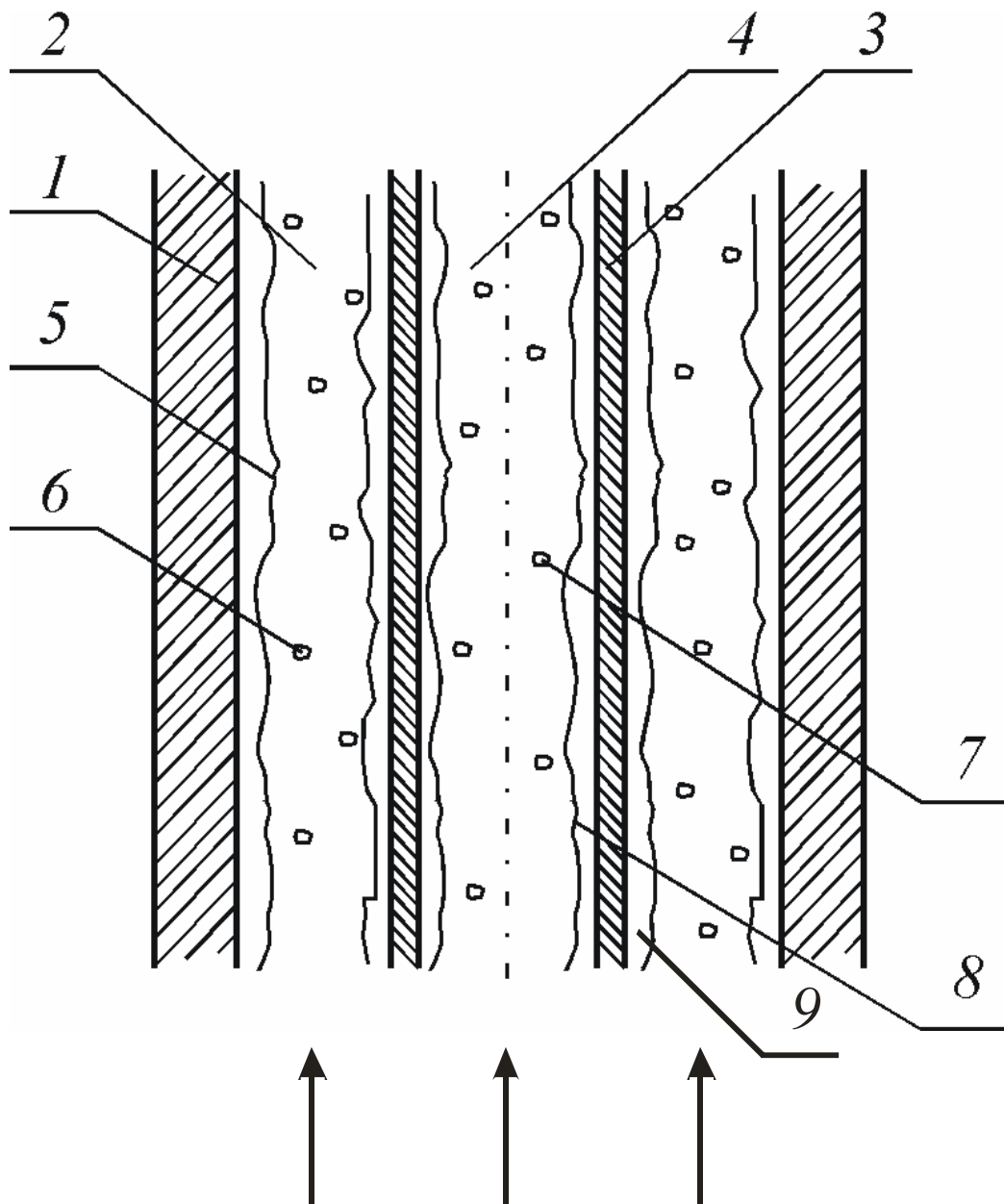


Рис.В.7. Одностержневая модель тепловыделяющей сборки с трубчатыми ТВЭЛами – эквивалентный кольцевой канал (дисперсно-кольцевой режим течения в кольцевой щели и трубе). 1- наружная стенка кольцевого канала; 2- паровое ядро в межТВЭльном пространстве (кольцевая щель); 3- трубчатый ТВЭЛ; 4- паровое ядро во внутритвэльном пространстве (внутренняя полость трубчатого ТВЭЛ); 5-пристенная пленка на вогнутой поверхности наружной необогреваемой стенки кольцевого канала; 6- капли в паровом ядре межТВЭльного пространства (кольцевая щель); 7- капли в паровом ядре внутритвэльного пространства (внутренняя полость трубчатого ТВЭЛ); 8- пристенная пленка на вогнутой поверхности трубчатого ТВЭЛ; 9- пристенная пленка на выпуклой поверхности трубчатого ТВЭЛ

Для расчета температурных режимов тепловыделяющих стенок твэла с двухсторонним теплосъемом, рис.В.8, необходимо уметь определять коэффициенты теплоотдачи в конвективной области, области развитого кипения, кризиса теплоотдачи и закризисной области. Расчет температурных полей должен выполняться в условиях как равномерного, так и неравномерного тепловыделения. При этом расчет должен быть выполнен в

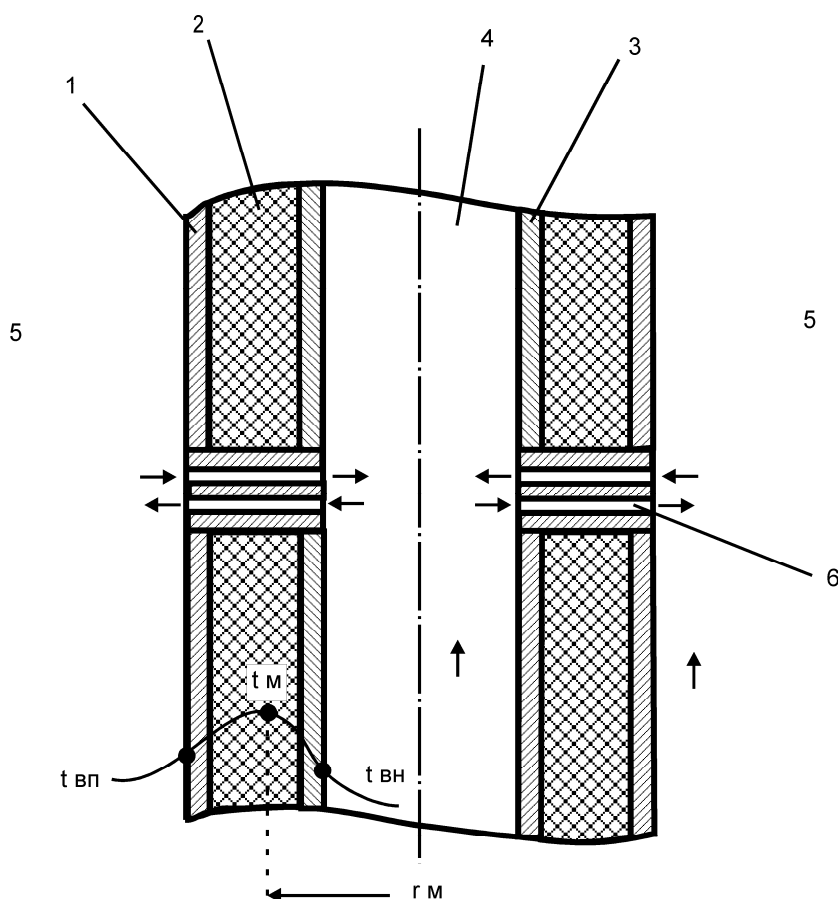


Рис. В.8. Трубчатый тепловыделяющий элемент

1. наружная оболочка твэл;
2. топливо;
3. внутренняя оболочка твэл;
4. внутритвэльное пространство, ВП;
5. межтвэльное пространство, МП;
6. необогреваемая вставка с отверстиями;
7. отверстия, обеспечивающие гидравлическую обратную связь;

$t_{вп}$ — температура выпуклой поверхности твэл;

$t_{вн}$ — температура вогнутой поверхности твэл;

t_m — максимальная температура твэл;

r_m — расстояние (радиус) от центра твэл до поверхности твэл с максимальной температурой.

том числе и для случаев, когда $q_1/q_2 = \infty \div 0$, т. е. при наличии необогреваемых участков на поверхности твэла, рис.В.8. Кроме того, расчет теплообмена и кризиса теплоотдачи должен быть выполнен с учетом наличия тепловых и гидравлических обратных связей между внутренними и наружными полостями твэла. Существующие в настоящее время методики расчета кризиса теплоотдачи, в том числе и с неравномерным тепловыделением, позволяют определить критическую мощность и место возникновения кризиса теплоотдачи для ограниченного числа законов распределения теплового потока по длине твэл. Учет влияния неравномерного тепловыделения на кризис теплоотдачи проводится, зачастую, на основе предположений, физически не обоснованных. Методик, позволяющих определить момент возникновения кризиса теплоотдачи в условиях существенно неравномерного тепловыделения по длине и периметру, в том числе, с необогреваемыми участками по длине твэл (участки, на которых осуществляется гидравлические обратные связи), практически нет.

Цель диссертационной работы состояла в разработке модели и расчетной программы, на основе которой возможно определение теплогидравлических характеристик ТВС с трубчатыми твэлами. Для достижения поставленной цели необходимо:

1. Разработать методики расчета температурных режимов твэла с двухсторонним теплосъемом в конвективной области, области поверхностного и развитого кипения.
2. Разработать методики расчета кризиса теплоотдачи на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла с неравномерным тепловыделением, в том числе с необогреваемыми участками по длине твэл.
3. Разработать методики расчета потерь давления в кольцевой щели (межтвэльное пространство) и в трубе (внутритвэльное пространство) в одно-двухфазной области.

Работа состоит из введения, пяти глав основного текста и заключения. Во введении выполнен анализ известных схем теплосъема в ТВЭлах современных ЯЭУ. Показано, что альтернативная схема теплосъема, согласно которой теплосъем в ТВЭлах осуществляется как с выпуклой (в стержневых ТВЭлах современных энергетических РУ), так и с вогнутой теплоотдающей поверхности (трубчатый ТВЭЛ), позволяет не только повысить энергонапряженность ТВС, но и значительно снизить максимальную температуру ТВЭла. Для обоснования теплогидравлических характеристик РУ с трубчатыми ТВЭлами необходима разработка методик расчета, позволяющих определить температуру и запасы до кризиса теплоотдачи в ТВЭлах с двухсторонним теплосъемом. В первой главе выполнен анализ известных методик для расчета температур теплоотдающих поверхностей в области конвективного теплообмена, поверхностного и развитого кипения. Рассмотрены методики расчета кризиса теплоотдачи на выпуклых и вогнутых теплоотдающих поверхностях ТВЭла. Показано, что для корректного определения температурных режимов и запасов до кризиса для ТВЭла с двухсторонним теплосъемом необходима разработка методик, позволяющих определить массообмен между выпуклыми теплоотдающими поверхностями и межТВЭльным пространством и ядром потока и вогнутой теплоотдающей поверхностью при неравномерном тепловыделении, в том числе при наличии необогреваемых участков на теплоотдающих поверхностях. Во второй главе представлена методика расчета расходов жидкости в пристенных пленках на вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностях при равномерном и неравномерном тепловыделении, в том числе при наличии необогреваемых участков на теплоотдающих поверхностях. В третьей главе рассмотрены методики расчета кризиса теплоотдачи в области поверхностного кипения и недогретой до температуры насыщения жидкости. В области дисперсно – кольцевого режима методика расчета кризиса базируется на решении уравнения баланса жидкости в пристенной пленке. Выполнен расчет кризиса теплоотдачи и

проведено сравнение экспериментальных значений КТП для вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностей как для области пузырькового кипения и недогретой жидкости, так и в области дисперсно – кольцевого режима. Показано удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений. В четвертой главе выполнен анализ известных методик расчета потерь давления. Показано, что в области однофазного течения для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование известных зависимостей. В области поверхностного кипения и двухфазной области для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование методик разработанных Тарасовой Н.В., Леонтьевым А.И. Методики получены без учета истинных объемных паросодержаний ϕ . Последнее не позволяет корректно определить потери на трение. Расчеты показали, что определение потерь давления с учетом экспериментально полученных ϕ позволяет улучшить совпадение экспериментальных и расчетных значений потерь давления. В пятой главе представлена разработанная в диссертационной работе программа FUTEI (Fuel TUBE with External and Internal Cooling). Программа определяет распределение расходов теплоносителя по внутритвальному (внутритрубное пространство) и межтвальному (кольцевая щель) пространству для заданного суммарного расхода теплоносителя. В качестве расчетных для определения температурных режимов твэла с двухсторонним теплосъемом взяты методики из глав 1 – 4. Кризис теплоотдачи определяется на основе пленочной модели. Распределение теплоносителя между кольцевой щелью (модель межтвального пространства) и в трубе (модель внутритвального пространства) определяется при условии равенства перепада давления по длине кольцевой щели и трубы. Модель включает в себя пять областей с различными теплопроводностями и тепловыделением: внутреннюю оболочку, контактный слой, топливо, контактный слой, внешнюю оболочку. Модель включает также расчетные области для теплоносителя на выпуклой и

вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла. Уравнение теплопроводности решается в осесимметричном приближении. Показано, что расчет теплогидравлических характеристик по программе FUTEI дает качественно сходные результаты с расчетом по программам для многостержневых сборок.

Научная новизна работы заключается в том, что разработана методика расчета кризиса теплоотдачи для твэла с двухсторонним теплосъемом. В области дисперсно – кольцевого режима кризис теплоотдачи определяется на основе решения уравнения баланса жидкости в пристенных пленках на вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностях. В уравнении баланса жидкости вместо отдельных составляющих массообмена используется интенсивность суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой. Метод базируется на установленной экспериментально однозначной связи интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно – кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно – кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса теплоотдачи. Для определения расхода жидкости на необогреваемых участках теплоотдающих поверхностей получена зависимость, позволяющая определить расходы жидкости в пристенной пленке на вогнутой поверхности при гидродинамически равновесном течении двухфазной смеси.

Впервые определена связь интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно – кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности. На основе обработки данных по кризису теплоотдачи на выпуклой теплоотдающей поверхности получено эмпирическое выражение для доли жидкости в ядре

потока в начале возникновения дисперсно – кольцевого режима применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности.

В результате обработки известных экспериментальных данных по кризису теплоотдачи получены зависимости для определения КТП в области пузырькового кипения и недогретой жидкости на выпуклой теплоотдающей поверхности.

На основе зарубежных данных о ТВС с трубчатыми твэлами выбраны размеры одностержневой модели – эквивалентного кольцевого канала. Расчет теплогидравлических характеристик по программе FUTEI дает качественно сходные результаты с расчетом по программам для многостержневых сборок. На основе модели эквивалентного кольцевого канала по программе FUTEI выполнен расчет максимальных температур трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной (150%) мощности. Показано, что для трубчатого твэла максимальная температура примерно на 1500°С ниже максимальных температур для стержневого твэла. Выполнен расчет запасов до кризиса теплоотдачи для трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной (150%) мощности. Показано, что запасы до кризиса теплоотдачи для трубчатого твэла значительно превышают таковые для стержневого твэла.

Практическая ценность и апробация работы заключается в том, что на основе разработанной программы FUTEI возможно проводить предварительный выбор геометрических характеристик ТВС с трубчатыми твэлами, выбор и оптимизацию методов интенсификации теплосъема на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях.

Основные положения и результаты диссертационной работы изложены на юбилейной конференции Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии. Кафедра общей физики и ядерного синтеза. 17-18 сентября 2009 г. Москва . 2009.

Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением известных экспериментальных данных по КТП и расходам

жидкости в пристенных пленках с расчетом по предложенным методикам. Расчет по программе FUTEI дает качественно сходные результаты с расчетами по зарубежным многостержневым программам.

На защиту выносятся

Методика расчета теплогидравлических характеристик твэла с двухсторонним теплосъемом.

- Методика расчета кризиса теплоотдачи в области дисперсно – кольцевого режима для твэла с двухсторонним теплосъемом
- Зависимости для определения интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности.
- Зависимость для доли жидкости в ядре потока в начале возникновения дисперсно – кольцевого режима применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности.
- Зависимости для определения кризиса теплоотдачи в области поверхностного кипения и недогретой жидкости применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности.

Основное содержание диссертации опубликовано в четырех печатных работах, в том числе две статьи в рецензируемых журналах, одна статья включена в список ВАК.

Глава 1. Температурные режимы тепловыделяющих элементов с двухсторонним теплосъемом

Условия работы тепловыделяющего элемента (ТВЭЛ) в реакторе зависят от интенсивности процесса генерации тепла в слое топлива и условий отвода тепла. Передача тепла от топлива к теплоносителю включает в себя процессы генерирования в слое топлива, в слое контакта между топливом и оболочкой, через стенку оболочки и процесс теплоотдачи от оболочки к теплоносителю, рис.1.1. В зависимости от условий на входе, режимных параметров и длины теплопередающего канала возможен различный характер температурного режима теплоотдающих поверхностей. Перемещаясь по каналу, теплоноситель подогревается и последовательно проходит ряд промежуточных состояний с более или менее выраженными границами между ними. На рис.1.2. [11] для простоты показано развитие потока и соответственно изменение $t_{ст}$ при постоянной плотности теплового потока. На входном участке (область А) температура стенки и потока растут по длине канала, имеет место теплоотдача при однофазной конвекции жидкости. Режим однофазной конвекции жидкости сменяется вначале поверхностным кипением (область В) недогретой до температуры насыщения жидкости, затем объемным пузырьковым кипением парожидкостной смеси (области Д, Е, F). В области объемного кипения структура двухфазного потока изменяется от пузырьковой (область Д) до дисперсно-кольцевой (области Е, F), проходя через промежуточную стадию пробкового (снарядного) режима. При некотором сочетании режимных параметров и плотности теплового потока наступает режим теплоотдачи, при котором контакт жидкости с теплоотдающей поверхностью практически прекращается (ухудшается) и теплоотдача осуществляется паром. Возникает так называемый кризис теплоотдачи, при этом коэффициенты теплоотдачи резко падают, рис.1.3, а температура стенки соответственно растет. При

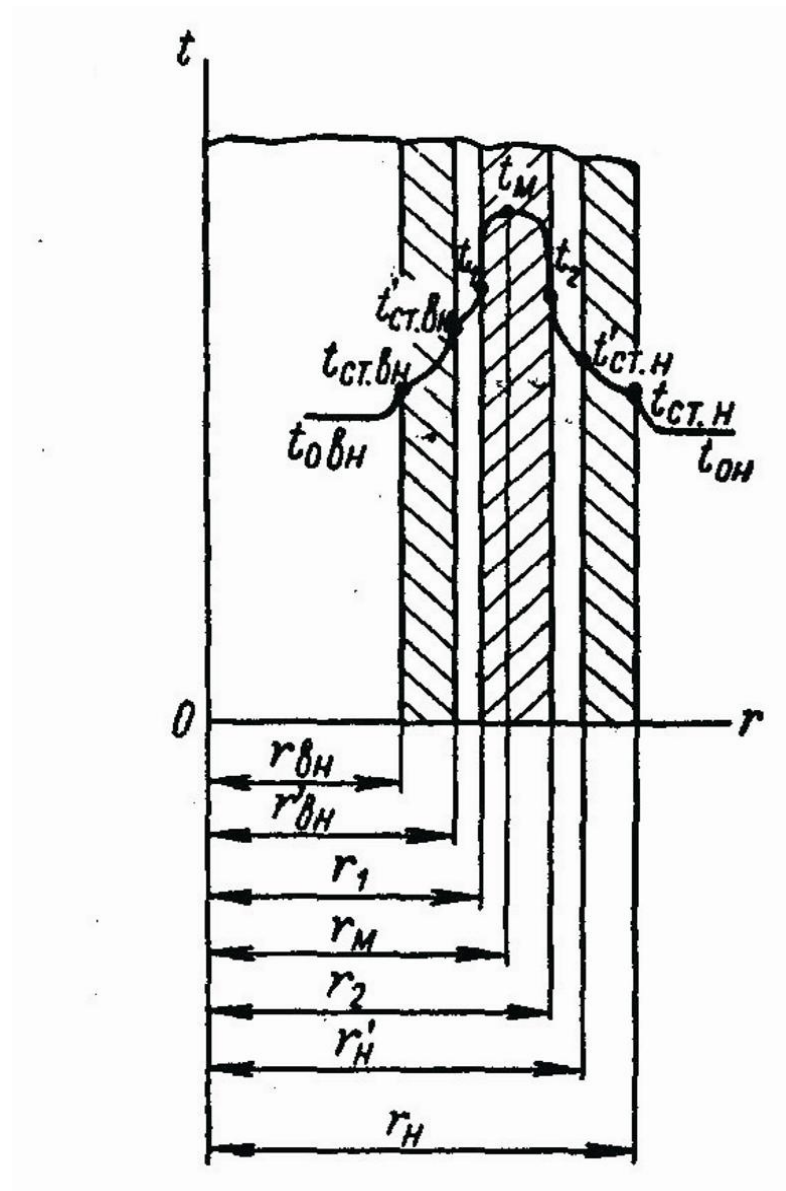


Рис.1.1. Схема передачи тепла в тепловыделяющем элементе в трубчатом твэле (двухсторонний теплосъем)

умеренных плотностях теплового потока (достаточно длинные каналы $l=3\div 6$ м) повышение температуры стенки может быть незначительным, в этом случае возможен дальнейший подогрев теплоносителя и выход на режим перегретого пара. При высоких плотностях теплового потока (короткие каналы $l=0,5\div 1$ м) наступление кризиса происходит в режимах поверхностного кипения, когда ядро потока недогрето до температуры насыщения. В этом случае на стенке образуется паровая пленка, теплосъем

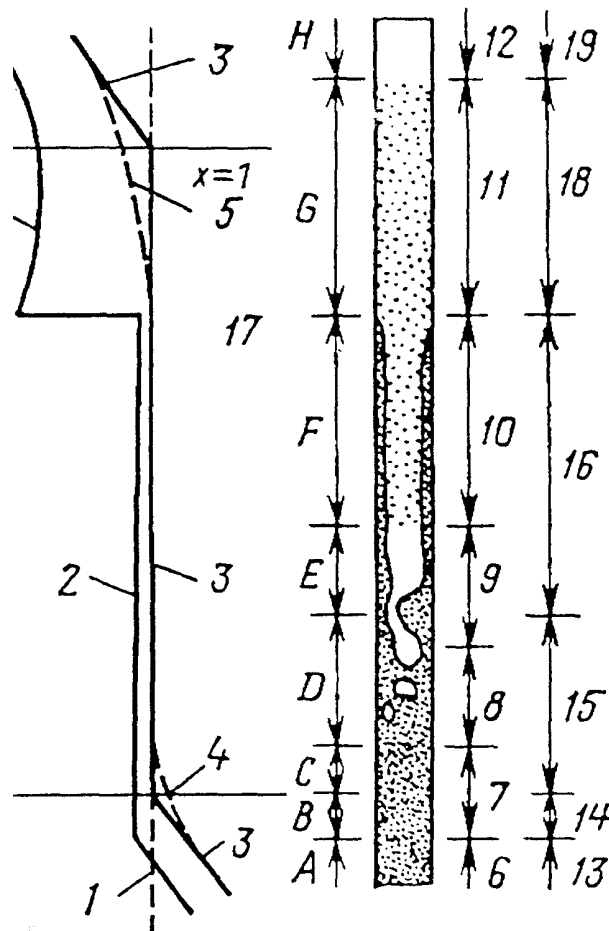


Рис.1. 2. Области теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения:

- 1 – температура насыщения;
- 2 – температура стенки;
- 3 – температура жидкости;
- 4 – температура ядра жидкости;
- 5 – температура ядра пара;
- 6 – поток однофазной жидкости;
- 7 – пузырьковый режим течения;
- 8 – снарядный;
- 9 – кольцевой;
- 10 – кольцевой с уносом жидкости;
- 11 – капельный;
- 12 – поток однофазного пара;
- 13 – теплоотдача конвекцией в жидкости;
- 14 – кипение с недогревом;
- 15 – насыщенное кипение;
- 16 – передача теплоты через жидкую пленку при вынужденной конвекции;
- 17 – высыхание пленки;
- 18 – область с недостатком жидкости;
- 19 – теплоотдача конвекцией в паре

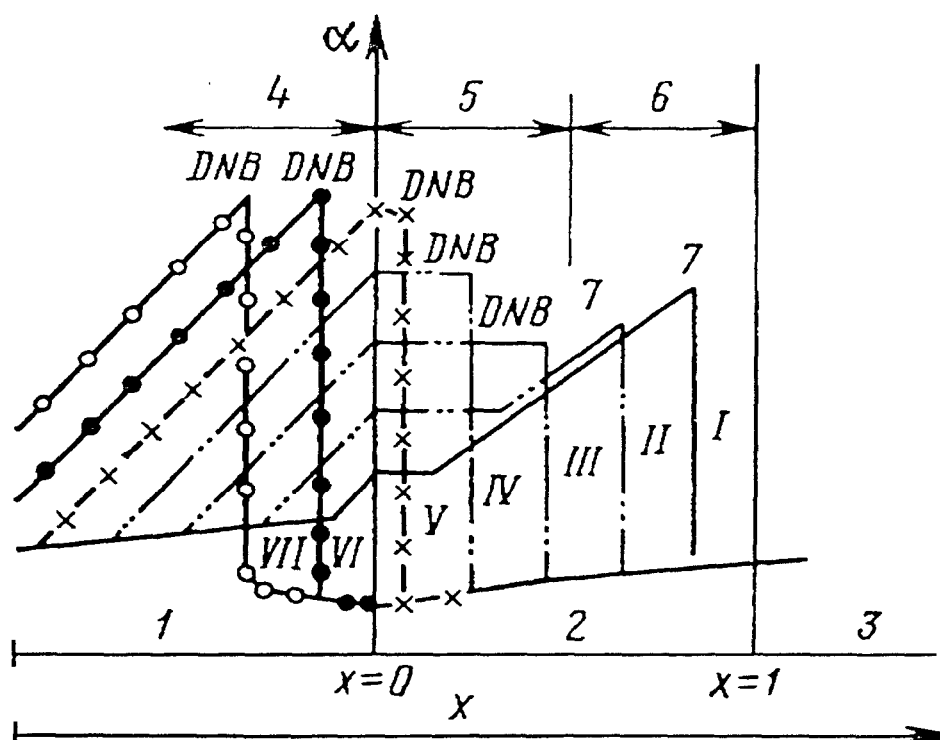


Рис.1.3. Изменение коэффициента теплоотдачи от паросодержания для различных тепловых нагрузок. 1-недогретая жидкость; 2- насыщенная жидкость; 3-перегретый пар; 4-плёночное кипение с недогревом; 5-насыщенное плёночное кипение; 6-область с недостатком жидкости; 7- высыхание пленки

со стенки проходит в режиме плёночного кипения, коэффициенты теплоотдачи малы – температура стенки в короткие промежутки времени достигает значений $1000 \div 1500^\circ\text{C}$, возможно разрушение канала.

Основным критерием, характеризующим работу различных теплопередающих устройств (ТУ), является недопустимость возникновения кризиса и сохранение температуры теплоотдающей поверхности на достаточно низком уровне. В связи с этим, и максимальная мощность (энергонапряженность), которая может быть отведена от ТУ, например, реактора, ограничена условиями возникновения кризиса теплообмена. Для расчета температурных режимов тепловыделяющих стенок твэла с двухсторонним теплосъемом необходимо уметь определять коэффициенты теплоотдачи в конвективной области, области развитого кипения, кризиса теплоотдачи и закризисной области. Расчет температурных полей должен выполняться в условиях как равномерного, так и неравномерного

тепловыделения. При этом расчет должен быть выполнен в том числе и для случаев, когда $q_1/q_2 = \infty \div 0$, т. е. при наличии необогреваемых участков на поверхности твэла, рис.1.1. Кроме того, расчет теплообмена и кризиса теплоотдачи должен быть выполнен с учетом наличия тепловых и гидравлических обратных связей между внутренними и наружными полостями твэла.

1.1. Конвективный теплообмен

При разработке соотношений для расчета коэффициентов теплоотдачи при течении однофазного теплоносителя используют зависимости, полученные либо в результате решения основных уравнений сохранения, либо на основе обобщения экспериментальных данных. В случае ламинарного течения задача решается аналитически.

Для определения температуры на вогнутой поверхности твэла можно воспользоваться известной формулой Михеева [12]

$$Nu = 0.021 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot (Pr_f/Pr_w)^{0.25} \quad (1.1)$$

Для выпуклой теплоотдающей поверхности можно использовать известные соотношения для определения коэффициентов теплоотдачи при ламинарном и турбулентном режимах течения в кольцевых каналах при различных условиях. В работах Петухова Б.С. и др. [13] на основе теоретического расчета и имеющихся опытных данных предложены формулы, пригодные для расчета коэффициентов теплоотдачи как при одностороннем, так и двухстороннем обогреве. Сопоставление теплоотдачи жидкостей и газов в кольцевых каналах показывает, что в газах теплоотдача на выпуклых поверхностях выше, чем на вогнутых. Это объясняется смещением максимума профиля скорости в кольцевом канале к внутренней трубе и, соответственно, более высоким градиентом скорости вблизи внутренней стенки. В жидкостях теплоотдача на вогнутой и выпуклой поверхностях кольцевого канала с двухсторонним тепловыделением близки [14]. В связи с этим для расчетов двухстороннего теплообмена в жидкостях с

погрешностью +20% можно пользоваться формулой $Nu_1 \sim Nu_2 = 0.95 \cdot Nu_0$, где Nu_0 - определяется по зависимости для круглой трубы. Для расчета средней теплоотдачи на выпуклой стенке при отсутствии теплового потока на противоположной стенке (одностороннем нагреве) для капельных жидкостей можно использовать также формулу, полученную В.П. Исаченко и Н.М. Галиным [15].

$$Nu_f = 0.017 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot (Pr_f / Pr_w)^{0.25} (d_2 / d_1)^{0.18} \quad (1.2)$$

1.2. Теплоотдача в области кипения

По мере подогрева теплоносителя режим теплоотдачи при однофазной конвекции сменяется вначале поверхностным кипением (область В) недогретой до температуры насыщения жидкости, затем объемным пузырьковым кипением парожидкостной смеси (область D, E, F), рис.1.2. В случае кипения жидкости в условиях вынужденного движения перенос тепла от поверхности нагрева в ядро потока осуществляется пузырьками пара и конвекцией жидкости. В области пузырькового кипения различают три характерные области: развитого пузырькового кипения $\alpha = f(q_w)$; однофазной конвекции $\alpha = f(W_o)$ и совместного влияния на теплоотдачу кипения и вынужденного движения $\alpha = f(W_o, q_w)$ [14]. В зависимости от режима течения двухфазного потока степень влияния скорости смеси, плотности теплового потока на интенсивность теплосъема различна.

Для расчета теплоотдачи в области кипения предложено большое количество зависимостей [13-16]. Поскольку при расчете температур теплоотдающих поверхностей в области развитого кипения практически все зависимости дают достаточно близкий результат для определения коэффициента теплоотдачи в гладких кольцевых каналах можно воспользоваться, например, формулой, предложенной Рассохиным Н.Г. и др. [16].

при $0.1 \leq P \leq 8.0$ МПа

$$\alpha_{кин} = 3.1 \cdot P^{0.25} \cdot q_w^{2/3}$$

при $8.0 \leq P \leq 20.0$ МПа (1.3)

$$\alpha_{\text{кр}} = 0,027 \cdot P^{1,33} \cdot q_w^{2/3}$$

q_w – тепловой поток, Вт/м²; P – давление, бар

1.3. Кризис теплоотдачи.

1.3.1. Равномерное тепловыделение

Возникновение кризиса теплоотдачи имеет место при определенном состоянии двухфазного потока, формирование которого определяется параметрами потока в сечении возникновения кризиса теплоотдачи и массообменом между ядром потока и пристенным двухфазным слоем. Структура ядра потока и пристенного двухфазного слоя, характер формирования кризиса определяются, в основном, режимом течения двухфазного потока и плотностью теплового потока.

На рис.1.4. показан качественный характер зависимости КТП от паросодержания $q_{\text{кр}} = f(x)$ при фиксированных геометрических и режимных параметрах. Область 1, рис.1.4, соответствует кризису теплоотдачи при пузырьковом режиме. Для пузырькового режима течения характерно наличие пристенного двухфазного слоя и недогретого до температуры насыщения ядра потока, в котором присутствуют отдельные пузырьки пара или паровые агломераты. Кризис теплоотдачи в этой области имеет место при довольно высоких плотностях теплового потока. Низкие коэффициенты теплоотдачи в области кризиса и высокий уровень тепловых потоков приводит к резкому росту температуры стенки при наступлении кризиса и выходу канала из строя (повышение температуры достигает 1000÷1500°C), если уровень теплового потока не снижается. В настоящее время механизм возникновения кризиса полностью не ясен, несмотря на очень большое число проведенных исследований.

Известно большое количество моделей и расчетных соотношений для определения критического теплового потока КТП на вогнутой теплоотдающей поверхности (трубчатые твэлы) [17-23]. Методики

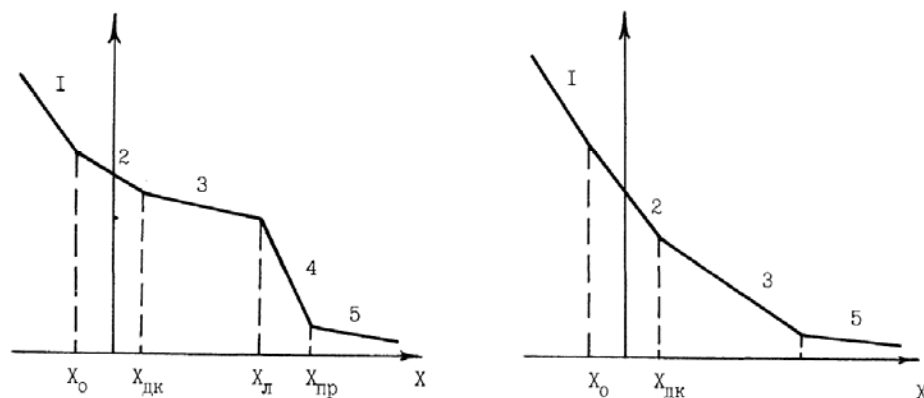


Рис.1.4. Качественная зависимость критического теплового потока $q_{кр}$ от массового паросодержания, X а) $P < 14$ МПа б) $P \geq 14$ МПа

определения КТП в основном построены на основе данных по КТП, полученных на трубах с равномерным тепловыделением по длине. К настоящему времени накоплен значительный объем данных по кризису теплоотдачи в трубах с равномерным тепловыделением [25]. На основе этих данных разработаны методики расчета, на основе которых возможно определение КТП во всей области существования двухфазного потока [22,23]. Методика расчета кризиса теплообмена, разработанная В.Н. Смолиным [22], позволяет определить значение критических тепловых потоков в широком диапазоне режимных параметров. Автором получены расчетные соотношения для различных областей. Методика расчета кризиса теплоотдачи на вогнутой теплоотдающей поверхности в каналах трубчатого типа, представленная в [23] базируется на известных данных по КТП и закономерностях массообменных процессов в трубе в области дисперсно-кольцевого режима. При обобщении экспериментальных данных учитывалось следующее: в области дисперсно – кольцевого режима кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки.

Существует две области, в которых влияние теплового потока на расход жидкости в пленке и, соответственно, на кризис теплоотдачи различно. Между этими областями есть область перехода, ширина которой (по X) зависит от режимных параметров и теплового потока. В области от начала возникновения дисперсно – кольцевого режима до левой границы зоны перехода, как указывалось выше, преобладающим процессом массообмена является унос жидкости из пленки за счет взаимодействия парового ядра с пленкой, а также пузырькового уноса. В области $X > X_{\text{пр}}$ – (правой границы области перехода) наблюдается дисперсный режим течения – область преобладающего орошения. В этой области кризис связан с истощением микропленки, текущей на обогреваемой поверхности. Принято также, что между зоной развитого пузырькового кипения (область 1, рис.1.4) и областью дисперсно – кольцевого режима течения (зоны 3÷5) имеется зона перехода 2 (снарядный режим течения). В этой области отмечается большой разброс значений КТП, зависимость КТП от массовой скорости меняет знак. В зоне 2 описание данных сводится к линейной интерполяции.

В области 1 наступление кризиса непосредственно связано со структурой двухфазного пристенного слоя, которая в значительной степени определяется плотностью теплового потока и массовой скоростью. При отсутствии циркуляции жидкости КТП в рамках модели [24] записывается в следующем виде

$$q_o = K \cdot r \cdot \sqrt{\rho''} \cdot \sqrt[4]{\sigma \cdot (\rho' - \rho'') \cdot g} \quad (1.4)$$

При наличии вынужденного движения жидкости пузырьки, образующиеся на обогреваемой поверхности, сносятся потоком жидкости, что приводит к улучшению обмена между ядром потока и пристенным двухфазным слоем и к возрастанию КТП. Влияние скорости потока на формирование пристенного слоя учитывается с помощью числа $Re = W \cdot d / \nu$, где $W = \rho W \cdot (1-x) / \rho$. Влияние недогретого ядра потока на пристенный двухфазный слой учитывается с помощью сомножителя $(1-x)$, влияние

давления – симплексом (ρ'/ρ'') . Обработка данных с учетом выбранных критериев дает следующую зависимость

$$q_{hp} = A_1 \cdot q_o \cdot (Re'/1000)^{n_1} \cdot (\rho'/\rho'')^{n_2} \cdot (1-x)^{n_3} \quad (1.5)$$

В зависимости от давления значения показателей степеней и постоянной А различны, определены на основе опытных данных.

В области дисперсно-кольцевого режима (области 3 – 5, рис.1.4) кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки. Количество жидкости в пристенной пленке определяется интенсивностью массообменных процессов между ядром потока и пленкой. В области 3, как уже указывалось выше, преобладающим процессом массообмена является унос жидкости из пленки в результате взаимодействия парового ядра с пленкой, а также за счет пузырькового уноса. В качестве критерия гидродинамического взаимодействия использовано число Вебера в виде $We''=(W'')^2 \cdot \rho'' \cdot d / \sigma$, $W''=(\rho W) \cdot x / \rho''$. Влияние давления учитывается симплексом ρ'/ρ'' , унос жидкости из пленки за счет пузырькового уноса – величиной q_o , определяемой по зависимости (1.4). Обработка опытных данных с учетом выбранных критериев дает следующую зависимость

$$q_{кр} = A_2 \cdot q_o \cdot (We''/1000)^{n_4} \cdot (\rho'/\rho'')^{n_5} \quad (1.6)$$

В области дисперсного режима течения (область 5) преобладающим процессом массообмена является орошение каплями из ядра потока обогреваемой поверхности, значение КТП возрастает с увеличением скорости паракапельного ядра. Кризис теплоотдачи в этой области обусловлен истощением микропленки. В качестве определяющего критерия при построении зависимости для определения КТП в этой области выбран

$$Re_{cm} = \frac{W_{cm} \cdot d}{v_{cm}}, \quad \text{где} \quad W_{cm} = \frac{\rho W}{\rho_{cm}}, \quad \rho_{cm} = \frac{\rho' \cdot \rho''}{(\rho' - \rho'') \cdot x + \rho''},$$

$$v_{cm} = \frac{v' \cdot \rho' \cdot (1-x) + v'' \cdot \rho' \cdot x}{(\rho' - \rho'') \cdot x + \rho'}$$

Зависимость для определения КТП имеет следующий вид

$$q_{кр} = A_3 \cdot q_1 \{ \rho'' / (\rho' - \rho'') \}^{n_6} (Re_{см} / 1000)^{n_7} x^{n_8} \quad (1.7)$$

где $q_1 = \Gamma \cdot \rho W$

Область 4, (рис.1.4), является областью перехода между зонами преобладающего уноса жидкости из пленки (область 3) и областью преобладающего орошения (область 5). В этой области происходит затухание процессов уноса и усиление процессов выпадения капель из ядра потока на пленку. При некотором сочетании режимных параметров и плотности теплового потока, интенсивность результирующего массообмена равна нулю. В зависимости от режимных параметров ширина зоны перехода различна. В этой области данные по кризису характеризуются наибольшим разбросом и трудно надеяться на восстановление какой-то структуры при их обработке, поэтому здесь описание данных сводится к линейной интерполяции между границами.

Границы области перехода описаны следующими зависимостями:

при $1.0 < P < 6.0$ МПа

$$x_{л} = 1.05 \cdot \left(\frac{\rho W^2 \cdot d}{\mu' \cdot \sigma \cdot 1000} \right)^{-0.204} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0.214} \quad (1.8)$$

$$X_{np} = 1.18 \cdot \left(\frac{\rho W^2 \cdot d}{\rho' \cdot \sigma \cdot 1000} \right)^{-0.238} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0.204}$$

при $6.0 < P < 20.0$ МПа

$$X_{л} = 0.5 \cdot \left(\frac{\rho W^2 \cdot d}{\rho' \cdot \sigma \cdot 1000} \right)^{-0.28} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0.0119}$$

$$x_{np} = 0.57 \cdot \left(\frac{\rho W^2 \cdot d}{\rho' \cdot \sigma \cdot 1000} \right)^{-0.3} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0.0367} \quad (1.9)$$

При выборе вида зависимостей и подборе коэффициентов учитывалось, что с повышением давления и массовой скорости некоторые области вырождаются, в частности, при $P > 10,0$ МПа и $\rho W > 3000$ кг/(м²с) границы зон 3 и 5 практически неразличимы, $x_{л} \rightarrow x_{np}$. В этих случаях расчет проводится по зависимостям для 1 и 5 зоны.

1.3.2. Неравномерное тепловыделение

1.3.2.1. Экспериментальные данные.

В реакторных установках тепловыделение по длине твэла существенно неравномерно по высоте. В твэлах с двухсторонним тепловыделением на неравномерность тепловыделения, обусловленную нейтронными потоками, накладывается неравномерность связанная с наличием обратных тепловых связей. В этом случае тепловыделение по длине твэла как со стороны выпуклой, так и вогнутой теплоотдающих поверхностей существенно неравномерно. В связи с этим известные методики для определения КТП в каналах с равномерным тепловыделением по длине не могут быть использованы для определения КТП и последующего определения температуры теплоотдающей поверхности в области кризиса и закризисного теплообмена.

В ЯЭУ одним из наиболее характерных законов тепловыделения является косинусоидальный. Этим обусловлен тот факт, что большинство работ, проведенных с целью исследования влияния неравномерного тепловыделения на кризис теплоотдачи, проведено на трубах с косинусоидальным тепловыделением по длине [26,27]. Установлено, что кризис теплоотдачи возникает как на выходе трубы, так и в промежуточных сечениях. Зона занятая ухудшенным теплосъемом могла быть различной по длине. Эксперименты на трубах показали, что в трубах с косинусоидальным тепловыделением в координатах $q_{кр} = f(t_{вх})$ опытные данные в широкой области режимных параметров располагаются ниже значений КТП для труб с равномерным тепловыделением. Расхождения в величинах КТП в зависимости от сочетания режимных и геометрических параметров и сечения, к которому отнесен кризис теплоотдачи могли быть значительными. Мощность выделяемая на трубе до достижения кризиса теплоотдачи $N_{кр}$ была близка к $N_{кр}$ для трубы с равномерным тепловыделением. Эксперименты по кризису, выполненные на трубах с законами

тепловыделения отличными от косинусоидального показали, что мощность, которую необходимо подвести к трубе для достижения кризиса, может быть как выше, так и ниже для труб с равномерным тепловыделением [28-30]. Авторами на основе своих данных высказали предположение, что на возникновение кризиса теплоотдачи влияет предистория потока, а именно интенсивность тепловыделения на предшествующих участках трубы. Влияние предистории потока на КТП и место возникновения кризиса исследовалось в ряде работ. В [28-30] опыты выполнены на трубах со ступенчатым тепловыделением. Максимум теплового потока в этих опытах располагался на выходе трубы. На основе этих опытов показано, что $N_{кр}$ в координатах $N - t_{вх}$ ниже чем для трубы с равномерным тепловыделением, причем, чем выше степень неравномерности, тем ниже $N_{кр}$. В работах [31,32] проведены опыты по изучению влияния необогреваемых (адиабатических) участков, находящихся на различных расстояниях от входа на $N_{кр}$. Адиабатический участок создавался путем шунтирования участка канала длиной l_a . Авторы констатируют, что перемещение необогреваемого участка по длине трубы приводит к изменению критической мощности.

Эти опытные факты не согласуются с результатами работы [26-30] и указывают на достаточно сложную зависимость $N_{кр}$ и величины критического теплового потока (КТП) от профиля тепловыделения по длине трубы.

1.3.2.2. Кризис теплоотдачи в каналах с неравномерным тепловыделением. Методики расчета.

В настоящее время при разработке методик расчета КТП и, соответственно, критической мощности используются следующие гипотезы. Гипотеза локальных, глобальных и интегральных условий. Каждая из этих гипотез имеет подтверждение экспериментальными данными, относящимися к ограниченному классу распределений теплового потока по длине.

Предположение о том, что условия формирования кризиса теплоотдачи формируются всей совокупностью параметров потока, составляет основу

гипотезы «глобальных условий» [29]. Этот подход был успешно применен при обработке данных, полученных на трубах с равномерным и косинусоидальным тепловыделением по длине. Способ удобен при практическом применении. Однако, применение его ограничено. Как показали опыты при отклонении закона тепловыделения от симметричного косинусоидального критические мощности для труб с равномерным и неравномерным тепловыделением существенно различаются. В связи с этим этот метод не позволяет определить $N_{кр}$ для каналов со всплесками тепловыделения и при наличии больших градиентов теплового потока по длине. Метод не дает возможность определить место возникновения кризиса теплоотдачи, т. е. определить КТП в зоне кризиса, а, следовательно оценить температурные режимы теплоотдающей поверхности.

Согласно гипотезе «локальных условий» возникновение кризиса теплоотдачи обусловлено лишь локальными параметрами в месте кризиса и не зависит от закона распределения теплового потока по длине [33]. Методики, основанные на гипотезе «локальных условий», не позволяют описать местные условия возникновения кризиса теплоотдачи.

Наибольшее распространение как у нас, так и за рубежом, получили методы, использующие гипотезу интегральных условий. В этом случае учитывают влияние предистории потока на кризис теплоотдачи с помощью длины влияния (длины релаксации) [18,22]. Предполагается, что на формирование кризисной ситуации в данном случае оказывают влияние условия подогрева теплоносителя на предыдущем участке канала некоторой длины. Задается функция влияния, затухающая с увеличением расстояния до исследуемого сечения. Интеграл по тепловому потоку в пределах обогреваемой длины канала (или длины релаксации) с весом функции влияния дает фактор формы, связывающий критические тепловые потоки при равномерном и неравномерном тепловыделении.

Учет влияния распределения теплового потока осуществляется с помощью коэффициента.

$$F = q_{кр}(z)_{po} / q_{кр}(z)_{но} \quad (1.10)$$

где $q_{кр}(z)_{po}$ - критический тепловой поток при данной локальной энтальпии для случая равномерного обогрева (тепловыделения); $q_{кр}(z)_{но}$ - соответствующее значение теплового потока для неравномерного обогрева.

Форма корректирующего коэффициента F получена из баланса энергии

$$F = \frac{c}{1 - \exp(-c \cdot z_{кр})} \cdot \int_0^{z_{кр}} \frac{q(z)}{q(z_{кр})} \cdot \exp(-c \cdot (z_{кр} - z)) \cdot dz \quad (1.11)$$

Коэффициент c определен на основе экспериментальных данных.

В настоящее время не существует единого подхода при определении функции влияния F . Так, например, в методике расчета кризиса теплообмена, разработанной В.Н. Смолиным [22], функция влияния выражена следующим образом:

$$F(\xi, z) = (1/l_p) \cdot \exp\{(\xi - z)/l_p\} \quad (1.12)$$

где l_p - длина релаксации, вычисляемая по формуле

$$l_p/d = 15 \cdot e^{3x} \cdot (\rho W/1000)^{0.25} \cdot (P/10)^{-0.5} \quad (1.13)$$

Анализ известных методов расчета кризиса при неравномерном тепловыделении показал, что они существенно ограничены по диапазону параметров. Это связано, в первую очередь, с тем, что функции влияния, полученные на ограниченном экспериментальном материале не всегда верно отражают зависимость от режимных параметров и неравномерного тепловыделения.

Заключение к главе 1.

Выполнен анализ известных методик для расчета температур теплоотдающих поверхностей. Показано, что:

1. Определение температуры твэла с двухсторонним теплосъемом в области конвективного теплообмена, поверхностного и объемного кипения возможно на основе известных методик.

2. В области кризиса существующие методики позволяют определить КТП и место (область) возникновения кризиса в ограниченном диапазоне

режимных параметров и ограниченных законах изменения теплового потока по длине твэл. Методики не позволяют определить КТП и место кризиса при наличии необогреваемых участков по длине твэла, что характерно для РУ с трубчатыми твэлами. Такие расчеты возможно выполнить на основе методик, позволяющих учесть структуру потока (пристенная пленка, ядро потока с каплями).

3. Для корректного определения кризиса теплоотдачи и температурных полей на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом в области дисперсно – кольцевого режима необходима разработка методик, позволяющих определить массообмен между выпуклыми теплоотдающими поверхностями и межтвэльным пространством и ядром потока и вогнутой теплоотдающей поверхностью соответственно при неравномерном тепловыделении, в том числе при наличии необогреваемых участков на теплоотдающих поверхностях.

Глава 2 Определение расхода жидкости в пристенных пленках на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом.

2.1. Методы определения расхода жидкости в пристенной пленке

При расчете температурных режимов теплоотдающих поверхностей твэла с двухсторонним теплосъемом необходимо определять границу наступления кризиса теплообмена (ухудшенный режим теплосъема), длину зоны занятой кризисом, зону занятую закризисным теплообменом и переходную зону от кризиса теплоотдачи к закризисному теплосъему на вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностях. В широкой области режимных параметров кризис теплоотдачи возникает в области дисперсно-кольцевого режима течения двухфазного потока. Этот режим характеризуется совместным движением ядра потока, состоящего из пара и диспергированных в нем капель и пристенной жидкой пленки, рис.2.1. Между ядром потока и пристенной пленкой происходит массо-теплообмен. Жидкость за счет гидродинамического взаимодействия парового ядра с пленкой, за счет ее кипения и уноса в ядро, а также испарения уносится в ядро потока. В свою очередь жидкость в виде капель осаждается на пристенную пленку. Установлено, что кризис теплообмена в области дисперсно-кольцевого режима течения непосредственно связан с количеством жидкости, текущей по обогреваемой поверхности. Расход же жидкости в пленке обусловлен массообменными процессами, имеющими место между ядром потока и пленкой. К основным из них можно отнести следующие: унос жидкости из пленки, выпадение капель из ядра потока на пленку. Унос жидкости из пленки обусловлен кипением пленки и гидродинамическим взаимодействием парового ядра и пристенной пленки. Основные известные модели кризиса теплоотдачи отличаются учетом различных массообменных процессов, ответственных за возникновение кризиса теплоотдачи. Обменные процессы, которые рассматриваются в моделях включают процессы уноса, орошения и испарения пленки. Кризис

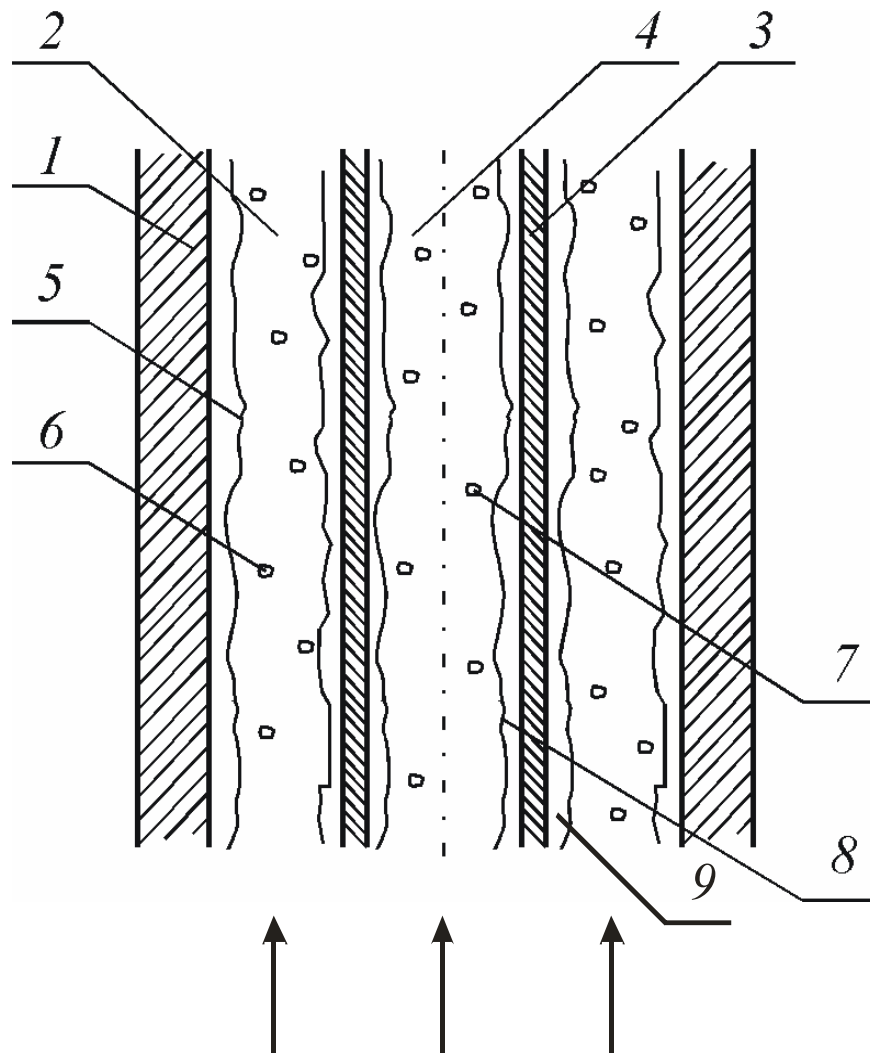


Рис.2.1. Одноствержневая модель тепловыделяющей сборки с трубчатыми ТВЭЛами – эквивалентный кольцевой канал (дисперсно-кольцевой режим течения в кольцевой щели и трубе). 1- наружная стенка кольцевого канала; 2- паровое ядро в межТВЭльном пространстве (кольцевая щель); 3- трубчатый ТВЭЛ; 4- паровое ядро во внутритвэльном пространстве (внутренняя полость трубчатого ТВЭЛ); 5-пристенная пленка на вогнутой поверхности наружной необогреваемой стенки кольцевого канала; 6- капли в паровом ядре межТВЭльного пространства (кольцевая щель); 7- капли в паровом ядре внутритвэльного пространства (внутренняя полость трубчатого ТВЭЛ); 8- пристенная пленка на вогнутой поверхности трубчатого ТВЭЛ; 9- пристенная пленка на выпуклой поверхности трубчатого ТВЭЛ

отождествляется с полным истощением пленки. Как правило, модели являются незамкнутыми из - за недостаточной полноты охвата процессов. Кроме того, в рассматриваемом подходе остается открытым вопрос о выборе превалирующего явления кризиса теплообмена. В различных моделях это: либо осаждение капель, либо унос жидкости с поверхности пленки, либо скорость движения пленки на границе раздела и т.д. [36]. В связи с этим возникает вопрос, можно ли вообще выделить превалирующий процесс в

развитии кризиса, или все элементы сложного процесса, ведущего к ухудшению теплообмена, заметно влияют на развитие кризиса.

Проблема кризиса может быть сделана более ясной, если в каждый момент времени и в каждой точке исследуемого пространства будут известны все существенные характеристики системы, такие как скорость, температура, присутствие в данной точке той или иной фазы и т.д. В этих условиях развитие ухудшенных режимов будет подсказано самим характером изменения указанных характеристик или их производных. При реализации указанного подхода необходимо, чтобы математическая трактовка явления кризиса рассматривалась не изолированно, как отдельная задача или группа задач, а являлась бы частным вариантом в общей постановке по определению всевозможных характеристик двухфазных потоков. Примером указанного подхода могут служить модели, [37, 38]. В [37] на основании замены двухфазных потоков системами с взаимопроникающими и взаимодействующими сплошными средами в одномерной постановке представлены и решены уравнения сохранения массы, импульса и энергии. Одномерная постановка в существенной степени упростила исходные уравнения, что, в свою очередь, привело к необходимости введения большого числа эмпирических соотношений для замыкания системы уравнений.

Двухмерная модель дисперсно-кольцевого и дисперсного потоков представлена в [38]. В основе модели лежат законы сохранения массы, импульса, энергии. Взаимосвязанность зон проявляется через условия сопряжения соответствующих параметров на контактирующих поверхностях. Модель является достаточно универсальным инструментом по исследованию двухфазного потока. Поскольку замыкание уравнений проведено на дифференциальном уровне, замыкающие коэффициенты и функции, как правило, консервативны по отношению к полученным результатам. Дальнейшее усовершенствование модели связано с учетом нестационарности

явлений, с разработкой физической картины и математического описания явления уноса.

В настоящее время при расчете различных процессов в дисперсно-кольцевом режиме течения получили развитие модели, учитывающие действительное распределение фаз по сечению канала и межфазное трение, [34, 37]. Успешное применение этих моделей зависит от качества замыкающих расчетных соотношений для расчета распределения жидкой фазы. Эмпирические замыкающие соотношения базируются, как правило, на экспериментальных данных, полученных на водо-воздушных смесях, паро-водяных потоках низкого давления. В области режимных параметров характерных для энергетических установок экспериментальные данные о массообменных процессах ограничены. В связи с этим успешное применение известных расчетных моделей затруднено [37-46].

Таким образом, в настоящее время отсутствуют теоретические модели, позволяющие с хорошей точностью рассчитать условия возникновения кризиса теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима при различных граничных условиях на теплоотдающих поверхностях (неравномерное тепловыделение, наличие необогреваемых участков на теплоотдающих поверхностях).

В работе [47] предложен метод определения количества жидкости в пристенной пленке двухфазного дисперсно-кольцевого потока на теплоотдающей поверхности. Метод базируется на установленной экспериментально однозначной связи интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно - кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса теплоотдачи. Этот метод был взят за основу при разработке методики расчета кризиса теплоотдачи на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом [121]. Экспериментальные

данные, на основе которых установлены указанные выше взаимосвязи, представлены ниже.

2.2. Экспериментальное обоснование метода определения расхода жидкости на теплоотдающей поверхности.

Экспериментальные данные, на основе которых установлены указанные выше взаимосвязи получены на хладоне, который использовался в качестве модельной жидкости, [23]. На рис.2.2, 2.3 представлены результаты экспериментальных исследований распределения жидкости между ядром потока и пристенной пленкой для адиабатных и диабатных условий. Измерение расхода жидкости в пристенной пленке осуществлялось на выходе электрообогреваемой трубы с помощью камеры отбора, установленной на выходе канала. На вход трубы подавался хладон недогретый до температуры насыщения. На рис.2.2, 2.3 по оси абсцисс отложено массовое паросодержание x в месте измерения расхода жидкости в пленке, по оси ординат - относительный расход жидкости в ядре потока $E = G_{\text{я}} / G$. Как видно, относительный расход жидкости в ядре сложным образом зависит от режимных параметров и теплового потока. Во всех случаях в области массовых паросодержаний $0,1 \div 0,3$ доля жидкости в ядре потока практически не зависит от уровня теплового потока. С возрастанием паросодержания кривые $E(x)$ расслаиваются в зависимости от величины теплового потока. Повышение теплового потока приводит к возрастанию относительного расхода жидкости в ядре потока, Доля жидкости в ядре потока при паросодержаниях $0,15 \div 0,20$ составляет около 0,5. При отсутствии массообмена между ядром потока и пристенной пленкой жидкости кризис теплоотдачи возникал бы при паросодержаниях примерно $\sim 0,5$. Однако кризис теплоотдачи в зависимости от режимных параметров и уровня теплового потока происходит при паросодержаниях как больших, так и меньших 0,5. Это является следствием наличия массообмена между ядром потока и пристенной пленкой жидкости. Действительно, все кривые $E(x)$,

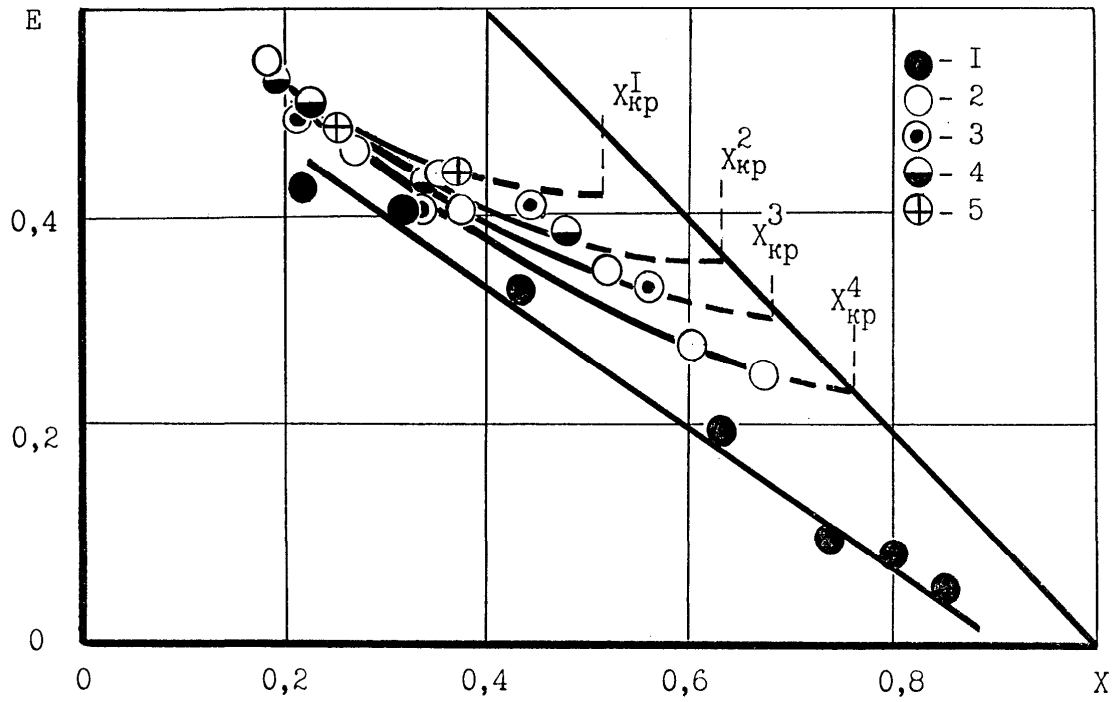


Рис.2.2. Зависимость доли жидкости в ядре потока от массового паросодержания (хладон). $P=1,06$ МПа, $\rho W = 500$ кг/м²с, $d = 14,6$ мм. Равномерное тепловыделение. 1 - $q = 0$; 2 - $q = 0,0765$ МВт/м²; 3 - $q = 0,103$ МВт/м²; 4 - $q = 0,130$ МВт/м²; 5 - $q = 0,171$ МВт/м²

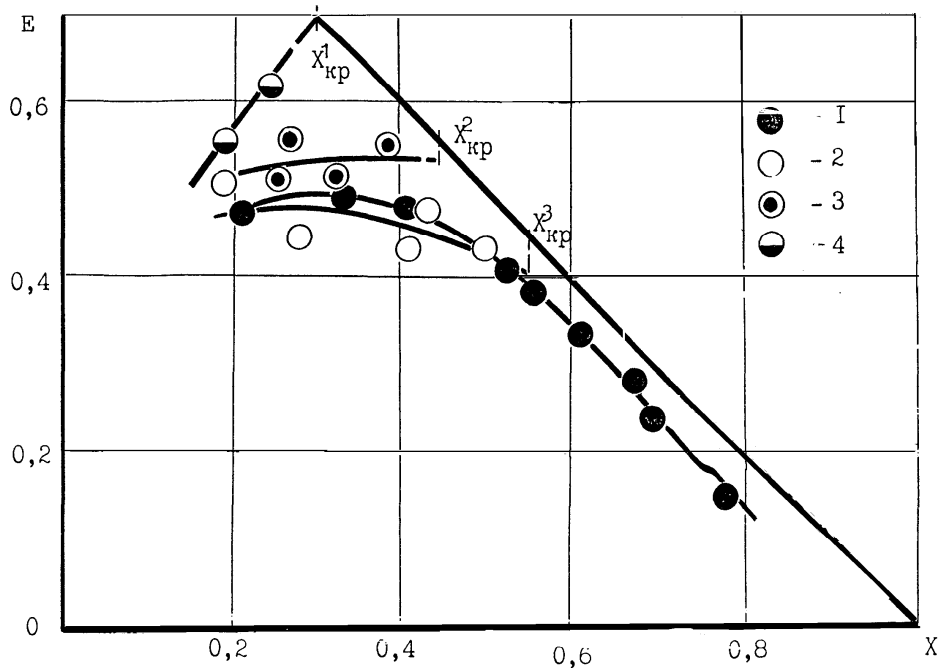


Рис.2.3. Зависимость доли жидкости в ядре потока от массового паросодержания (хладон), $P=1,06$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/м²с, $d = 8,0$ мм. Равномерное тепловыделение. 1 - $q = 0$; 2 - $q = 0,078$ МВт/м²; 3 - $q = 0,137$ МВт/м²; 4 - $q = 0,196$ МВт/м²

полученные при тепловых потоках, равных критическим, для труб длиной $1\div 3$ м подтверждают, что орошение пленки жидкостью из ядра потока преобладает над уносом жидкости из пристенной пленки, рис.2.2. В данном случае расход жидкости в ядре потока при гидродинамическом равновесии меньше, чем для обогреваемых труб. С увеличением теплового потока количество жидкости, переходящей из ядра потока в пленку, уменьшается и при тепловом потоке $q = 0,171 \text{ МВт/м}^2$, по-видимому, совсем незначительно. На рис.2.3 приведена характерная зависимость $E(x)$ при наличии преобладающего уноса жидкости из пленки. В этом случае при наиболее высоких тепловых потоках расход жидкости в ядре увеличивается с возрастанием паросодержания. При более низких тепловых потоках расход жидкости в ядре потока практически постоянен, т.е. суммарный поток массы между ядром потока и пленкой жидкости равен нулю. Во всех случаях экстраполированные значения расходов жидкости в ядре потока до паросодержания $x=x_{кр}$ равны полному расходу жидкости в данном сечении. Это свидетельствует о том, что кризис теплоотдачи происходит при полном истощении пристенной пленки жидкости. Преимущественный унос жидкости из пристенной пленки в области между линией полного расхода жидкости и кривой гидродинамического равновесия, рис.2.3, не может быть объяснен только гидродинамической составляющей. Действительно, в данном случае унос имеет место при малых расходах жидкости в пленке, когда при таких же расходах, но более низких тепловых потоках уноса может и не наблюдаться (например, при $x=0,7\div 0,8$ и $q=0,078 \text{ МВт/м}^2$, рис.2.3. Наиболее вероятной причиной является, по-видимому, кипение жидкости в пристенной пленке. В результате испарения жидкости с поверхности пленки и уноса части ее вследствие кипения жидкости и возникает кризис теплоотдачи. При некотором значении теплового потока кипение в пленке прекращается, составляющие уноса и орошения компенсируют друг друга, в этом случае интенсивность результирующего массообмена практически равна нулю, (рис.2.3, $q=0,137 \text{ кВт/м}^2$). Область, где интенсивность

результатирующего массообмена равна нулю, простирается от начала формирования дисперсно - кольцевого режима течения до сечения возникновения кризиса теплоотдачи, кризис теплоотдачи в этом случае обусловлен испарением пленки. С понижением теплового потока составляющая орошения начинает преобладать над составляющей уноса и кризис теплоотдачи происходит в условиях орошения пленки каплями из ядра потока, рис.2.2. В начале формирования дисперсно-кольцевого режима течения распределение жидкости при различных плотностях теплового потока практически совпадает, рис.2.2, 2.3. Таким образом установлено:

1. Кризис теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима обусловлен истощением пленки жидкости, текущей по обогреваемой поверхности.

2. В начале дисперсно-кольцевого режима течения расходы жидкости в ядре потока при различных тепловых потоках практически совпадают.

3. В зависимости от плотности теплового потока и режимных параметров преобладающими процессами массообмена между ядром потока и пристенной пленкой могут быть как процессы уноса, так и орошения. Между областями с преобладающим уносом жидкости из пленки или орошением пленки каплями, выпадающими из ядра потока, находится область перехода, в которой унос сменяется процессом орошения. В зависимости от режимных параметров ширина области перехода (по X) различна.

4. В области перехода, при некотором q и x , суммарный массообмен между ядром потока и пристенной пленкой практически равен нулю ($dE/dx=0$). В этом случае истощение пленки обусловлено только ее испарением. Паросодержание, при котором $dE/dx=0$, соответствует по терминологии Дорощука В.Е. граничному паросодержанию $x_{кр}=x_{гр}$, [17]. При этом, граничному паросодержанию (в отличии от трактовки Дорощука В.Е.) соответствует единственное значение теплового потока.

2.3. Методика определения расхода жидкости в пристенной пленке на вогнутой поверхности.

Диабатные условия

Запишем уравнение баланса жидкости в пристенной пленке

$$\frac{1}{\pi \cdot d} \cdot \frac{dG_{пл}}{dz} = (m_{op} - m_m - m_k - \frac{q}{r}) \quad (2.1)$$

где $G_{пл}$ – расход жидкости в пристенной пленке; m_{op} – поток массы, обусловленный выпадением капель из ядра потока; m_{op} , механическим взаимодействием парового ядра с пристенной пленкой, m_m , уносом жидкости из пленки в результате кипения пленки, m_k

Уравнение сохранения расхода жидкости в ядре можно записать в виде

$$-\frac{1}{\pi \cdot d} \cdot \frac{dG_{я}}{dz} = (m_{op} - m_m - m_k) \quad (2.2)$$

где $G_{я}$ – расход жидкости в ядре потока

После подстановки этого выражения в уравнение (2.1) и приведения его к безразмерному виду, получим

$$d\psi = -dE - dx \quad (2.3)$$

где $\psi = G_{пл}/G$ – относительный расход в пристенной пленке

Проинтегрировав выражение (2.3) от начала дисперсно-кольцевого режима течения до значения x , получим

$$\psi = 1 - E_{\partial.k.} - \int_{x_{\partial.k.}}^x \frac{dE}{dx} \cdot dx - \int_{x_{\partial.k.}}^x dx \quad (2.4)$$

Таким образом, для определения расхода жидкости в пленке, как следует из уравнения (2.4), необходимы данные по граничным условиям $E_{д.к.}$, $x_{д.к.}$ и по суммарной интенсивности массообмена, dE/dx .

Рассмотрим определение этих величин. Как показано в разделе 2.2. интенсивность суммарного массообмена однозначно связана с режимными параметрами и плотностью критического теплового потока $dE / dx = f(P, \rho W, x, q)$.

Граничные условия для решения определяются следующим образом. Доля жидкости в ядре в начале дисперсно-кольцевого режима $E_{д.к}$ определяется из условия, что тепловому потоку для случая $dE / dx = 0$ соответствует $X_{кр}=X_{гр}$. Согласно выражению (2.4), при условиях $dE/dx=0$ и $\Psi=0$ имеем:

$$E_{\partial к} = E \Big|_{x=x_{\partial к}} = E \Big|_{x=x_{гр}} = 1 - x_{гр} \quad (2.5)$$

$$\Psi_{x=x_{\partial к}} = X_{гр} - X_{\partial к}$$

Вторым граничным условием является равенство нулю расхода жидкости в пленке при наступлении кризиса теплоотдачи, т.е.

$$\psi=0 \text{ или } E=1-x_{кр} \text{ при } X=X_{кр}, q=q_{кр} \quad (2.6)$$

Построив на диаграмме массопереноса точку $E_{\partial к}$ и соединив ее с точками на линии полного расхода жидкости в канале, соответствующих критическим паросодержаниям при разных тепловых потоках, получим распределение жидкости в линейном приближении для тепловых потоков, ($q=q_{кр}$, рис.2.4), [23]. Производная dE/dx , характеризующая интенсивность процессов массообмена в линейном приближении, определяется как

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(1-x_{кр}-E_{\partial к})}{x_{кр}-x_{\partial к}} \quad (2.7)$$

Доли жидкости в ядре и пленке соответственно равны

$$E = \frac{dE}{dx} \cdot (x - x_{\partial к}) + (1 - x_{гр}) \quad (2.8)$$

$$\psi = 1 - x - E \quad (2.9)$$

Граница дисперсно-кольцевого режима течения может быть определена по зависимостям из [22] либо из [60].

Для обоснования метода расчета расхода жидкости в пленке на основе данных о суммарной интенсивности массообмена необходимо оценить влияние погрешности выбора граничных условий $x_{д.к.}$ и $E/x = x_{д.к.}$ на точность расчета. Рассмотрим это на примере двухступенчатого тепловыделения [28]. Распределение теплового потока следующее – $q_2/q_1 = 3,1$, длина второй

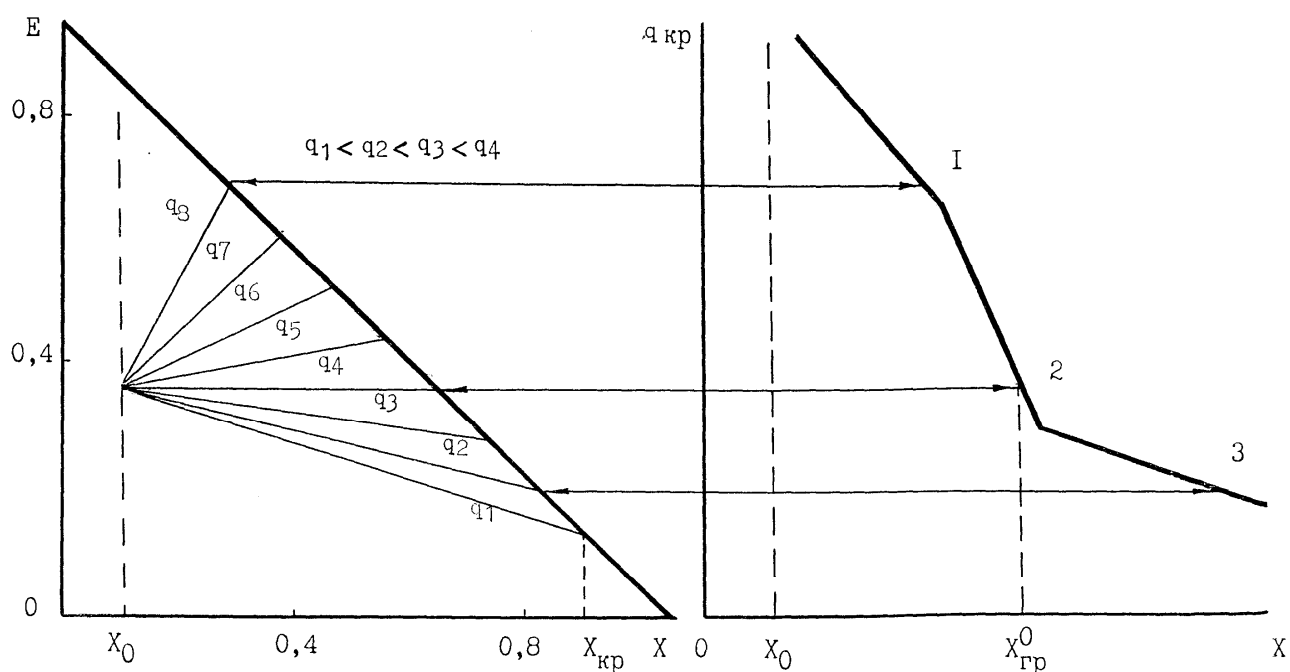


Рис.2.4. Качественный вид диаграммы массопереноса и соответствующей зависимости критического теплового потока от массового паросодержания. 1- область преобладающего уноса жидкости из пленки, 3- область преобладающего орошения, 2- переходная область.

ступени $l_2 = 0,2$ м, массовая скорость $2200 \text{ кг/м}^2\text{с}$, $P=9,8$ МПа. Рассчитаем условие наступления кризиса и критическое паросодержание (расход жидкости в пристенной пленке равен нулю) при различных граничных условиях $E/x = x_{д.к}$ равно $0,55$ и $E/x = x_{д.к} = 0,82$. В качестве исходных данных для расчета брались данные по КТП, полученных на той же установке, что и при ступенчатом тепловыделении [28]. Были выполнены расчеты при различных сочетаниях граничных условий и показано следующее: изменение $x_{д.к}$ при фиксированных $E/x = x_{д.к}$ приводит к изменению $x_{кр}$ от $0,01$ до $0,03$. причем, изменение $x_{д.к}$ в меньшую сторону ($x_{д.к} \rightarrow 0$) сказывается слабее, чем увеличение $x_{д.к}$. Изменение $E/x = x_{д.к}$ в указанных выше пределах (20%) при фиксированных значениях $x_{д.к}$ практически не приводит к изменению $x_{кр}$. Таким образом, наиболее точный расчет расходов жидкости в пленке можно получить используя непосредственные значения $x_{кр}$, полученные применительно к рассматриваемой теплоотдающей поверхности (выпуклая,

вогнутая). Ошибка в определении расхода жидкости в пленке будет возрастать при удалении от $x_{кр}$ и приближении к началу дисперсно-кольцевого режима. Слабое изменение критической мощности (критического паросодержания) при варьировании граничных условий объясняется тем, что при изменении граничных условий конечные фиксированные точки ($x_{кр}$ при $q(z) = \text{const}$) остаются неизменными, рис.2.5, в результате этого изменяется соответствующим образом производная dE/dx , и происходит достаточно эффективная компенсация погрешности выбора граничных условий (для каналов с равномерным тепловыделением по условию выбора такая компенсация является полной).

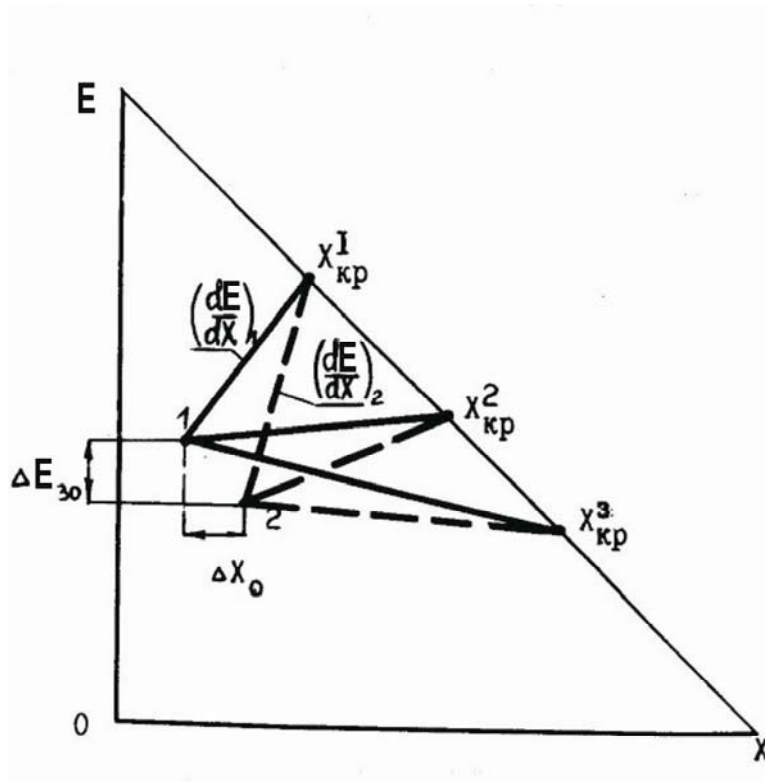


Рис.2.5. Влияние граничных условий на изменение суммарного массообмена

На рис.2.6-2.11 представлены результаты сравнения экспериментальных и расчетных значений доли жидкости в ядре E и пристенной пленке ψ . Расчеты выполнены на основе зависимостей 2.8, 2.9. На рис. 2.6, 2.7. представлены экспериментальные данные, полученные при подаче на вход трубы воды недогретой до температуры насыщения [63].

Длина трубы 3,66 м, внутренний диаметр 12,7 мм. Определение расхода жидкости в пристенной пленке осуществлялось методом отбора. Измерение расхода в пленке осуществлялось вплоть наступления кризиса теплоотдачи. При приближении к кризису расход в пленке стремился к нулю, т. е. кризис теплоотдачи наступал при полном истощении пристенной пленки. Как видно, расчетные и экспериментальные значения совпадают вполне удовлетворительно. На рис. 2.8-2.10 представлены экспериментальные данные, полученные Нигматулиным Б.И. [51] и расчетные значения относительных расходов жидкости в ядре и пленке. Опыты выполнены следующим образом [51]. На входе в трубу диаметром 13,3 мм формировалась гидродинамически равновесная двухфазная смесь с заданными режимными параметрами (удельный массовый расход, массовое паросодержание и давление на входе в электрообогреваемый участок). На выходе электрообогреваемого участка измерялась пристенная пленка. Тепловой поток на электрообогреваемом участке изменялся в диапазоне 0,5 - 1,7 МВт/м². При расчете пристенной пленки и относительного расхода жидкости в ядре потока в качестве граничных значений (начало расчета) принималась доля жидкости в пленке $\psi_{гр} = \psi_0$ и (или) ядре $E_{гр} = E_0$ и паросодержание гидродинамически равновесного потока, подаваемого в обогреваемый участок. Как видно из рис. 2.7, 2.8 результаты сравнения вполне удовлетворительные. На рис. 2.10. нанесены значения ψ и E для опытов из работы [63], в которых на вход в обогреваемую трубу подавалась недогретая до температуры насыщения вода. Как видно расчетные и экспериментальные значения ψ и E совпадают вполне удовлетворительно. В области кризиса $\psi = 0$ расчет дает отклонение от критического паросодержания не более 3-5%. Необходимо отметить, что все данные из работы [51] относятся к области где $dE/dx \approx 0$ с небольшими отклонениями в области преобладающего уноса и выпадения капель из ядра потока на пристенную пленку.

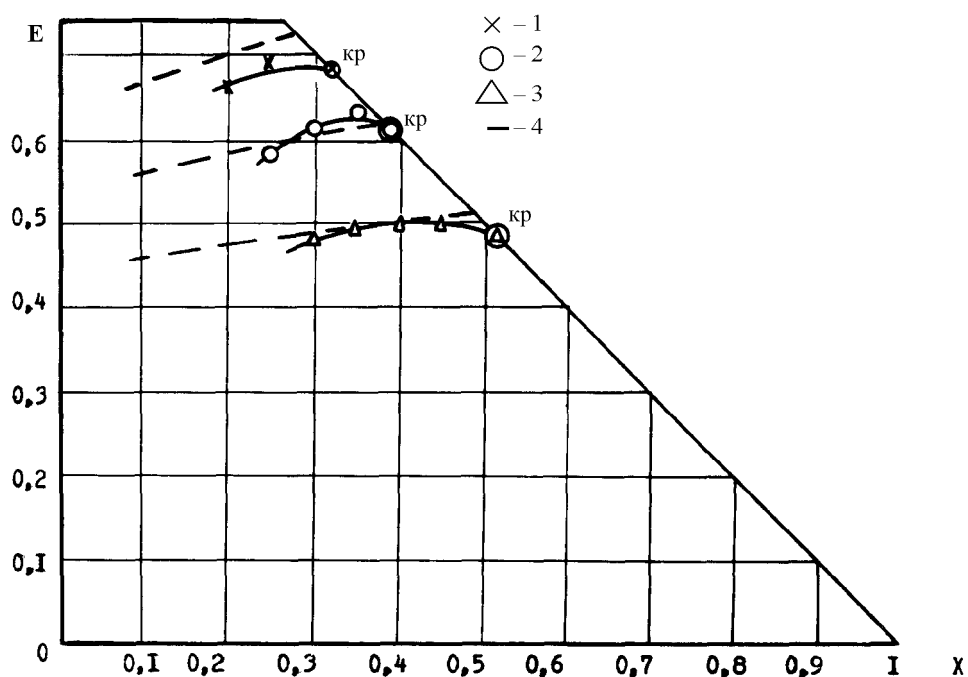


Рис.2.6. Зависимость доли жидкости в ядре потока от массового паросодержания [63].

Вода, труба $d = 12,7$ мм, $l = 3,66$ м, $P = 6,98$ МПа.

1 - $\rho W = 2720$ кг/м²с; 2 - $\rho W = 2040$ кг/м²с; 3 - $\rho W = 1360$ кг/м²с; 4 - расчет

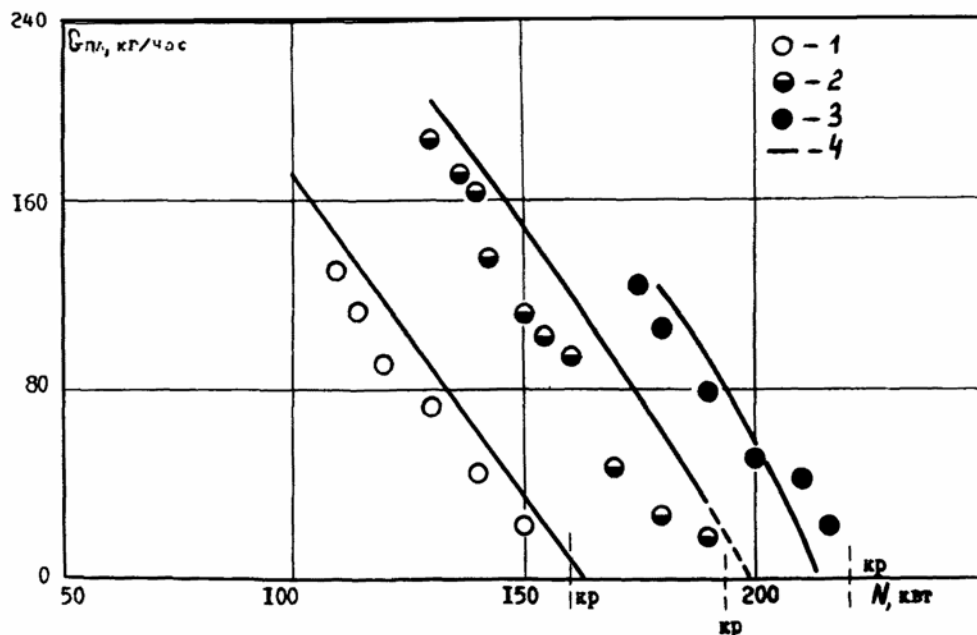


Рис.2.7. Зависимость расхода жидкости в пристенной пленке от мощности тепловыделения, [63]. Вода, труба $d = 12,7$ мм, $l = 3,66$ м, $P = 6,98$ МПа.

1 - $\rho W = 1360$ кг/м²с; 2 - $\rho W = 2040$ кг/м²с; 3 - $\rho W = 2720$ кг/м²с; 4 - расчет

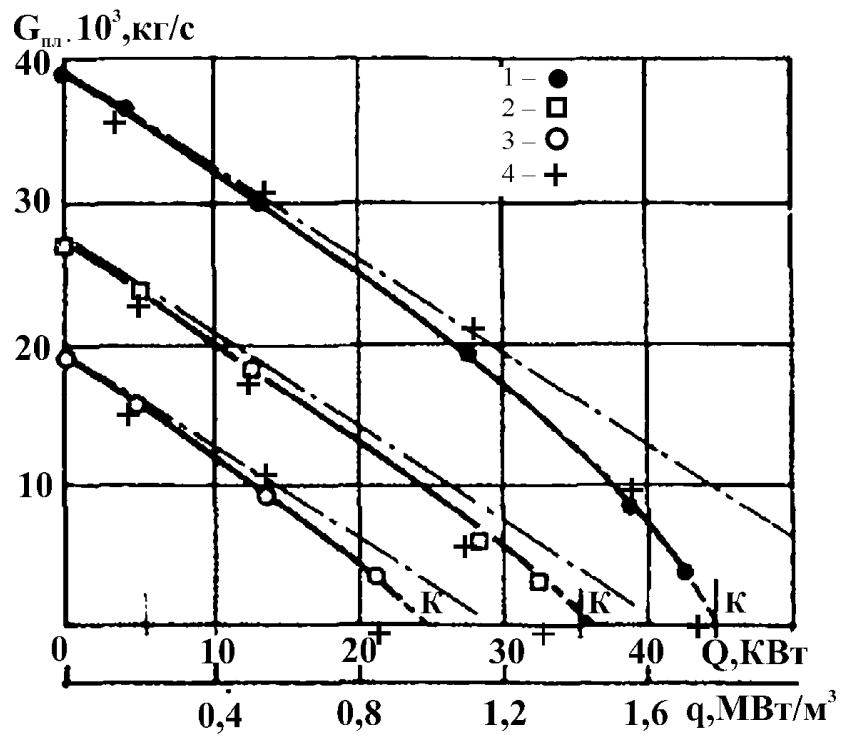


Рис.2.8. Зависимость расхода жидкости в пленке от мощности тепловыделения (теплового потока). $P = 6,9 \text{ МПа}$, $\rho W = 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$: 1 - $X_0 = 0,4$; 2 - $X_0 = 0,49$; 3 - $X_0 = 0,62$; 4 - расчет

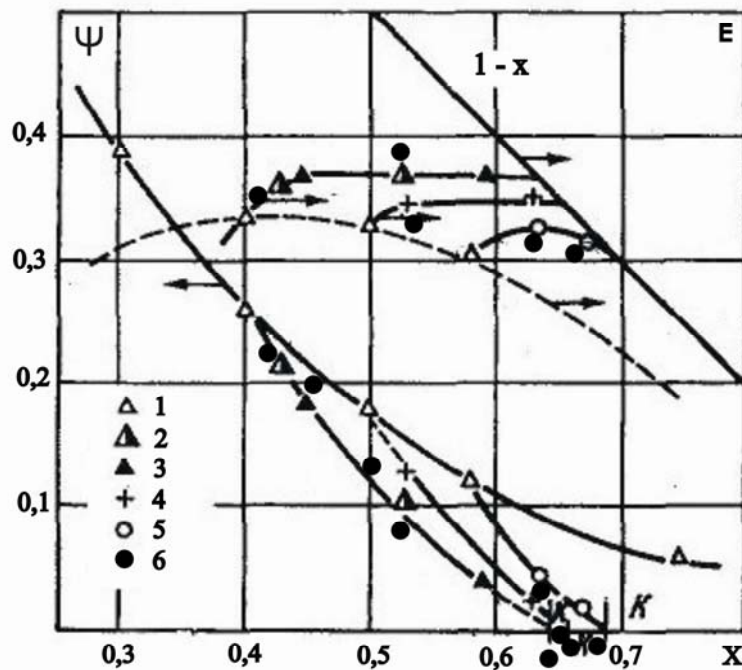


Рис.2.9. Относительные расходы жидкости в пленке ψ и ядре потока E
 $P = 4,9 \text{ МПа}$, $\rho W = 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$: 1 - $q = 0$; 2 - $1,1 \text{ МВт}/\text{м}^2$; 3 - $1,65 \text{ МВт}/\text{м}^2$;
 4 - $1,1 \text{ МВт}/\text{м}^2$; 5 - $0,8 \text{ МВт}/\text{м}^2$; 6 - расчет

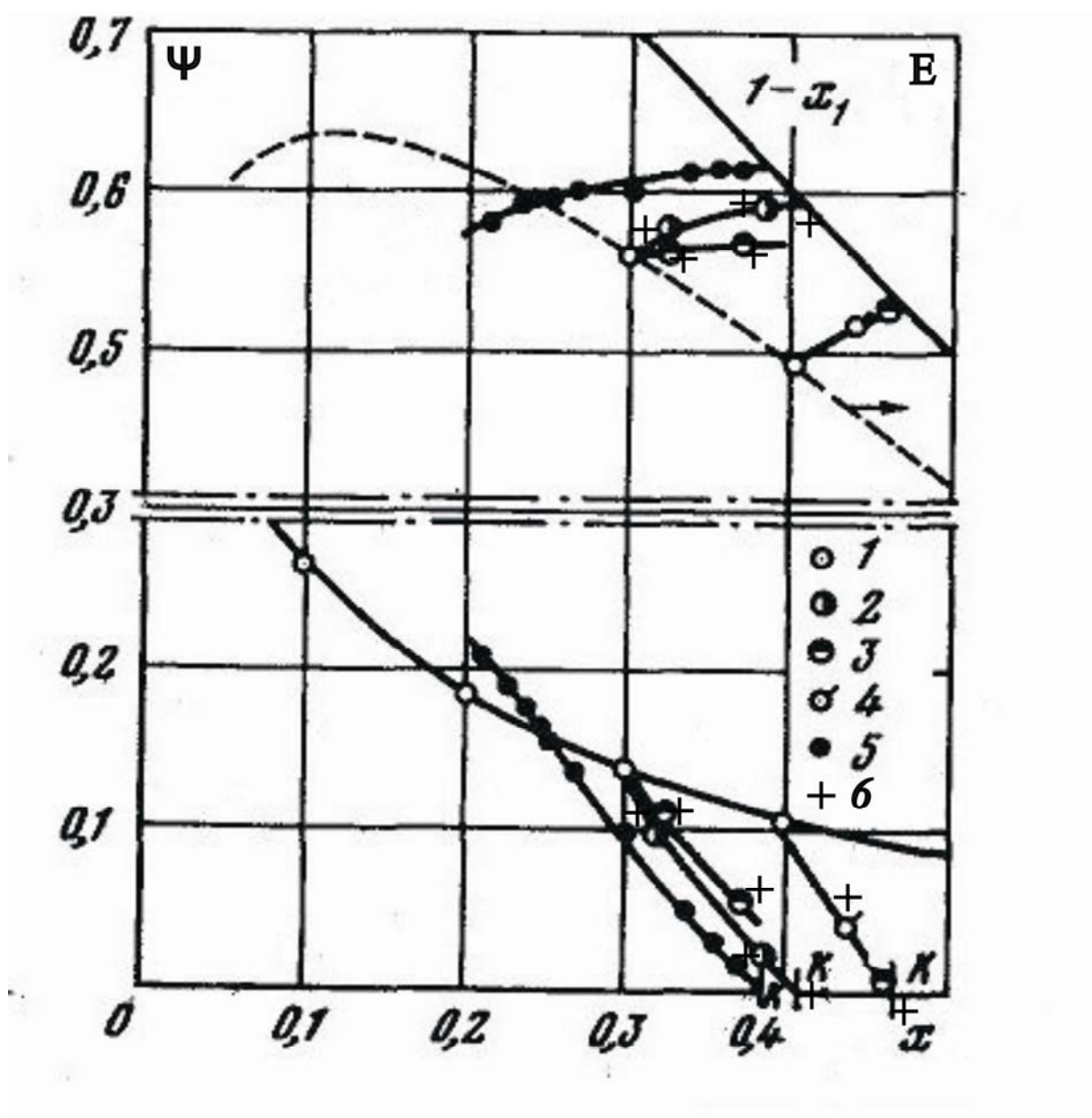


Рис.2.10. Относительные расходы жидкости в пленке ψ и ядре потока E
 $P = 6,9 \text{ МПа}$, $\rho W = 2000 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$: 1 – $q = 0$; 2 – $1,4 \text{ МВт/м}^2$; 3 – $1,1 \text{ МВт/м}^2$;
 4 – $0,5 \text{ МВт/м}^2$; 5 – $0,9 \div 1,3 \text{ МВт/м}^2$ по данным [63]; 6 – расчет

Адиабатные условия.

Для определения интенсивности теплосъема в твэле с двухсторонним теплосъемом необходимо определять расходы жидкости в пристенной пленке в том числе и на необогреваемых участках поверхности твэла (необогреваемые вставки с отверстиями, обеспечивающие обратную гидравлическую связь). В первом приближении расходы жидкости на

необогреваемых участках твэла можно определить на основе зависимостей для гидродинамически равновесных адиабатических потоков. Гидродинамически равновесные распределения фаз являются предельными потенциально достижимыми состояниями, к которым стремится дисперсно - кольцевой поток при известных режимных параметрах. Данные по распределению жидкости, полученные при гидродинамически равновесном течении, составляют полезную основу для сравнения с распределениями фаз в неравновесных условиях. Известны исследования по распределению жидкости между ядром потока и пристенной пленкой при гидродинамически равновесном течении как на воде, так и на других жидкостях [48-53].

Имеющиеся в настоящее время корреляции для описания экспериментальных данных при построении критериальных зависимостей используют физические свойства пара и жидкости на линии насыщения, скорость пара и поверхностное натяжение жидкости. Оценки показывают, что известные корреляции, полученные, как правило, для газожидкостных потоков, малопригодны для описания распределения жидкости в парожидкостных потоках. Применительно к парожидкостным потокам известен ряд эмпирических зависимостей [48-53], для расчета равновесных относительных расходов жидкости в пленке $\Psi = G_{пл}/G$ в трубах.

Зависимости в качестве аргументов содержат $We''/(Re \cdot \mu'/\mu'')$, ρ'/ρ'' , $\sigma \cdot d/(\rho' \cdot v')$, $W'' \cdot (d \cdot \rho''/\sigma)^{0.5}$. Среднеквадратичные ошибки определения расхода жидкости в пленке для этих зависимостей составляют $\sim 40\%$.

С целью расширения области применения известных зависимостей были обработаны известные данные по Ψ на хладоне и воде [48-52].

В результате обработки данных получены следующие зависимости:

$$\psi = 0.26 \cdot (We/1000)^{-0.38} \cdot (\mu'/\mu'')^{-0.34} \cdot (\rho'/\rho'')^{0.26}$$

при $We < 1.1$

(2.10)

$$\psi = 0.27 \cdot (We/1000)^{-0.78} \cdot (\mu'/\mu'')^{-0.064} \cdot (\rho'/\rho'')^{0.063}$$

при $We > 1.1$

где $We = W'' \cdot d \cdot \rho'' / \sigma$.

Зависимость (2.10) позволяет определить расход жидкости в пристенной пленке в условиях гидродинамически равновесного течения двухфазной смеси воды и хладона на вогнутой поверхности трубы.

Диапазон применимости:

$P = 0.5 \div 15.0$ МПа, $\rho W = 250 \div 4000$ кг/м² с, $d = 8 \div 16$ мм.

На рис.2.11 приведено сравнение расчетных значений доли жидкости в пленке и экспериментальных значений, полученных в работе [61]. Расходы жидкости в пленке измерены для гидродинамически равновесной пароводяной смеси. Там же приведены расчетные значения ψ , полученные по зависимостям авторов экспериментальных данных.

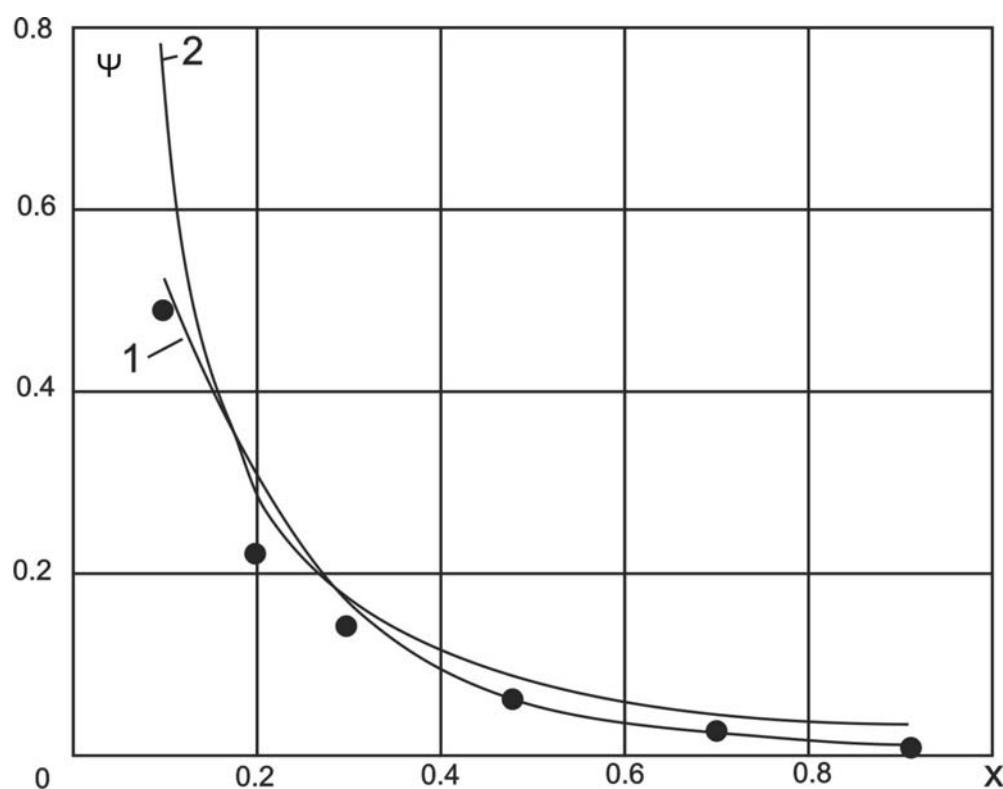


Рис.2.11. Экспериментальные данные по распределению жидкости в пристенной пленке при гидродинамически равновесном состоянии - данные из [53].

Вода, $P = 9,8$ МПа, $d = 13,4$ мм, $\rho W = 1500$ кг/м²с.

1 – расчет по зависимости из [53].

2 – расчет по зависимости (2.10).

2.4. Методика определения расхода жидкости в пристенной пленке на выпуклой поверхности.

Адиабатные условия.

Данные по расходам жидкости на выпуклой поверхности получены в работах [49, 54, 55, 56] на водовоздушных смесях для сравнительно больших гидравлических диаметров. В работе [56] получены данные по расходам жидкости в пленках при течении водо-воздушной смеси на вогнутой и выпуклой поверхностях кольцевого канала с эквивалентным диаметром 4.5 мм. Опыты проведены при течении водо-воздушной смеси в области гидродинамически равновесного течения двухфазной смеси при давлении $P = 0.2$ МПа, массовой скорости $\rho W = 150 \div 250$ кг/м²с. Длина участка от места смешения газа и жидкости до места отбора составляла ~ 2 м, что достаточно для установления гидродинамически равновесного состояния двухфазной смеси.

На рис.2.12 показаны некоторые результаты опытов. Как видно из рис.2.12 с увеличением массового газосодержания расход жидкости в пленках снижается, что связано с уменьшением количества жидкости в канале и увеличением скорости газокапельного ядра. При невысоких газосодержаниях расход жидкости в пленках на стержне (выпуклая поверхность) и трубе (вогнутая поверхность) практически одинаков, рис.2.12. С увеличением газосодержания расход жидкости в пленке, текущей по стержню, становится ниже расхода жидкости в пленке, текущей по вогнутой поверхности (внутренняя стенка трубы). Такой характер изменения расхода жидкости в пленках связан с различной кривизной поверхностей и, соответственно, с более высокой скоростью потока у выпуклой поверхности. Более высокая скорость потока у выпуклой поверхности приводит к большему уносу жидкости и, соответственно, более низкому расходу жидкости в пленке на выпуклой поверхности.

Обработка экспериментальных данных показала, что расходы жидкости в пленках в начале дисперсно - кольцевого режима течения распределяются следующим образом.

$$G_{\text{пл}}^{\text{вп}} / G_{\text{пл}}^{\text{вн}} = (P_{\text{вп}} / P_{\text{вн}})^{0.5} \quad (2.11)$$

$P_{\text{вп}}, P_{\text{вн}}$ - смоченные периметры выпуклой и вогнутой поверхности (стержень, труба), соответственно.

В [66] представлены экспериментальные результаты измерения расходов жидкости в пленках на вогнутой и выпуклой поверхностях.

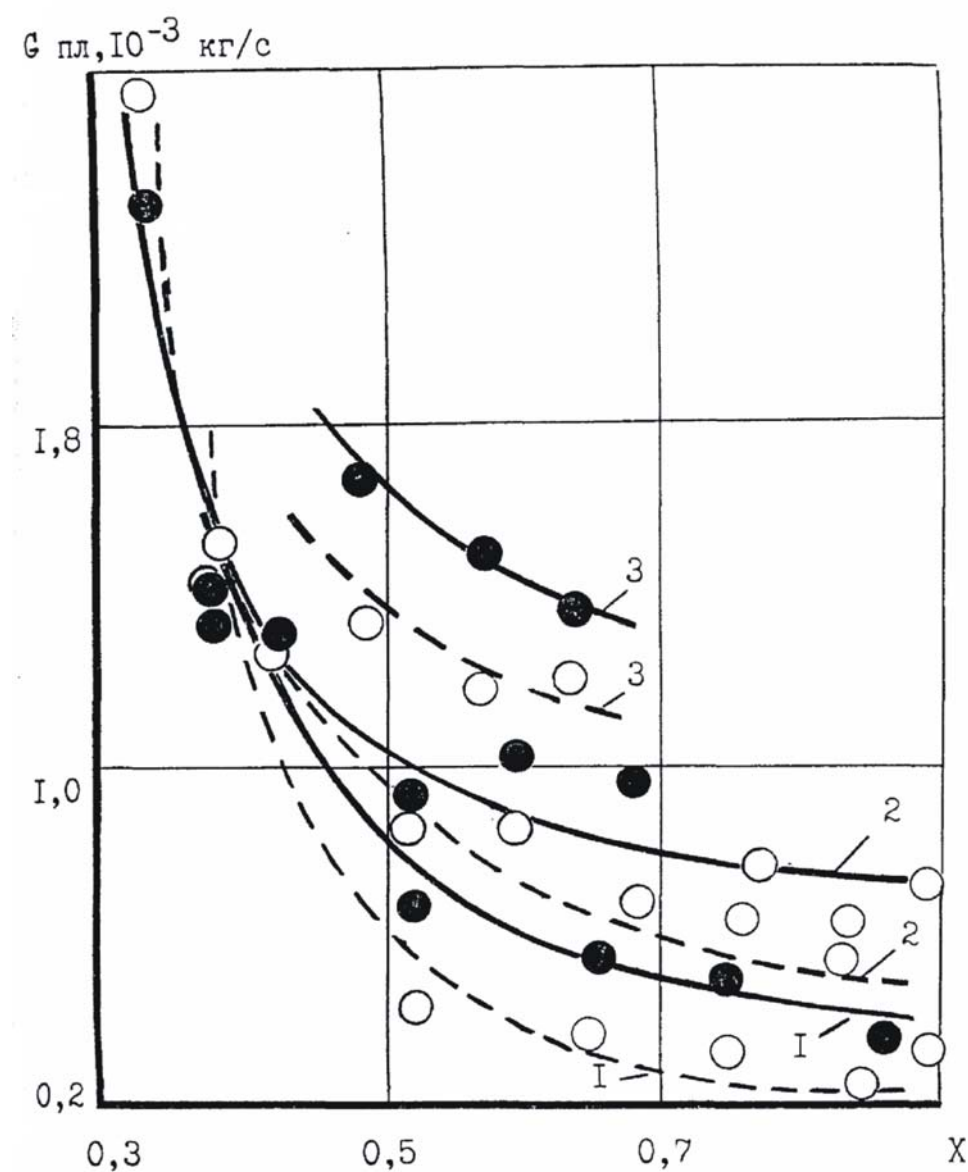


Рис. 2.12. Зависимость расхода жидкости в пленках от массового паросодержания (воздух-вода), $P = 0,2 \text{ МПа}$. 1- $\rho W - 145 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ 2. $\rho W - 177 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ 3. $\rho W - 250 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$

- вогнутая поверхность, $d_{\text{вн}} = 18 \text{ мм}$
- выпуклая поверхность, $d_{\text{вп}} = 13,5 \text{ мм}$

кольцевого канала. Опыты выполнены при гидродинамически равновесном течении паро-водяной смеси. Диапазон режимных параметров – давление $P=3-9$ МПа, массовая скорость $500, 2000$ кг/м²с, массовое паросодержание $X= 0,2-0,6$. Показано, что измеренные значения жидкости в пленке на вогнутой поверхности значительно выше таковых для выпуклой поверхности. В [55] выполнены измерения расходов жидкости в пленках на корпусе и стержнях 7-ми стержневого пучка. Внутренний диаметр корпуса 48 мм, стержни размещались по треугольной решетке с шагом 16 мм. Стержни имели наружный диаметр 13,5 мм, центральный стержень имел диаметр 15 мм. Фиксирование стержней (трубок) в поперечном направлении осуществлялось дистанционирующими решетками сотового типа, расстояние между решетками 0,66 м до сечений отборов смеси и 0,09 м после них. Расстояние от смесителя до сечений отбора составило 1,5 м.

Для определения расходов жидкости в пленках применялась методика отбора смеси. Опыты выполнены на водо-воздушной смеси в диапазоне режимных параметров: $P=0,3$ МПа, $G_1=55-2000$ кг/м²с, приведенная скорость воздуха $W_B = 16-60$ м/с.

На основе своих и экспериментальных данных приведенных в литературе по расходам жидкости в пленке в трубах [49, 61, 64] и кольцевых каналах [49, 54, 65] получены следующие зависимости для определения расходов жидкости в пленках на вогнутой и выпуклой поверхностях кольцевого канала

$$\begin{aligned} 1 - E &= 3.2 \cdot \Pi^{-0.2} && \text{при } \Pi \leq 7000 \\ 1 - E &= 1000 \cdot \Pi^{-0.85} && \text{при } \Pi > 7000 \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} G_{пл}^{вп} / G_1 &= 0.35 \cdot \Pi^{-0.1} && \text{при } \Pi \leq 5000 \\ G_{пл}^{вп} / G_1 &= 130 \cdot \Pi^{-0.7} && \text{при } \Pi > 5000 \end{aligned} \quad (2.13)$$

$E = G_{я} / G_1$ - доля жидкости в ядре потока;

$G_{\pi \text{ л}}^{\text{вп}} / G_1$ - доля жидкости в пленке на выпуклой поверхности внутренней трубки кольцевого канала;

G_1 - полный расход жидкости в канале;

$G_{\text{я}}$ - расход жидкости в ядре потока;

$$Pi = We \cdot (\mu_1 / \mu_g)^{0.3}; \quad We = \rho_{gc} \cdot V_1^2 \cdot l / \sigma$$

ρ_{gc} - гомогенная плотность газового ядра;

$$\rho_{gc} = \frac{G_g + G_{\text{я}}}{G_g / \rho_g + G_{\text{я}} / \rho_1}, \quad (2.14)$$

В качестве определяющего геометрического размера l выбрано соотношение

$$l = d_r (1 + \Pi_{\text{т}} / \Pi_{\text{г}}), \quad (2.15)$$

где $\Pi_{\text{т}}$ – смоченный периметр канала, $\Pi_{\text{г}}$ – суммарный периметр трубок, d_r – гидравлический диаметр канала.

Диабатные условия.

Известные результаты по кризису теплоотдачи в кольцевых каналах позволяют предположить, что развитие кризиса теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима течения связано с теми же массообменными процессами, что и в трубах. В частности, кризис теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима течения обусловлен истощением пленки жидкости в пристенной пленке на теплоотдающей поверхности. Последнее положение подтверждено непосредственными измерениями расхода жидкости в пристенной пленке, текущей по выпуклой теплоотдающей поверхности обогреваемого стержня [57]. Установлено также, что для кольцевых каналов, как и для труб, существует область резкого изменения зависимости $q_{\text{кр}}(x)$, трактуемая как кризис теплоотдачи второго рода [58].

Основываясь на этих фактах, предположим, что в кольцевых каналах в области дисперсно-кольцевого режима течения справедливы следующие положения, [59].

1. Существует некоторая область значений плотностей тепловых потоков, соответствующих $x_{кр} = \text{const}$, при которых результирующий массообмен между ядром потока и пристенной пленкой, текущей по обогреваемой поверхности, практически равен нулю.

2. В начале формирования дисперсно-кольцевого режима течения распределение жидкости между ядром потока и пристенной пленкой не зависит от плотности теплового потока.

3. Жидкость, текущая по необогреваемой поверхности на вогнутой поверхности и в ядре потока кольцевого канала, равноценны (с точки зрения массообмена с обогреваемой выпуклой поверхностью) такому же расходу жидкости в ядре потока.

4. Кривизна теплоотдающей поверхности слабо влияет на процессы массообмена.

Рассмотрим выпуклую теплоотдающую поверхность твэла и прилегающее к поверхности пространство, рис.2.1, (кольцевой канал с внутренним обогреваемым стержнем). Запишем уравнение баланса жидкости в пристенной пленке, текущей по выпуклой обогреваемой поверхности и вогнутой необогреваемой поверхности:

$$\frac{dG_{пл}^{вн}}{dz} = (m_{оп}^{вн} - m_{м}^{вн} - m_{к}^{вн} - \frac{q^{вн}}{r}) \cdot \pi \cdot d^{вн} \quad (2.16)$$

$$\frac{dG_{пл}^{вн}}{dz} = (m_{оп}^{вн} - m_{м}^{вн}) \cdot \pi \cdot d^{вн} \quad (2.17)$$

где $G_{пл}$ – расход жидкости в пристенной пленке; $m_{оп}$ – поток массы, обусловленный выпадением капель из ядра потока; $m_{м}$ – механическим взаимодействием парового ядра с пристенной пленкой, $m_{к}$ – уносом жидкости из пленки в результате кипения пленки, $вп$ – выпуклая поверхность кольцевого канала, $вн$ – вогнутая поверхность кольцевого канала, d – диаметр.

Обозначив результирующую составляющую массообмена между ядром потока и пристенной пленкой, текущей по выпуклой обогреваемой поверхности

$$J^{en} = m_{op}^{en} - m_m^{en} - m_k^{en} \quad (2.18)$$

запишем уравнение (2.16) в виде

$$\frac{1}{\pi \cdot d^{вп}} \cdot \frac{dG_{пл}^{вп}}{dz} = J^{вп} - \frac{q}{r} \quad (2.19)$$

Проинтегрировав его от начала возникновения дисперсно-кольцевого режима течения до рассматриваемого сечения, получим

$$G_{пл}^{вп} = G_{пл,з\hat{c}к}^{вп} - \int_{z\hat{c}к}^z \pi \cdot d^{вп} \cdot \frac{q}{r} \cdot dz + \int_{z\hat{c}к}^z \pi \cdot d^{вп} \cdot J^{вп} \cdot dz \quad (2.20)$$

Для решения этого уравнения необходимо знать поток $J_{вп}$, границу возникновения дисперсно-кольцевого режима $z_{дк}$ и расход жидкости в пленке на выпуклой поверхности в этом сечении $G_{пл,дк}^{вп}$.

Используя предположение об отсутствии массообмена между ядром потока и выпуклой обогреваемой поверхностью при кризисе теплоотдачи, происходящем при $x_{кр}=x_{гр}$ и условие $G_{пл}|_{x=x_{кр}}=0$ определим расход жидкости, текущей в пленке в начале формирования дисперсно-кольцевого режима течения. Из уравнения баланса при указанных условиях имеем

$$G_{пл,дк}^{en} = G \cdot (x_{зп}^{en} - x_{дк}) \quad (2.21)$$

Подставив (2.21) в уравнение (2.20) и приведя последнее к безразмерному виду, получим

$$\psi^{вп} = x_{гр}^{вп} - x_{дк} - \int_{x_{дк}}^x dx^{вп} - \int_{x_{дк}}^x \frac{dE^{вп}}{dx} \cdot dx^{вп}, \quad (2.22)$$

где $X_{гр}$ – граничное паросодержание, $дк$ – дисперсно –кольцевой, $пл$ – пленка, dE/dX – интенсивность результирующего массообмена между ядром и пристенной пленкой, X – паросодержание.

В первом приближении при решении уравнения для результирующего массообмена $dE^{вп}/dx$ используется выражение, полученное для вогнутой поверхности трубы или его эмпирическое выражение. В качестве определяющего геометрического размера используется гидравлический диаметр кольцевого канала. Граница начала дисперсно-кольцевого режима

определяется по зависимостям, предложенным в [22, 60]. Зависимость граничного паросодержания $x_{гр}^{вп}$ от режимных параметров для удобства выполнения расчетов аппроксимирована по данным работы [58] в виде:

$$x_{гр}^{вп} = 1 - E_{\partial к} \cdot \left(\frac{d^{вп}}{8}\right)^{0.15} \cdot \left(\frac{1.55}{W} + 0.63\right), \quad (2.23)$$

где $E_{\partial к}$ - доля жидкости в ядре потока в начале формирования дисперсно-кольцевого режима течения для труб.

Сравнение расчетных значений доли жидкости в пристенной пленке на выпуклой теплоотдающей поверхности с экспериментальными данными, полученными в [57], показано на рис.2.13. Опыты проведены при давлении $P=6.86$ МПа, массовая скорость 1195 кг/м²с. Диаметр выпуклой теплоотдающей поверхности $d_{вп}=17$ мм, диаметр вогнутой поверхности 26 мм. Тепловой поток на выпуклой теплоотдающей поверхности $0,85$ МВт/м². Как видно из рис.2.13 экспериментальные и расчетные значения доли жидкости в пленке достаточно близки.

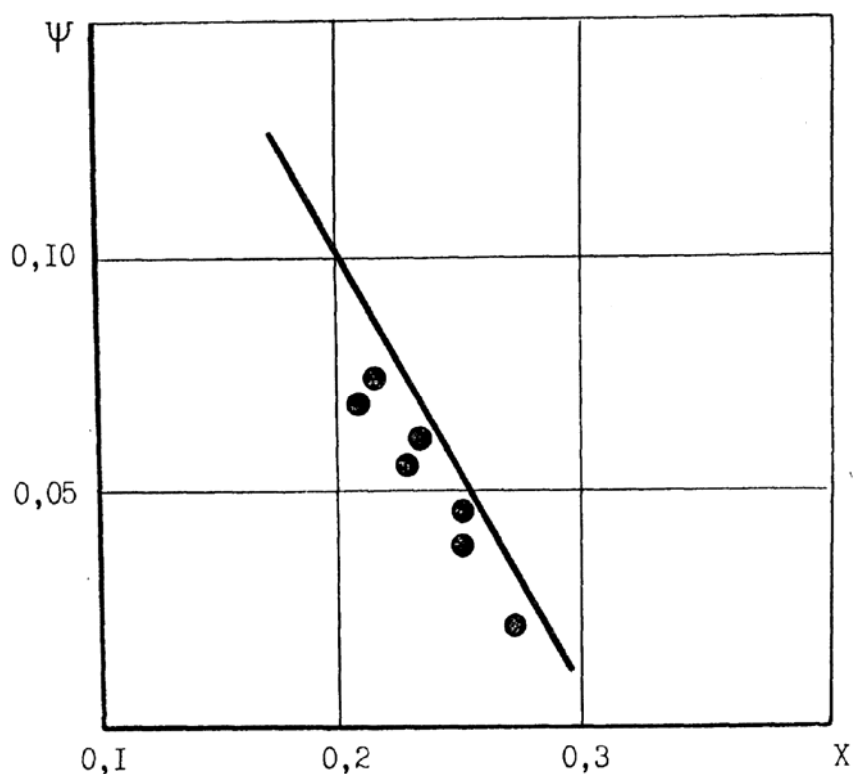


Рис.2.13. Зависимость доли жидкости в пленке, текущей по обогреваемому стержню кольцевого канала, от паросодержания, [57]. $P=6,86$ МПа, $\rho W=1195$ кг/(м²с), $d_{вп}=17$ мм, $L=3,5$ м, $d_r=9$ мм, $q_{вп}=0,85$ МВт/м², $q_{вн}=0$, — расчет

2.5. Методика определения расходов жидкости в пристенных пленках на теплоотдающих поверхностях твэла с неравномерным тепловыделением по длине.

Как показано выше (гл.1) существующие методики не позволяют определить КТП и место кризиса для твэла с неравномерным тепловыделением в том числе при наличии необогреваемых участков по длине теплоотдающей поверхности, что характерно для РУ с трубчатыми твэлами. Такие расчеты возможно выполнить на основе методик, позволяющих учесть структуру потока (пристенная пленка, ядро потока с каплями). Рассмотрим вначале наиболее простой случай – двухступенчатое тепловыделение по длине трубы, рис.2.14.

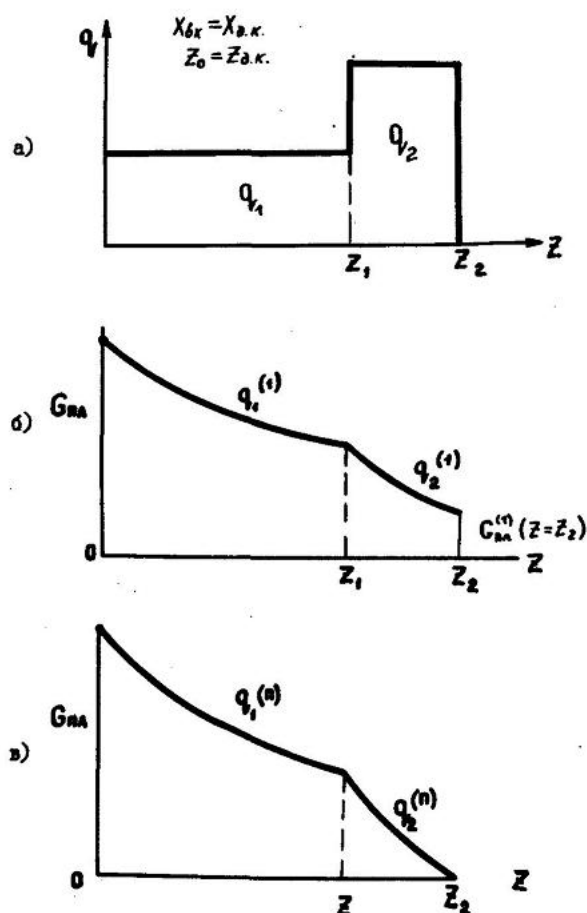


Рис.2.14. Схема определения расхода жидкости в пленке для канала с двухступенчатым тепловыделением по длине

Примем, что для канала с неравномерным тепловыделением по длине расход жидкости в пленке изменяется непрерывно по длине канала, а интенсивность суммарного массообмена $J = -q/rdE/dx$ такая же, как и для канала с равномерным тепловыделением по длине, т. е. зависит от массового паросодержания и теплового потока. Зададим на канале некоторую величину мощности N^1 . При этом тепловой поток на первой ступени окажется равным q_1^1 , на второй ступени – q_2^1 . Имея набор зависимостей $G_{пл}(z, q)$, рис.2.15 найдем расход жидкости в пленке в конце первой ступени $G_{пл}^1(z=z_1)$.

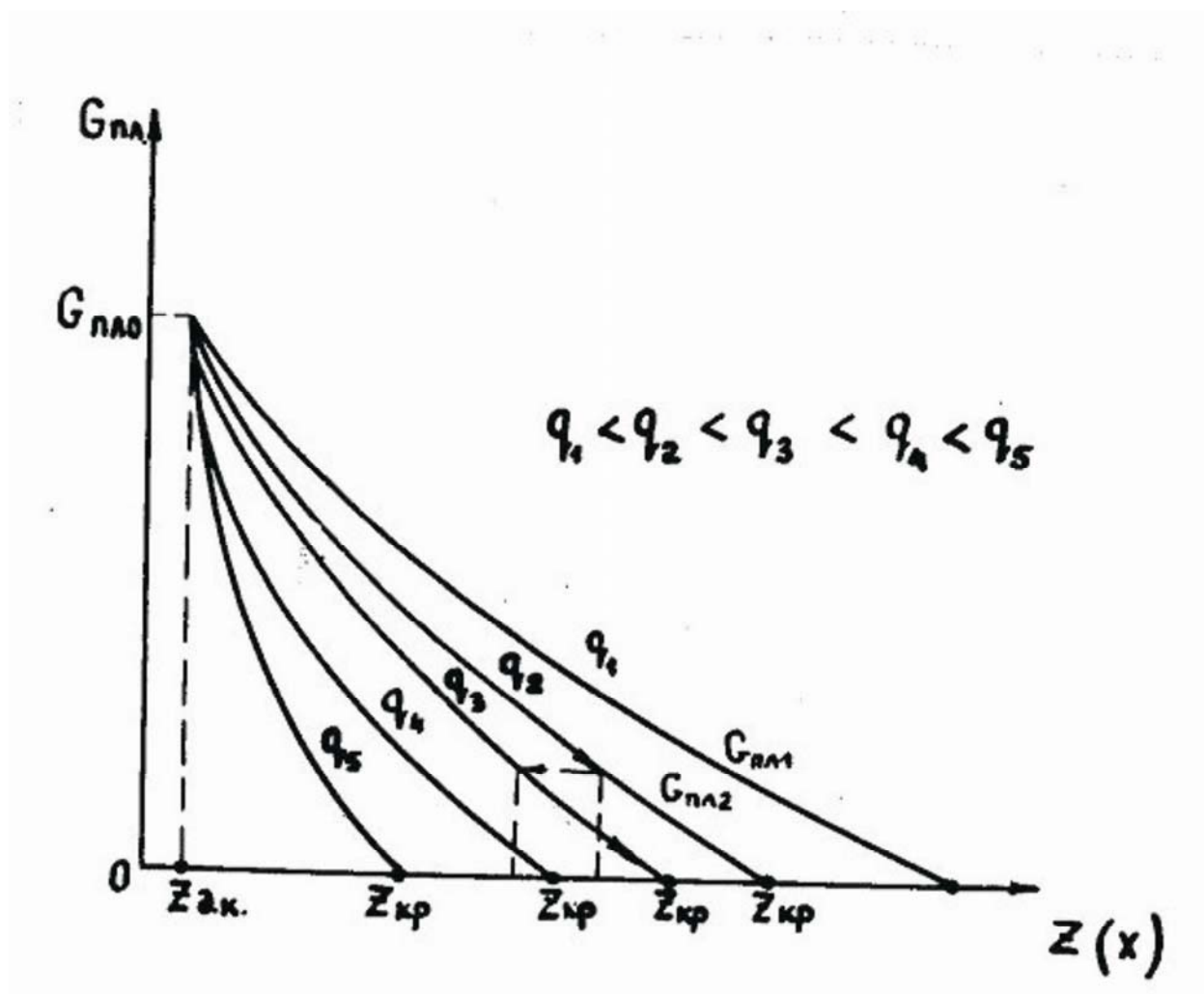


Рис.2.15. Качественная зависимость расхода жидкости в канале от длины (паросодержания) при различных уровнях теплового потока

Используя положение о непрерывности расхода жидкости в пленке по длине канала, получим, что расход $G_{пл}^1(z=z_1)$ при $q = q_1^1$ поступит на вход второй ступени. Далее, на второй ступени положим $J = f(x, q)$, т. е. характер

изменения расхода жидкости в пленке на второй ступени будет таким же, как и для канала с равномерным тепловыделением по длине с тепловым потоком q_2^1 . Условие $J = f(x, q)$ при переходе на вторую ступень является приближенным, поскольку при одинаковых расходах жидкости в пленке расходы жидкости в ядре различны вследствие различия паросодержаний x_1 , x_1^1 , рис. 2.16. В опытах по исследованию распределения жидкости в каналах с неравномерным тепловыделением показано, что интенсивность процессов

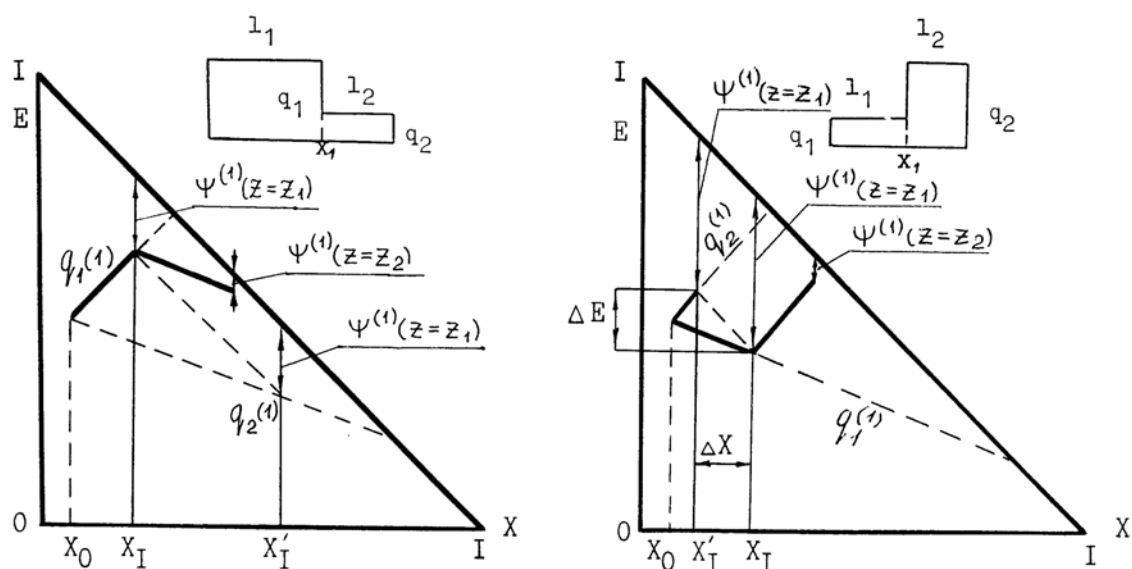


Рис.2.16. Качественная зависимость доли жидкости в ядре потока для канала с двухступенчатым тепловыделением по длине.

массообмена на участках канала с неравномерным тепловыделением с преобладающим уносом жидкости из пленки такая же, как при равномерном тепловыделении и, практически, не зависит от расхода жидкости в пристенной пленке или ядре на входе в этот участок.. Таким образом, переход от орошения к уносу, определяемому кипением жидкости в пленке, происходит безинерционно [23]. Интенсивность же процессов массообмена с преобладающим орошением, наблюдающихся в трубах с убывающим к выходу тепловым потоком выше, чем при равномерном тепловыделении.

При определенном сочетании режимных параметров и плотности теплового потока количество выпадающей жидкости из ядра потока превышает затраты на испарение и, как следствие, кризис теплоотдачи возникает в сечениях трубы, удаленных от выхода. Таким образом, при скачкообразном переходе от процессов преобладающего уноса к процессам преобладающего орошения (двухступенчатое тепловыделение, максимум теплового потока на входе трубы) массообмен между ядром потока и пристенной пленкой определяется не только плотностью теплового потока на второй ступени q_2 и относительным расходом жидкости в пленке на входе во вторую ступень ψ , но в значительной степени количеством жидкости в ядре потока. Как видно из рис.2.17 при переходе на вторую ступень распределение жидкости между ядром потока и пристенной пленкой не соответствует распределению жидкости при том же уровне теплового потока q_2 , но при равномерном тепловыделении по длине. С увеличением длины второй ступени и, соответственно, снижением на ней величины теплового потока, распределение жидкости между ядром потока и пристенной пленкой приближается к распределению, соответствующему распределению жидкости при том же значении теплового потока, но равномерном тепловыделении по длине, рис.2.17. Более высокое значение потока жидкости из ядра на пристенную пленку в каналах с убывающим к выходу тепловым потоком объясняется различием расходов жидкости в ядре E и паросодержаний x'_1 при одинаковых расходах жидкости в пленке, но различных величинах теплового потока, рис.2.16. Паросодержание x'_1 рис.2.16 определяется из условия равенства расходов жидкости в пленке на выходе из первой ступени при тепловых потоках q_1 и q_2 и равномерном тепловыделении по длине, т. е.

$\Psi_{q=q(i)} = \Psi_{q=q(i+1)}$, где $q(i)$ и $q(i+1)$ – тепловые потоки на i -й и $i+1$ –ой ступеньках (двухступенчатое тепловыделение), рис.2.16.

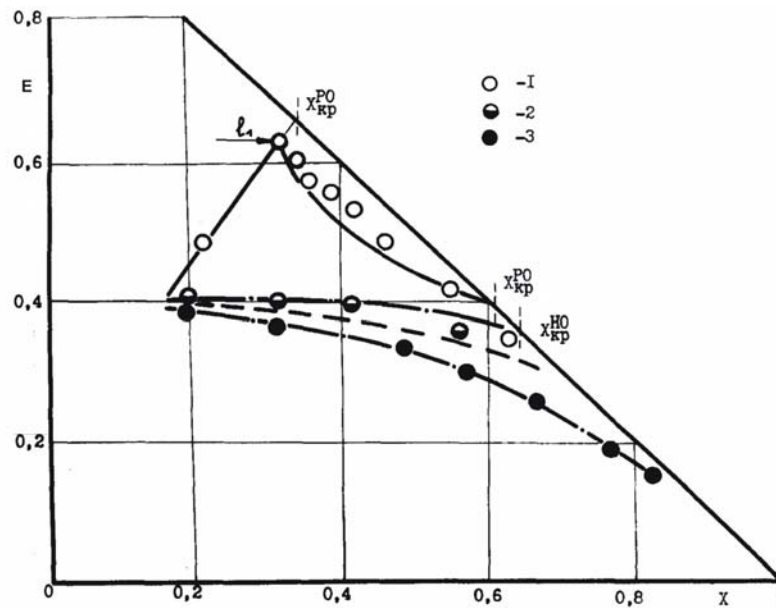


Рис.2.17 Зависимость доли жидкости в ядре потока от массового паросодержания. (хладон, $P = 1,06$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/(м²с) . Двухступенчатое тепловыделение максимум тепловыделения на входе 1 - $q_1 = 0,18$ МВт/м², $q_2 = 0,056$ МВт/м², 2 - равномерное тепловыделение - $q = 0,056$ МВт/м², 3 - $q = 0$, - расчет.

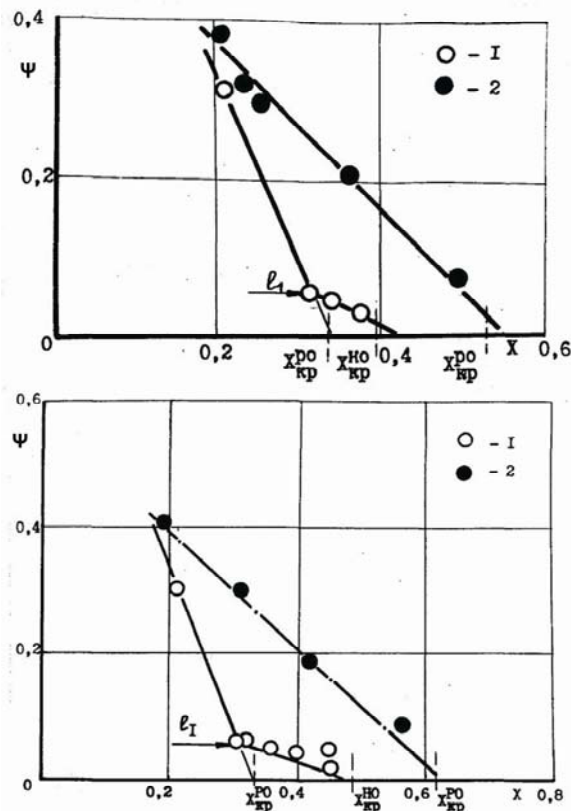


Рис. 2.18. Зависимость доли жидкости в пленке от массового паросодержания. (хладон, $P = 1,06$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/(м²с) . Двухступенчатое тепловыделение максимум тепловыделения на входе в трубу.

а) 1 - $q_1 = 0,18$ МВт/м², $q_2 = 0,107$ МВт/м², $l_2 = 0,2$ м, 2 - равномерное тепловыделение - $q = 0,107$ МВт/м², - расчет.
 б) 1 - $q_1 = 0,18$ МВт/м², $q_2 = 0,056$ МВт/м², $l_2 = 0,8$ м, 2 - равномерное тепловыделение - $q = 0,056$ МВт/м², 3 - $q = 0$, - расчет.

Следовательно, при расчете расхода жидкости в пристенной пленке в канале с неравномерным тепловыделением по длине необходимо учитывать дополнительное выпадение капель на пристенную пленку, обусловленное различием расходов жидкости в ядре E и паросодержаний x'_1 (при одинаковых расходах жидкости в пленке). Дополнительное выпадение ΔJ прекращается при

$$\Delta E = E - E' \rightarrow 0, \Delta X = x - x' \rightarrow 0 \quad (2.25)$$

где ΔJ – дополнительное количество жидкости, выпадающей на единицу поверхности в единицу времени – $\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$

E' – относительная доля жидкости в ядре потока при паросодержании x' и тепловом потоке q_2 .

Обработка опытных данных по кризису теплоотдачи в каналах с неравномерным тепловыделением с учетом качественных особенностей распределения жидкости позволила получить зависимость для определения дополнительной составляющей орошения, обусловленной переходом на более низкий тепловой поток

$$\Delta J = 0.124 \cdot (C - C') \cdot \left(\frac{\sigma}{\sqrt{\mu' \mu'' V''}} \right)^{1.5} \cdot (\rho' / \rho'')^{0.2} \quad (2.26)$$

Здесь C и C' – безразмерные концентрации жидкости в ядре потока при паросодержаниях $x=x$ и $x=x'$, полученные соответственно при условии, что толщина пристенной пленки равна нулю, а скольжение капель относительно пара отсутствует, V'' – скорость пара.

$$C = (1-x) \rho'' / (\rho'' (1-x) + \rho' x) \quad (2.27)$$

Уравнение баланса жидкости в пленке с учетом дополнительного орошения запишется в виде

$$\psi = 1 - \psi_{\partial k} - \int_{x_{\partial k}}^x \left(\frac{dE}{dx} - \frac{\Delta J \cdot r}{1000 \cdot q} \right) \cdot dx - \int_{x_{\partial k}}^x dx \quad (2.28)$$

Для проверки полученных зависимостей использованы экспериментальные данные по расходам жидкости в пленке, полученные на трубах с неравномерным тепловыделением. Данные такого рода ограничены. Последнее обусловлено сложностью проведения измерений с помощью камеры отбора, установленной на выходе канала с неравномерным тепловыделением. Известны данные по расходам жидкости в пристенной пленке полученные на трубах с «адиабатическим» участком и двухступенчатым тепловыделением, [23,31,32]. Сравнение экспериментальных данных по расходам жидкости в ядре и пленке с расчетом по зависимости (2.28) показало удовлетворительное совпадение, рис. 2.17, 2.18.

Заключение к главе 2.

1. Выполнен анализ известных методик для определения распределения жидкости между ядром потока и пристенной пленкой в каналах в области дисперсно-кольцевого режима течения. Показано, что в настоящее время методики, на основе которых возможно определение условий наступления кризиса теплоотдачи при различных граничных условиях (неравномерное тепловыделение, необогреваемые участки на теплоотдающей поверхности) отсутствуют.

2. Для разработки методики расчета распределения жидкости на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом предложено использовать метод, в котором, вместо отдельных составляющих массообмена в уравнении баланса жидкости в пристенной пленке, используется интенсивность суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой. Метод базируется на установленной экспериментально однозначной связи интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно - кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-

кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса теплоотдачи. Приведено описание экспериментальных результатов, на основе которых установлена однозначная связь интенсивности суммарного массообмена и кризиса теплоотдачи.

3. Выполнена оценка влияния погрешности выбора граничных условий $X_{\text{дк}}$ и $E_{\text{дк}}$ на точность определения расхода жидкости в пленке и кризиса теплоотдачи. Показано, что в достаточно широких пределах варьирование граничных условий слабо влияет на определение $G_{\text{пл}}$ и $X_{\text{кр}}$.

4. Выполнен расчет и проведено сравнение экспериментальных данных по расходам жидкости в пленке ψ и ядре E . Показано, что методика позволяет определить ψ и E как при условии подачи жидкости недогретой до температуры насыщения, так и при подаче на вход пароводяной смеси.

5. Выполнена обработка известных экспериментальных данных по расходам жидкости в пристенной пленке при течении гидродинамически равновесной двухфазной смеси. Получена зависимость, позволяющая определить расходы жидкости в пристенной пленке для следующего диапазона $P = 0.5 \div 15.0$ МПа, $\rho W = 250 \div 4000$ кг/м² с, $d = 8 \div 16$ мм.

6. Выполнен анализ известных зависимостей для определения расхода жидкости в пристенной пленке для выпуклой теплоотдающей поверхности при течении гидродинамически равновесной двухфазной смеси. Представлены зависимости, на основе которых возможно выполнение расчета ψ на выпуклой поверхности при адиабатных условиях.

7. Записано уравнение баланса жидкости в пристенной пленке применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности. Определена связь интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно-кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности. Выполнен расчет и проведено сравнение

экспериментальных данных по расходам жидкости в пленке ψ и ядре E на выпуклой теплоотдающей поверхности. Показано удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений ψ и E.

8. Выполнен расчет и проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений расходов жидкости в пристенной пленке при неравномерном тепловыделении. Показано удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений ψ как при возрастающем, так и убывающем тепловыделении по длине теплоотдающей поверхности.

Глава 3. Методика определения кризиса теплоотдачи для твэла с двухсторонним теплосъемом

Введение

Как указывалось выше (глава 1) известные методики не позволяют определить КТП и место кризиса при наличии необогреваемых участков по длине твэла, что характерно для РУ с трубчатыми твэлами. Такие расчеты возможно выполнить на основе методик, позволяющих учесть структуру потока (пристенная пленка, ядро потока с каплями). Для корректного определения температурных полей на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом необходимы методики, позволяющие определить структуру потока в пристенных областях и массообмен между выпуклыми теплоотдающими поверхностями и межтвэльным пространством и ядром потока и вогнутой теплоотдающей поверхностью соответственно. На рис.3.1 показан качественный характер зависимости КТП от паросодержания $q_{кр}=f(x)$ при фиксированных геометрических и режимных параметрах, область 1, рис.3.1,

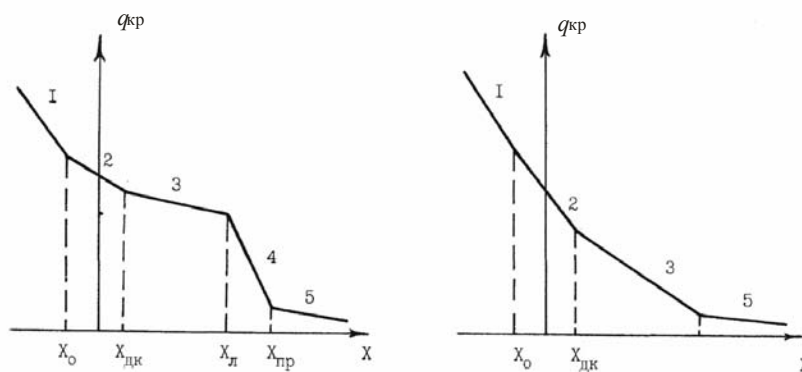


Рис.3.1. Качественная зависимость критического теплового потока от массового паросодержания. а) - для давления $P < 14$ МПа, б) - для давления $P > 14$ МПа

соответствует кризису теплоотдачи при пузырьковом режиме. Для пузырькового режима течения характерно наличие пристенного двухфазного

слоя и недогретого до температуры насыщения ядра потока, в котором присутствуют отдельные пузырьки пара или паровые агломераты. Кризис теплоотдачи в этой области имеет место при довольно высоких плотностях теплового потока. Низкие коэффициенты теплоотдачи в закризисной области и высокий уровень тепловых потоков приводит к резкому росту температуры стенки при наступлении кризиса и выходу канала из строя (повышение температуры достигает $1000\div 1500^{\circ}\text{C}$), если уровень теплового потока не снижается. Кризис теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима соответствует области 3-5. Область 3-5 простирается от паросодержания, соответствующего началу дисперсно-кольцевого режима до паросодержаний, именуемых “граничными”, понятие о которых было введено В.Е. Дорошуксом [17]. В этой области при $P < 1.5$ МПа кризис теплообмена возникает при наличии расхода жидкости в пленке (доля жидкости в пленке составляет $25\div 30$ % от общего расхода через канал [65]. Визуальные наблюдения, анализ структурных характеристик позволили прийти к выводу, что механизм кризиса связан с испарением пленки жидкости в промежутке между волнами. При давлении $P > 1.5$ МПа в сечении трубы, где происходит кризис теплоотдачи, расход жидкости в пленке практически равен нулю, рис.3.2в. В области 3, рис.3.2в, преобладающим процессом массообмена между ядром потока и пленкой является унос жидкости, интенсивность которого пропорциональна плотности теплового потока. Унос жидкости из пристенной пленки приводит к полному истощению пленки и наступлению кризиса теплоотдачи.

В области 4, рис.3.2., кризис теплоотдачи также обусловлен полным истощением пленки, критическое паросодержание относительно слабо зависит от плотности теплового потока. Для давлений $P < 1.5$ МПа это связано с совпадением распределения жидкости между ядром потока и пленкой для различных плотностей теплового потока при формировании

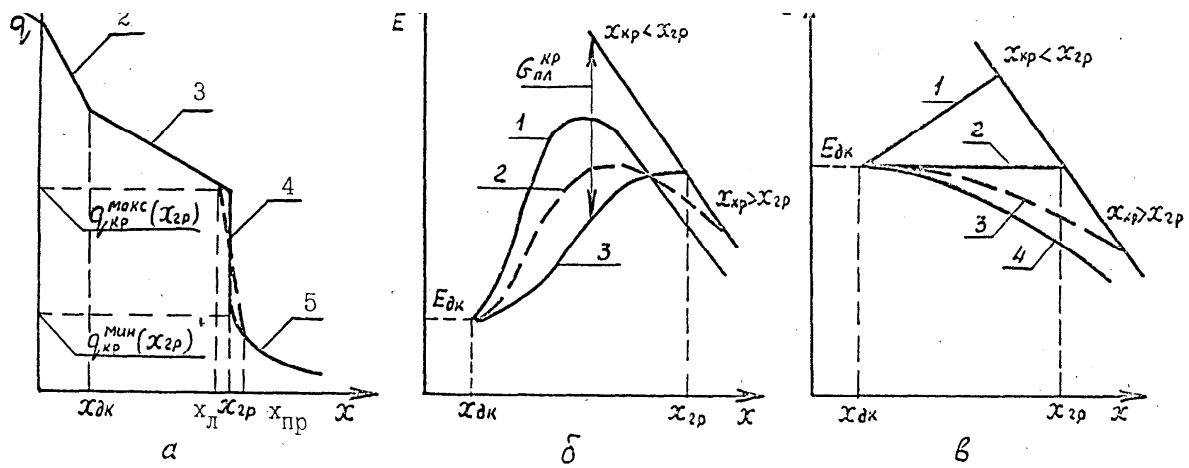


Рис.3.2. Качественный характер зависимости критического теплового потока и Распределения жидкости от паросодержания:

а) – теплового потока; б) – распределения жидкости при низких давлениях:

1 – $q = 0$; 2 – $q < q_{кр}^{мин}(x_{гр})$; 3 – $q > q_{кр}^{мин}(x_{гр})$;

а) - распределения жидкости при высоких давлениях:

1 – $q > q_{кр}^{макс}(x_{гр})$; 2 – $q_{кр}^{мин}(x_{гр}) < q < q_{кр}^{макс}(x_{гр})$;

3 – $q < q_{кр}^{мин}(x_{гр})$; 4 – $q = 0$

дисперсно-кольцевого режима течения; с пропорциональностью уноса жидкости из пленки величине теплового потока; с отсутствием результирующего массообмена в предкризисных сечениях (после пересечения с кривой гидродинамического равновесия) [69]. Для давлений $P > 1.5$ МПа это явление связано с совпадением распределений жидкости при формировании дисперсно-кольцевого режима и с отсутствием массообмена при $q_{кр}(x_{пр}) < q < q_{кр}(x_{л})$, рис.3.2в. С ростом давления и массовой скорости при $\rho W > 2500$ кг/м²с, $P > 1.5$ МПа, область 4 вырождается и зависимость $q_{кр}=f(x)$ имеет следующий вид, рис.3.1б. В этом случае, преобладающим процессом является орошение стенки каплями из ядра потока.

Таким образом, в области дисперсно-кольцевого режима течения кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки ($P > 1,5$ МПа). Для определения теплового потока, при котором пленка полностью истощается, может быть использована методика для расчета жидкости в пленке на выпуклой и вогнутой теплоотдающих, описанная выше (глава 2). В области паросодержаний меньших тех, при которых возникает дисперсно-кольцевой режим течения необходимо использовать другие подходы.

3. 1. Кризис теплоотдачи в области недогретой жидкости и пузырькового кипения.

3.1.1. Вогнутая теплоотдающая поверхность

В области 1, рис.1.1., критический тепловой поток может быть определен по следующей зависимости, [23];

$$q_{кр} = A_1 \cdot q_o \cdot (Re'/1000)^{n_1} \cdot (\rho' / \rho)^{n_2} \cdot (1 - x)^{n_3} \quad (3.1)$$

В зависимости от давления значения показателей степеней и постоянной A различны, что указывает на различную степень влияния ядра потока на пристенный двухфазный слой.

Таблица 3.1

A_1	n_1	n_2	n_3	A_2	n_4	n_5	A_3	n_6	n_7	n_8
1.0 < P < 6.0 МПа										
0.0350	0.118	0.360	1.80	0.0280	-0.176	0.480	0.01500	0.70	-0.50	-0.70
6.0 < P < 15.0 МПа										
0.0165	0.260	0.365	2.07	0.0127	-0.205	0.739	0.00287	0.709	-0.418	-1.26
15.0 < P < 20.0 МПа										
0.0060	0.560	0.100	1.10				0.00250	0.770	-0.36	-1.26

С повышением паросодержания происходит накопление паровой фазы в ядре потока и, соответственно, вытеснение жидкой фазы из ядра в пристенную область. Разделение фаз наступает при равенстве объемного содержания фаз - образуется кольцевой режим течения. В кольцевом режиме жидкость движется по стенке в виде пленки, а пар образует ядро потока. Кольцевой режим существует лишь при сравнительно низких скоростях потока ($\rho W < 500$ кг/м²с). С повышением скорости потока происходит унос влаги с поверхности пленки за счет гидродинамического взаимодействия парового

ядра с пленкой. В этом случае в паровом ядре присутствует диспергированная влага – образуется дисперсно-кольцевой режим течения.

Между зоной развитого пузырькового кипения (область 1) и областью дисперсно-кольцевого режима течения (зоны 3÷5) имеется переходная зона 2 (снарядный режим течения). В этой зоне отмечается большой разброс значений КТП, зависимость КТП от массовой скорости меняет знак. В зоне 2 описание данных сводится к линейной интерполяции. Левая граница зоны может быть определена по зависимости

$$X_0 = 1,5\rho''/(\rho' + \rho'') \quad (3.2)$$

Правая граница переходной зоны, т.е. начало дисперсно-кольцевого режима определяется по зависимости из [60].

$$x_{\partial} = A\{\rho' / (\rho W^2 \cdot d)\}^{0.25} \cdot (\rho'' / \rho)^{0.33} \quad (3.3)$$

где $A=2.7$

Для корректного сопряжения областей границы выбираются из условия:

$q_{хкр} = x_0 \geq q_{хпр=хдк}$. В этом случае x_0 и $x_{дк}$, определенные по зависимостям (3.2 и 3.3), служат в качестве первого приближения.

3.1.2. Выпуклая теплоотдающая поверхность

При расчете кризиса теплоотдачи на выпуклой теплоотдающей поверхности предполагается, что, также как и на вогнутой теплоотдающей поверхности (труба), возникновение и развитие кризиса теплоотдачи определяется структурой двухфазного слоя у обогреваемой поверхности. Структура двухфазного пристенного слоя определяет механизм возникновения кризиса теплоотдачи и, в свою очередь, связана с режимом течения двухфазной смеси. Как показано выше, характер зависимости $q_{кр}=f(x)$ для выпуклой поверхности (кольцевые каналы) такой же как и для труб, что указывает на идентичность тепломасообменных процессов и механизма кризиса теплоотдачи. Количественное же отличие связано с наличием дополнительных необогреваемых (обогреваемых) поверхностей,

которые непосредственно, либо через характеристики ядра потока влияют на структуру двухфазного пристенного слоя на рассматриваемой теплоотдающей поверхности и соответственно на возникновение и развитие кризиса. Предложено[59] в области недогретой жидкости и пузырькового кипения для описания кризиса теплоотдачи использовать зависимости полученные для труб. Количественные отличия КТП на вогнутой теплоотдающей поверхности (трубы) и выпуклой теплоотдающей поверхности (кольцевые каналы) учитываются с помощью поправочных функций.

Поправочные функции имеют следующий вид:

$$Fl = 1.1 \cdot FX \cdot f(d_T) \cdot (1.710^{-8} \rho W^2 - 1.8310^{-5} \rho W + 1) \cdot FL \cdot FP$$

$$f(d_T) = -3.7 \cdot 10^4 \cdot d_T^3 + 2.63 \cdot 10^3 \cdot d_T^2 - 58.47 d_T + 1.353 \quad (3.4)$$

d_T – тепловой диаметр

$FP = 1$ при $P < 6.86$ МПа

$$FP = (P/6.86)^{0.27} \text{ при } P > 6.86 \text{ МПа} \quad (3.5)$$

Поскольку зависимости для определения КТП в трубах получены на основе данных в условиях стабилизированного течения, т.е. на трубах длиной больше 0.5 м, для определения КТП в кольцевых каналах введена поправка на длину

$$KL = 1 + \exp(-z/l_p) \quad (3.6)$$

z – длина до места возникновения кризиса, для равномерно-обогреваемых каналов $z = l_0$; l_p – длина релаксации.

Для определения l_p в области пузырькового режима используется зависимость вида:

$$l_p = 0.2/\sqrt{P} \quad (3.7)$$

Анализ данных, полученных на кольцевых каналах с малым размером щели $d_T = 2 \cdot 10^{-3}$ м показал, что в области пузырькового режима наблюдается снижение значений КТП по сравнению с ожидаемыми (определенные с учетом поправочных зависимостей). По-видимому, снижение КТП связано с

взаимовлиянием поверхностей при достижении некоторого “предельного” размера щели. Действительно, с уменьшением размера кольцевой щели до некоторой предельной величины возможно достижение такого размера, который соизмерим с характерным размером пузырьков, генерируемых на теплоотдающей поверхности. Отрывной размер пузыря можно оценить по формуле [24].

$$\delta = (\sigma / g(\rho' - \rho''))^{0.5} \quad (3.8)$$

Для наших режимных параметров размер пузырьков составляет $1.59 \cdot 10^{-3} \div 0.98 \cdot 10^{-3}$ м, что соизмеримо с размером щели. С повышением скорости отрывные диаметры пузырьков уменьшаются и, соответственно, снижается “предельный” размер щели. Для учета взаимовлияния поверхностей при малых размерах щели вводится поправочная функция,

$$F_x = -(x - 0.2)^2 + 0.9 \quad (3.9)$$

которая используется при определении КТП в области пузырькового режима при $d_r \leq 2 \cdot 10^{-3}$ м.

3.2. Кризис теплоотдачи в области дисперсно – кольцевого режима

3.2.1. Вогнутая теплоотдающая поверхность

Выше (глава 2) получено уравнение баланса жидкости в пленке с учетом дополнительного орошения

$$\psi = 1 - \psi_{\partial k} - \int_{x_{\partial k}}^x \left(\frac{dE}{dx} - \frac{\Delta J \cdot r}{1000 \cdot q} \right) \cdot dx - \int_{x_{\partial k}}^x dx \quad (3.10)$$

На основе этого уравнения возможно определение доли жидкости в пристенной пленке в каналах с равномерным и неравномерным тепловыделением, в том числе и при отсутствии тепловыделения на каком – либо участке тепловыделяющей стенки. Известно, что условием возникновения кризиса теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима является полное истощение пристенной пленки. В связи с этим, уравнение (3.10) может быть использовано для определения условий наступления

кризиса теплоотдачи на теплоотдающих поверхностях ТВЭЛ с двухсторонним теплосъемом. Решив уравнение (3.10) при условии $\psi=0$ получим условие наступления кризиса при заданных режимных параметрах и плотности теплового потока на теплоотдающей стенке. Для удобства выполнения расчетов получены аппроксимирующие выражения для интенсивности суммарного массообмена dE/dx и для доли жидкости в ядре потока в начале формирования дисперсно-кольцевого режима в широком диапазоне режимных параметров.

$$dE/dx = a_d/a_x (a_1q - a_2q^2 + a_3q^3) \exp[0,26(1,8 - p_0) - 0,16W] - E_{д.к.} \exp[-Fq(1 - 0,3wX)] \quad (3.11)$$

$$\text{где } a_1 = 0,132 p_0 - 0,257 p_0^2 + 0,275 p_0^3 + 0,5 \quad (3.12)$$

$$a_2 = 0,435 p_0 - 2 p_0^2 + 3,32 p_0^3 + 0,35; \quad (3.13)$$

$$a_3 = 0,105 p_0 + 0,128 p_0^2 - 0,093 p_0^3 + 0,477 p_0^4. \quad (3.14)$$

$$a_x = \{0,3 \arctg[10000(x - 1 + E_{д.к.})] [\arctg(10000(p_0 - 1,4))] \} / [(1/F - 0,9)^2 + 1], \quad (3.15)$$

$$a_d = (8/d)^{-2,3} \quad (3.16)$$

$$W = \rho W / 1000, \quad P_0 = P / 100. \quad (3.17)$$

граница начала дисперсно-кольцевого режима течения определялась по зависимости (3.2). Зависимость граничного паросодержания и доля жидкости в ядре в начале дисперсно-кольцевого режима выражена следующими зависимостями.

$$E_{д.к.} = (b_1w + b_2w^2 + b_3w^3 + b_4w^4) \exp\{[(0,045(F - 0,8)^2) / (p_0 + 0,3)] (d/8 - 1)\} \quad (3.18)$$

$$F = 6,573w - 4,5075w^2 + 1,055w^3 - 0,0825 b_3w^4 \quad (3.19)$$

$$X_{гр} = 1 - E_{д.к.}(d/8)^{0,15} (1,55/w + 0,63) \quad (3.20)$$

Коэффициенты b_1 b_2 b_3 b_4 представлены в табл.3.2

Таблица 3.2

p_0	b_1	b_2	B_3	B_4
0,5	02797	-0,01	-0,009667	0,001
0,7	0,2486	0,04268	-0,02366	0,002333
0,8	0,3207	0,003244	-0,01566	0.00175
1	0,623	-0,2031	0,032	-0,001916
1,2	0,801	-0,3449	0,06902	-0,005086
1,3	0,9511	-0,4324	0,08783	-0,006583
1,4	1,0243	-0,5166	0,1107	-0,008418
1,5	1,1241	-0,632	0,1508	-0.01292
1,6	1,019	-0,5695	0,131	-0.0105
1,8	1,1343	-0,6674	0,1556	-0,01258
2,0	1,064	-0,5908	0,1262	-0,6094

3.2.2 Выпуклая теплоотдающая поверхность

Уравнение для определения расхода жидкости в пристенной пленке на выпуклой поверхности твэла записывается аналогично уравнению для определения пленки на вогнутой поверхности.

$$\psi^{en} = x_{gp}^{en} - x_{dk} - \int_{x_{dk}}^x dx^{en} - \int_{x_{dk}}^x \left(\frac{dE^{en}}{dx} - \frac{\Delta J r}{1000q} \right) dx^{en}, \quad (3.21)$$

где $X_{гр}$ – граничное паросодержание, dk – дисперсно –кольцевой, $пл$ – пленка, dE/dX – интенсивность результирующего массообмена между ядром и пристенной пленкой, X – паросодержание.

В первом приближении при решении уравнения для результирующего массообмена $dE^{вп}/dx$ используется выражение, полученное для вогнутой поверхности трубы или его эмпирическое выражение. В качестве определяющего геометрического размера используется гидравлический диаметр кольцевого канала. Зависимость граничного паросодержания $x_{гр}^{вп}$ от режимных параметров аппроксимирована по данным работы [58] в виде:

$$x_{\text{гр}}^{\text{вп}} = 1 - E_{\partial\kappa} \cdot \left(\frac{d^{\text{вп}}}{8}\right)^{0.15} \cdot \left(\frac{1.55}{W} + 0.63\right), \quad (3.22)$$

где $E_{\partial\kappa}$ - доля жидкости в ядре потока в начале формирования дисперсно – кольцевого режима течения для труб.

Расчет критических тепловых потоков и места возникновения кризиса на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом проводится следующим образом. Задаются исходные данные для расчета: режимные и геометрические параметры твэла. Определяются расходы воды в межтвэльном пространстве (кольцевая щель) и внутритвэльном пространстве (внутренняя полость трубы). Определяются температурные режимы и профиль теплового потока на выпуклой и вогнутой поверхностях твэла. В области недогретой жидкости и пузырькового кипения расчет КТП проводится по зависимостям 3.1 (вогнутая поверхность по зависимостям 3.1 и 3.4). При достижении дисперсно-кольцевого режима расчет КТП проводится на основе уравнений 3.10 (вогнутая поверхность) и 3.21 (выпуклая поверхность. За кризис теплоотдачи принимается то сечение канала, где расход в пристенной пленке равен нулю $\psi = 0$. Поскольку тепловой поток и массовое паросодержание сложным образом входят в уравнения для расчета расхода жидкости в пленке, то его решение проводится методом последовательных приближений.

На рис.3.3 – 3.10 приведены примеры расчета КТП как в области дисперсно – кольцевого режима, так и в области недогретой жидкости и пузырькового кипения. На рис.3.3 – 3.6 представлено сравнение расчетных значений КТП в области дисперсно – кольцевого с экспериментальными значениями, полученными на трубах различных диаметров. Расчет выполнен на основе решения уравнения баланса жидкости в пристенной пленке (3.1). Как видно, во всей области дисперсно – кольцевого режима расчетные и экспериментальные значения КТП вполне удовлетворительно совпадают ($\pm 10\%$). На рис.3.7–3.8) показано сравнение расчетных значений КТП и данных из банка ФЭИ [74] в области недогретой жидкости и пузырькового кипения.

Средне квадратичное отклонение по всему банку данных в этой области не хуже 16% [23]. Методика описывает данные полученные на трубах внутренним диаметром 4 – 20 мм. На рис.3.9 – 3.10 представлено сравнение расчетных и экспериментальных значений КТП полученное на кольцевых

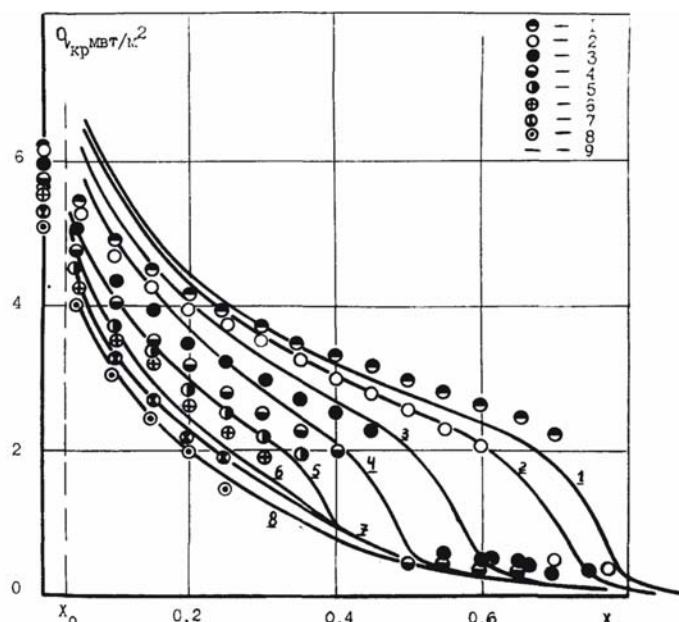


Рис.3.3. Сравнение базисных данных по кризису теплоотдачи из [73] с расчетом. Вода, труба, $P = 6,86$ МПа. 1 - $\rho W = 750$ кг/м²с; 2 - $\rho W = 1000$ кг/м²с; 3 - $\rho W = 1500$ кг/м²с; 4 - $\rho W = 2000$ кг/м²с; 5 - $\rho W = 2500$ кг/м²с; 6 - $\rho W = 3000$ кг/м²с; 7 - $\rho W = 4000$ кг/м²с; 8 - $\rho W = 5000$ кг/м²с; 9 – расчет; X_0 – начало дисперсно-кольцевого режима

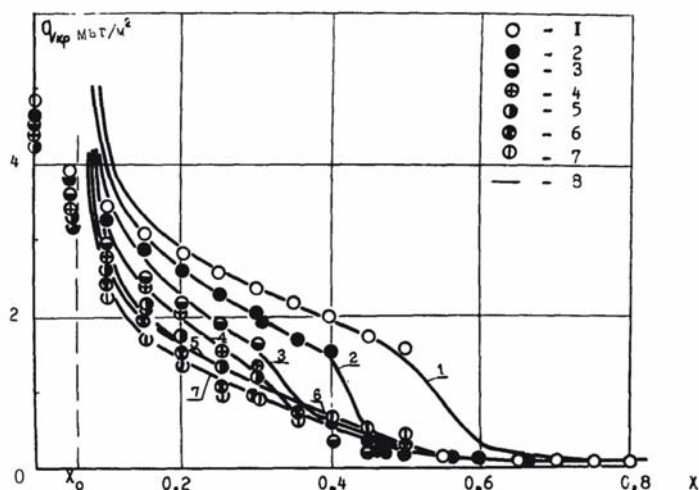


Рис.3.4. Сравнение базисных данных по кризису теплоотдачи из [73] с расчетом. Вода, труба, $P = 9,8$ МПа. 1 - $\rho W = 1000$ кг/м²с; 2 - $\rho W = 1500$ кг/м²с; 3 - $\rho W = 2000$ кг/м²с; 4 - $\rho W = 2500$ кг/м²с; 5 - $\rho W = 3000$ кг/м²с; 6 - $\rho W = 4000$ кг/м²с; 7 - $\rho W = 5000$ кг/м²с; 8 – расчет; X_0 – начало дисперсно-кольцевого режима

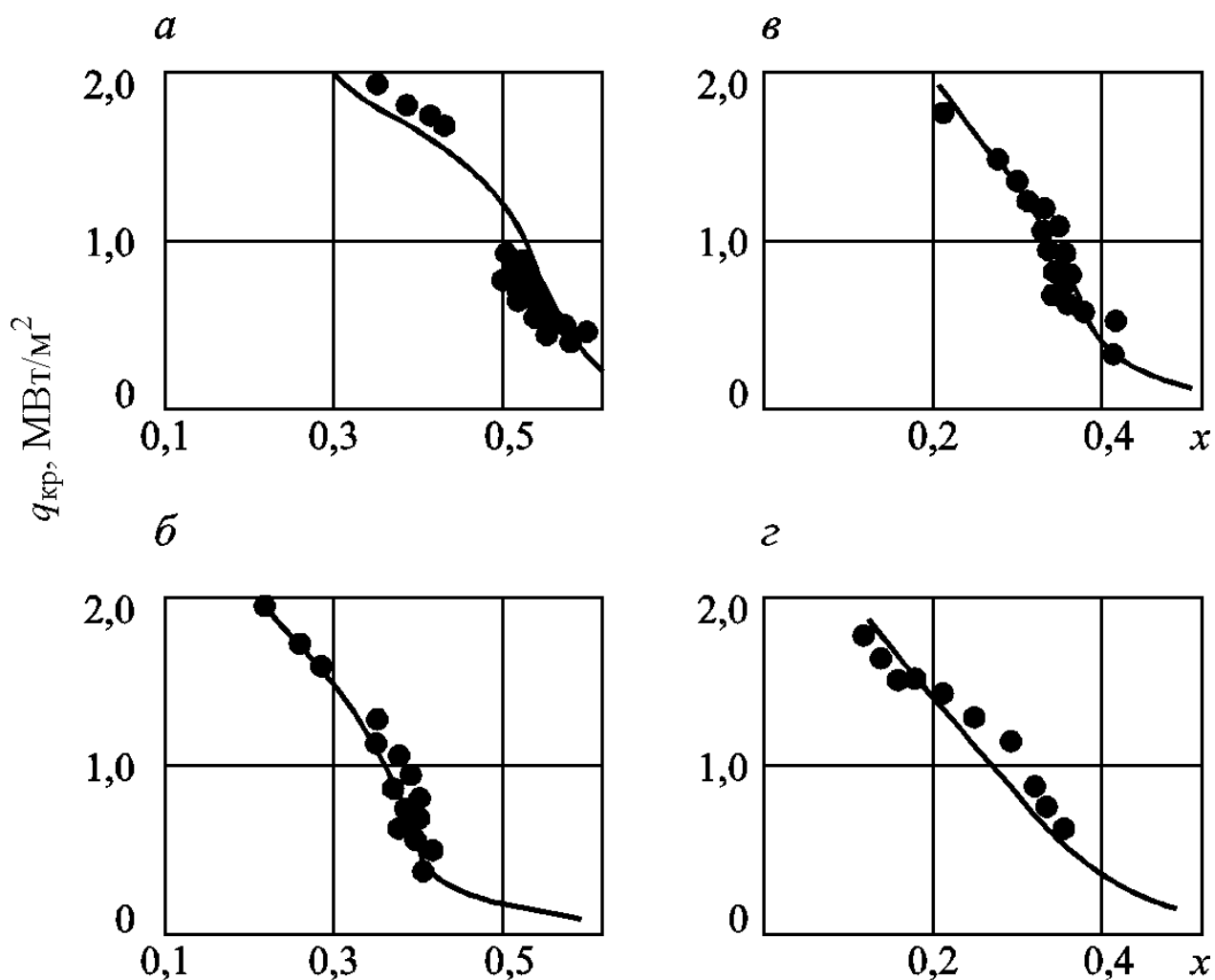


Рис.3.5. Сравнение данных по кризису теплоотдачи из [26] с расчетом. Вода, труба $d=10,6$ мм, $l=1-6$ м, $P=9,8$ МПа.

a)- $\rho W=1000 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, *б*)- $\rho W=1500 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, *в*) - $2000 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, *г*) - $2780 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, - расчет на основе уравнения баланса жидкости в пленке.

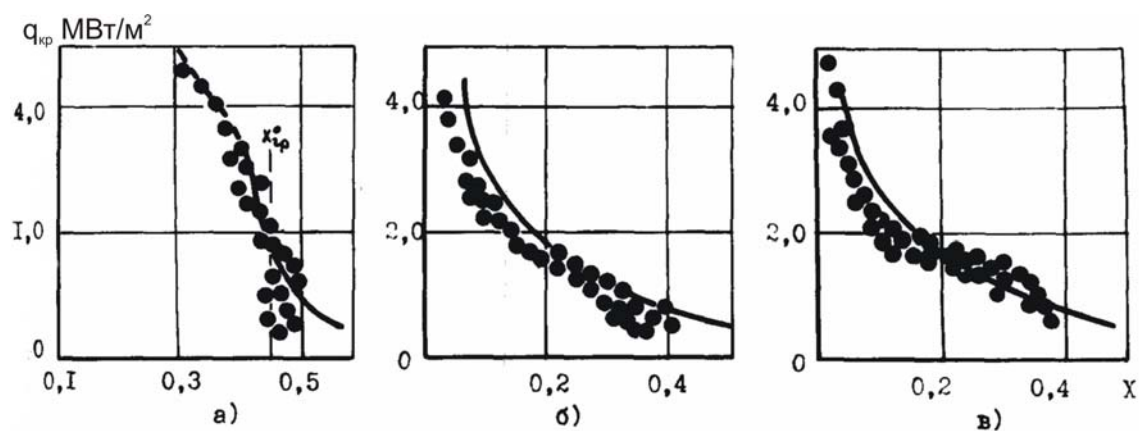


Рис.3.6. Сравнение данных по кризису теплоотдачи из [26] с расчетом. Вода, труба $d=5,82$ мм, $l=1-6$ м, $P=9,8$ МПа.

а)- $\rho W=1500 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, *б*)- $\rho W=3330 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, *в*) - $5000 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$, - расчет на основе уравнения баланса жидкости в пленке.

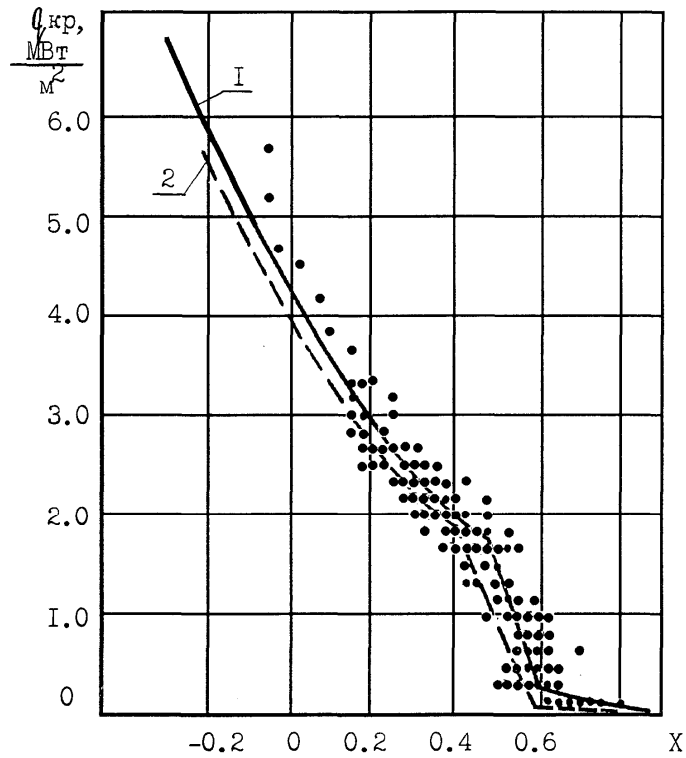


Рис. 3.7. . Сравнение экспериментальных данных по кризису теплоотдачи из [74] с расчетом. Вода, труба, $P = 10$ МПа, $\rho W = 1000$ кг/м²с
1 – по методике [23]; 2 – по методике Смолина В.Н. [22]

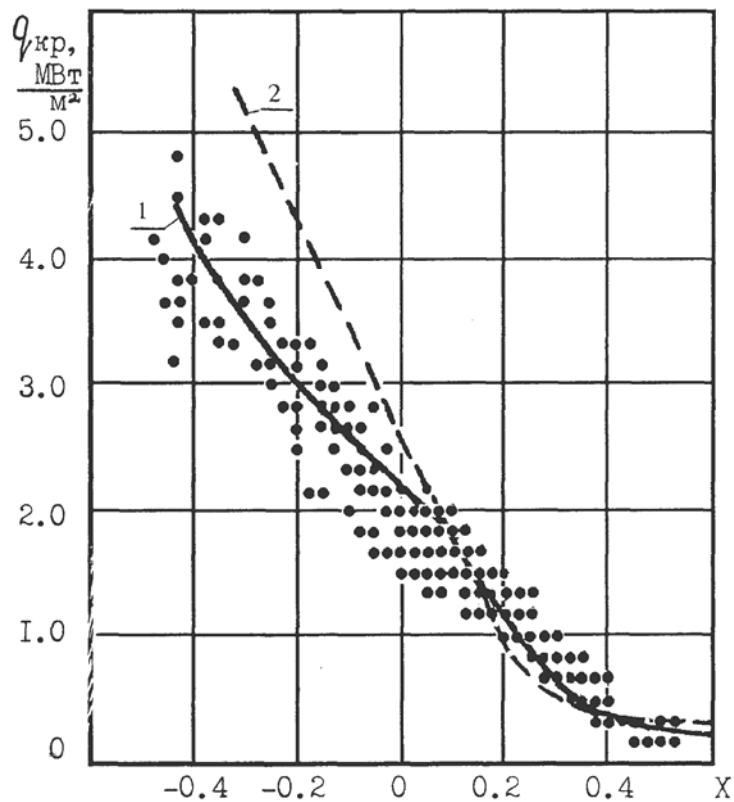


Рис.3.8. Сравнение экспериментальных данных по КТП из [3] с расчетом. $P=18,0$ МПа, $\rho W=1000$ кг/(м²с), $d=8$ мм. 1 - по по методике [23]; 2- по методике Смолина В.Н. [10],

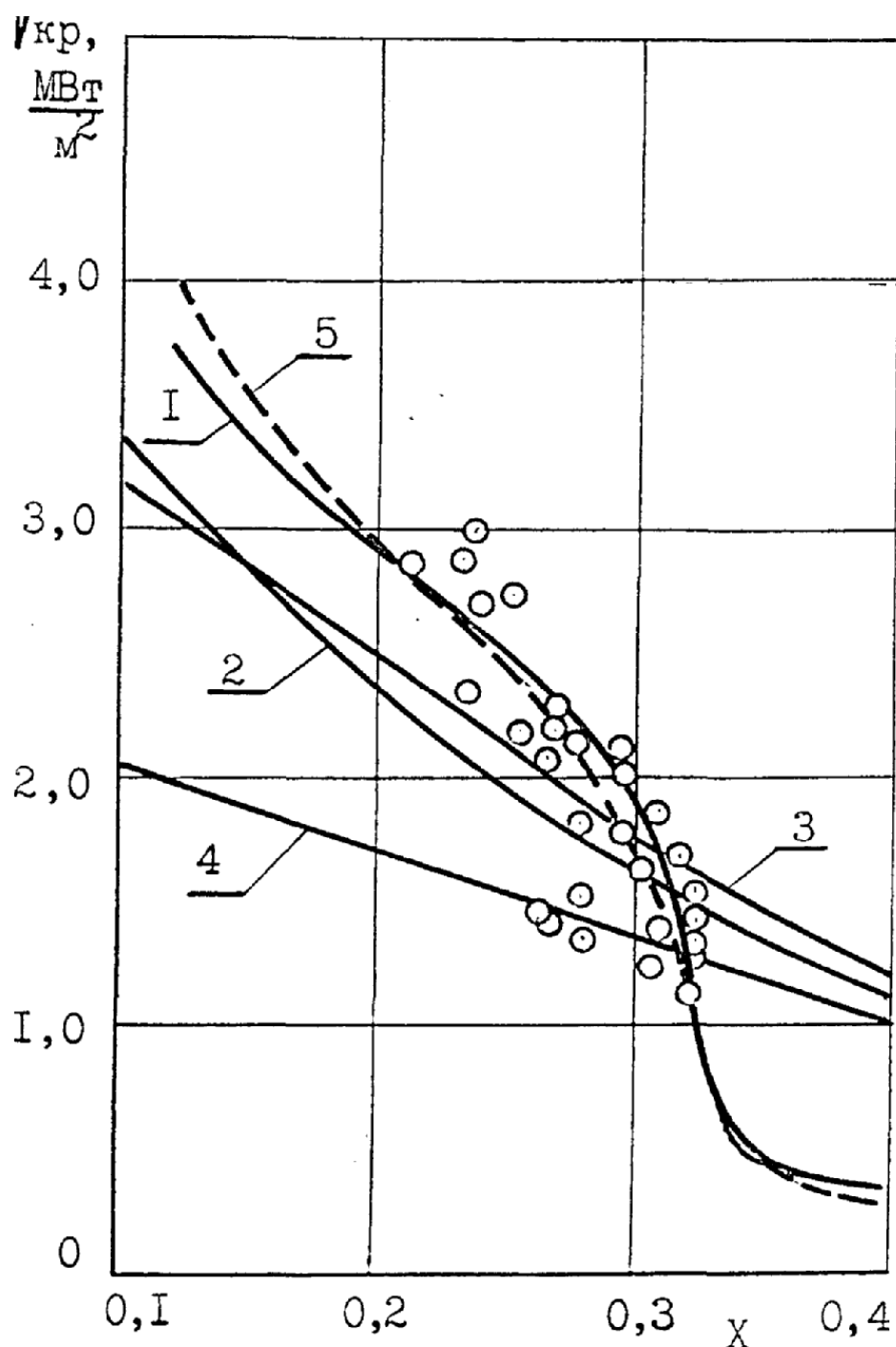


Рис.3.9. Зависимость критического теплового потока от паросодержания. Кольцевой канал с внутренним тепловыделением [68]. $P = 6,86$ МПа, $\rho_W = 1100$ кг/(м³с), $d_r = 9$ мм, $l = 1,83-2,44$ м. 1- расчет по (3.4-3.9); 2- по методике Левитана Л.Л. [68]; 3 – по методике Домашева Е.Д. [71]; 4 – по методике Судницына О.А. [76]; 5 – расчет КТП на основе решения уравнения баланса жидкости в пленке

каналах с внутренним тепловыделением (выпуклая теплоотдающая поверхность) с различными гидравлическими диаметрами. Там же приведены расчетные значения полученные по известным методикам. Как видно из рис.

3.9, 3.10 расчет КТП на основе уравнения баланса жидкости в пристенной пленке (3.11) во всей области существования дисперсно-кольцевого режима дает удовлетворительное совпадение с экспериментальными значениями.

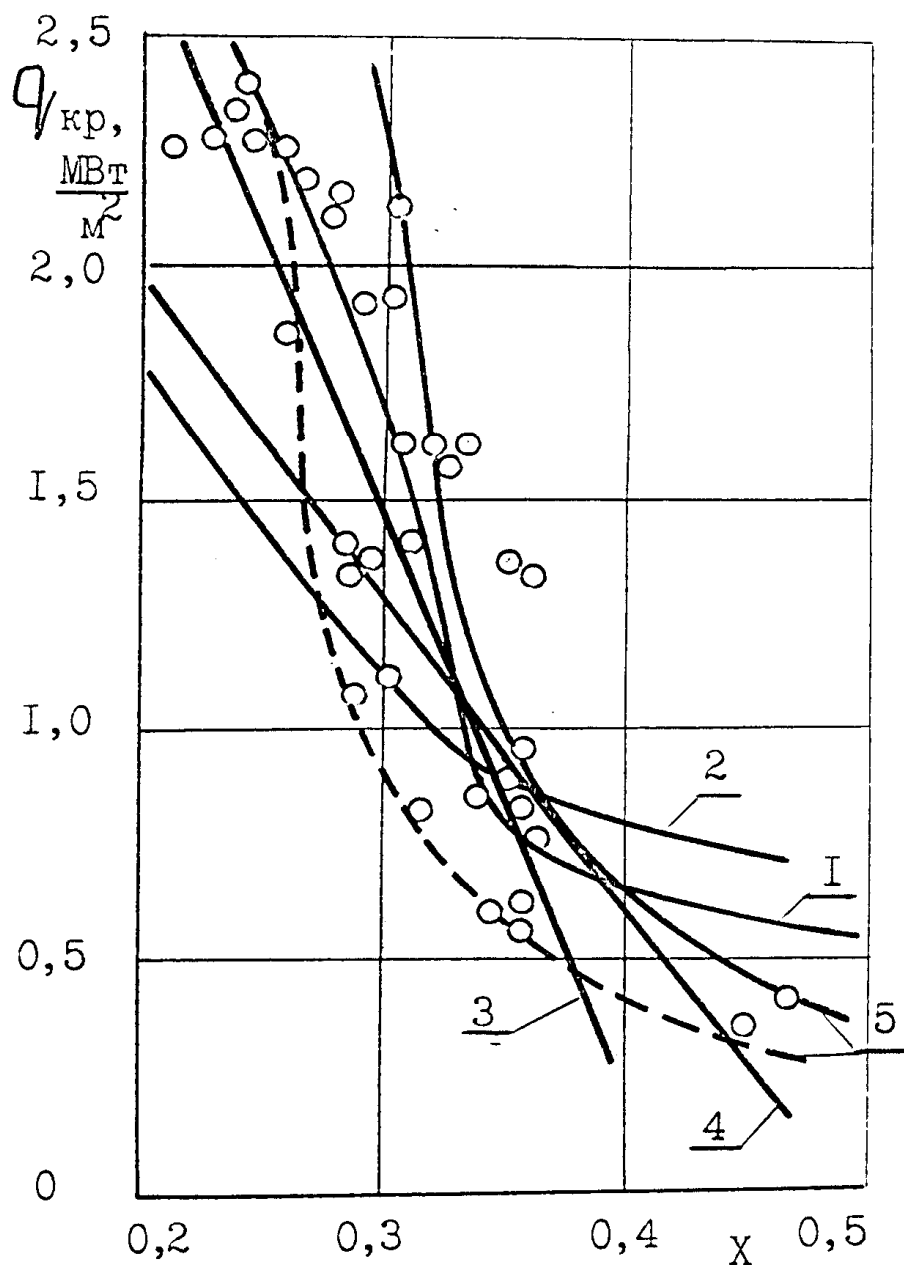


Рис.3.10. Зависимость критического теплового потока от массового паросодержания. Кольцевой канал с внутренним тепловыделением. [68]. $P = 6,86$ МПа, $\rho_W = 2150$ кг/(м²с), $d_r = 4$ мм, $l = 0,73$ м. 1- расчет по (3.4-3.9); 2- по методике Левитана Л.Л. [68] ; 3 – по методике Домашева Е.Д. [71]; 4 – по методике Судницына О.А. [76] ; 5 – расчет КТП на основе решения уравнения баланса жидкости в пленке

Заключение к главе 3.

1. Выполнен анализ условий возникновения кризиса теплоотдачи во всей области существования двухфазного потока. В области дисперсно-кольцевого режима кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки и может быть определен на основе решения уравнения баланса жидкости в пристенной пленке при условии $\psi = 0$. В области пузырькового кипения и недогретой жидкости может быть использована методика определения кризиса теплоотдачи для вогнутой теплоотдающей поверхности, представленной в [23].

2. Показано, что для выпуклой теплоотдающей поверхности для определения КТП в области пузырькового кипения и недогретой жидкости возможно использование в качестве базовых зависимостей, полученных для вогнутой теплоотдающей поверхности. Количественные отличия КТП на выпуклой теплоотдающей поверхности от КТП на вогнутой поверхности могут быть выражены с помощью поправочных функций. На основе обработки экспериментальных данных по кризису теплоотдачи на выпуклой теплоотдающей поверхности получены поправочные функции к зависимостям для определения КТП на вогнутой теплоотдающей поверхности.

3. Для определения кризиса теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима на выпуклой теплоотдающей поверхности предложено использовать уравнение баланса жидкости в пристенной пленке. Для определения интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и выпуклой теплоотдающей поверхностью в качестве базовых использованы зависимости, полученные для вогнутой теплоотдающей поверхности. Получено эмпирическое выражение, устанавливающее связь доли жидкости в ядре потока с экспериментальными данными по граничным паросодержаниям на выпуклой теплоотдающей поверхности кольцевого канала.

4. Выполнен расчет кризиса теплоотдачи и проведено сравнение экспериментальных значений КТП для вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностей как для области пузырькового кипения и недогретой жидкости, так и в област дисперсно-кольцевого режима. Показано удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений.

Глава 4. Определение потерь давления в твэле с двухсторонним теплосъемом

При определении эффективности РУ с трубчатыми твэлами наряду с расчетом температурных режимов теплоотдающих поверхностей (вогнутая выпуклая поверхности) важное значение приобретает знание гидравлических характеристик трубного и межтрубного пространства, рис.В.7. В настоящее время имеются эмпирические и полуэмпирические методики расчета потерь давления на трение в трубах и кольцевых каналах при течении одно – двухфазных потоков [80-95,101].

Методики имеют ограниченную область применения и справедливы в том диапазоне режимных и геометрических параметров, при которых получены соответствующие экспериментальные данные. В связи с этим при выполнении анализа известных экспериментальных данных и методик отбирались экспериментальные данные и методики, которые близки по геометрическим и режимным параметрам и могут быть использованы напрямую или с доработками для определения гидравлических характеристик ТВС с трубчатыми твэлами.

4.1. Расчет потерь давления для внутритрубного пространства трубчатого твэла.

Однофазное течение

Для труб [86] расчет коэффициента сопротивления проводится следующим образом:

1. Ламинарный режим

$$\xi = 64 / Re \quad (4.1)$$

2. Переходная область - $2000 < Re \leq 4000$

ξ определяется из таблицы

Re	2000	2500	3000	4000
----	------	------	------	------

ξ	0.032	0.034	0.04	0.04
-------	-------	-------	------	------

либо по формуле $\xi = 8 \cdot 10^{-6} \cdot Re + 0.016$ (4.2)

при $3000 < Re \leq 4000$ $\xi = 0.04$

3. Турбулентный режим

при $4000 < Re < 10000$

$$\xi = 0.316 / Re^{0.25} \quad (4.3)$$

при $10000 < Re < 21000$

коэффициент трения определяется по формуле Филоненко:

$$\xi = 1 / (1.82 \cdot \lg Re - 1.64)^2 \quad (4.4)$$

4. Турбулентный режим, автомодельная область

Коэффициент трения определяется по формуле Никурадзе

$$\xi = \frac{1}{(2 \cdot \lg \frac{d_r}{2 \cdot k} + 1.74)^2} \quad (4.5)$$

k – абсолютная или “песочная” шероховатость. Для труб из аустенитной стали $k = 0.01$.

Область поверхностного кипения.

При движении потока в обогреваемых каналах на участке, где жидкость недогрета до температуры насыщения t_s , но температура поверхности выше ее, потери на трение выше, чем при движении однофазной жидкости. Причем эти потери в значительной степени зависят от плотности теплового потока q и режимных параметров. При наличии обогрева поверхностей канала паросодержание в пристенном слое может начаться лишь после того, как температура стенки достигнет температуры насыщения (точка А, рис.4.1.), однако до тех пор пока пузыри остаются в контакте со стенкой и не проникают в ядро потока, суммарное паросодержание в сечении

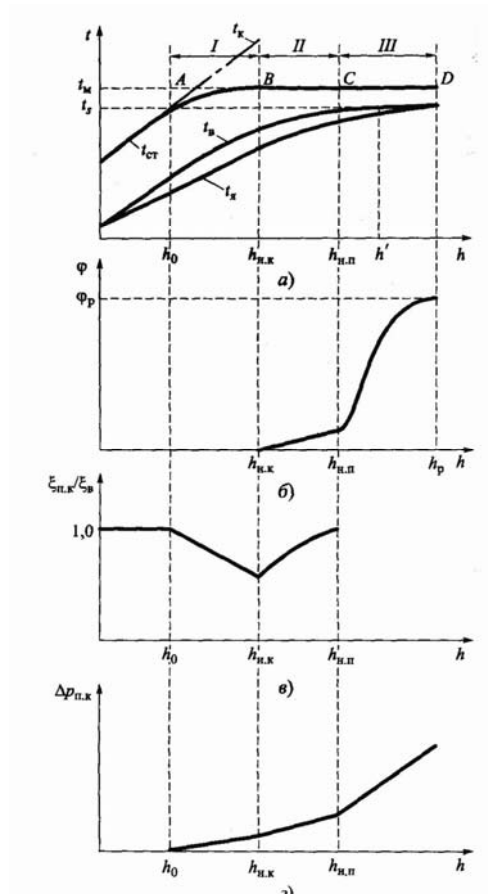


Рис. 4.1. Проявление признаков поверхностного кипения ($q = \text{const}$), [102]

канала остается незначительным и не превышает, как правило, -10^{-2} [99, 103]. После того как паровые пузыри начинают отрываться от стенки и проникают в ядро потока, производная $d\varphi/dx$ резко возрастает (точка В, рис.4.1.). Истинное объемное паросодержание φ заметно отличается от нуля лишь при массовых паросодержаниях (относительных энтальпиях) больших X_0 , рис.4.1. Область относительных энтальпий $0 < x < x_p$ можно рассматривать как переходную от явно выраженного неравновесного течения среды к квазиравновесному. В точке Д различие в значениях φ при наличии и отсутствии обогрева практически неразличимы. В области паросодержаний больших x_p начинается дисперсно-кольцевой режим течения. В этой области истинное объемное паросодержание мало информативно, основную роль в теплогидравлических процессах играет массообмен между ядром потока и пристенной пленкой.

За температуру начала кипения принимают сечение канала, где устанавливается постоянная температура стенки, рис.4.1, температуру потока в этом сечении называют температурой начала кипения $t_{нк}$. При расчете температурного режима парогенерирующих устройств в области перехода от однофазного конвективного теплообмена к развитому кипению необходимо уметь определять начало развитого кипения. Существуют различные подходы к определению этого сечения – это сечение, где температура поверхности достигает температуры насыщения; появляются первые действующие центры парообразования; коэффициенты теплоотдачи при кипении и однофазной конвекции равны и т.д.. В зависимости от цели теплогидравлического расчета канала и необходимой точности существуют рекомендации использования перечисленных сечений для характеристики начала кипения. Температуру начала развитого поверхностного кипения в интервале давлений от 5 до 20 МПа можно определить по эмпирической формуле [92].

$$\Delta i_{нк} = i' - i_{нк} = 0.31 \cdot q^{1.1} \cdot d^{0.2} \cdot (\rho''/\rho)^{0.3} / \rho W^{0.2} \quad (4.6)$$

q - Вт/м², d -диаметр трубы, м (для кольцевого канала $d=d_3$).

Формула для определения температуры начала развитого поверхностного кипения воды и других жидкостей предложена в [103].

$$C_p(t_s - t_{нк})/r = 275(q/r\rho'W_0)(q \cdot d / r\rho'v)^{0.2}(\rho''/(\rho' - \rho))^{0.1}Pr^{0.5} \quad (4.7)$$

В общем случае начало кипения можно определить следующим образом:

$$\Delta t_{нк} = t_s - t_f = q/q_k - q/q_{кин} \quad (4.8)$$

$$t_{нк} = t_s - q(1/\alpha_k - 1/\alpha_{кин})$$

Коэффициент теплоотдачи при поверхностном кипении

$$\alpha_{нк} = \alpha_{кин} \cdot \{q/(q + \alpha_{кин}(t_s - t_f))\}, \quad t_f > t_n \quad (4.9)$$

где $\alpha_{пк}$, $\alpha_{кин}$ – коэффициенты теплоотдачи при однофазной конвекции и развитом кипении соответственно.

Потери давления при поверхностном кипении определяются по следующей зависимости

$$\Delta P = \xi_{\text{ПК}} \frac{l}{d} \frac{\rho W^2}{2\rho} \quad (4.10)$$

где

$\xi_{\text{ПК}}$ – общий коэффициент гидравлического сопротивления при поверхностном кипении определяемый следующим образом [92].

$$\frac{\xi_{\text{ПК}}}{\xi_0} - 1 = 3,09 \left(\left(\frac{q}{r \rho'' W} \right)^{0,7} \left(7 - \left(1 + 48 \frac{\Delta i_{\text{вых}}}{\Delta i_{\text{нк}}} \right) \right) \right) \quad (4.11)$$

где

ξ_0 – коэффициент гидравлического сопротивления для однофазного потока,

q – плотность теплового потока кВт/м²,

ρ'' – плотность пара на линии насыщения кг/м³,

W – среднемассовая скорость воды м/с,

$\Delta i_{\text{вых}}$, $\Delta i_{\text{нк}}$ – недогрев воды на выходе из трубы и в сечении начала поверхностного кипения соответственно.

Для определения сечения начала поверхностного кипения используется следующая зависимость

$$\Delta i_{\text{нк}} = 0,3 (q^{1,1} d^{0,2}) / (\rho W)^{0,9} (\rho'' / \rho')^{0,3} \quad (4.12)$$

где

q – Вт/м², d – диаметр трубы, м.

Зависимости (4.7–4.8) основаны на экспериментальных данных, полученных на трубах внутренним диаметром 2,83 – 6,77мм. Для определения потерь на трение возможно использовать зависимость, полученную в [101] и преобразованную в более удобный для использования вид в [95]:

$$\frac{\Delta P_{\text{троб}}}{\Delta P_0} = 1 + 20 \left(\frac{q}{r \rho'' W_0} \right)^{0,7} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,08} \left(3,03 \frac{\lg \frac{1,315 - z_{\text{вх}}}{1,315 - z_{\text{вых}}}}{z_{\text{вых}} - z_{\text{вх}}} - 1 \right) \quad (4.13)$$

где

$Z_{\text{вх}}$ и $Z_{\text{вых}}$ – значение z во входном и выходном сечениях

$$z = (i_{\text{ж}} - i_{\text{нк}}) / (i'_0 - i_{\text{нк}}) \quad (4.14)$$

Область двухфазного потока

Определение потерь давления в области двухфазного потока возможно на основе различных подходов. Рядом исследователей как у нас, так и за рубежом делались неоднократные попытки обобщения экспериментальных данных по сопротивлениям и получения формул для расчета потерь давления в двухфазных потоках. Однако, получение простых расчетных формул даже для каналов простой геометрии (труба, гладкий кольцевой канал) оказалось довольно трудоемким. Это связано с тем, что при движении пароводяной смеси наблюдаются различные режимы течения, которые и определяют закономерности гидравлических сопротивлений. Один из возможных приемов получения расчетных уравнений заключается в рассмотрении так называемой гомогенной модели течения двухфазной смеси. Примем пароводяную смесь как гомогенную среду с плотностью, соответствующей расходной плотности смеси [85]. При этом потери от трения

$$\Delta P_{\text{тр}}^{\text{гом}} = \xi_{\text{гом}} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\rho W^2}{2 \cdot \rho_{\text{см}}} \quad (4.14)$$

$$\text{где } 1/\rho_{\text{см}} = x \cdot \nu'' + (1-x) \cdot \nu' \quad (4.15)$$

При подстановке этого значения $\rho_{\text{см}}$ в уравнение (4.14) получим (4.16)

$$\Delta P_{\text{тр}}^{\text{гом}} = \xi_{\text{гом}} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\rho W^2}{2 \cdot \rho'} \cdot (1 + x \cdot (\frac{\rho'}{\rho''} - 1)) \quad (4.16)$$

Выражение перед скобками представляет собой потери давления для воды на линии насыщения $\Delta P_{\text{тро}}$, т.е.

$$\frac{\Delta P_{\text{тр}}^{\text{гом}}}{\Delta P_{\text{тро}}} = 1 + x \cdot (\frac{\rho'}{\rho''} - 1) \quad (4.17)$$

Соотношение (4.17) выражается прямолинейной зависимостью от x . Экспериментальные исследования показывают, что линейная зависимость существует лишь в узком интервале изменения x . В нормативном методе [84] при расчете гидравлических сопротивлений предложено ввести некоторый поправочный коэффициент ψ , определяемый по номограмме [84], т.е.

$$\Delta P_{\text{тр}}^{\Gamma \text{ом}} = \xi_{\Gamma \text{ом}} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\rho W^2}{2 \cdot \rho'} (1 + \psi \cdot x \cdot (\frac{\rho'}{\rho''} - 1)) \quad (4.18)$$

Проведение расчетов на основе номограмм довольно трудоемко, в связи с этим для определения потерь давления в трубе в области двухфазного потока использовались эмпирические зависимости, предложенные Н.В. Тарасовой и А.И. Леонтьевым [93].

Потери давления на трение определяются на основе следующей зависимости

$$\left(\frac{\Delta P_{mp}}{\Delta P_0}\right)_{об} = \left(\frac{\Delta P}{\Delta P_0}\right)_{об} (1 + 0.0044 (q/\rho''W)^{0,7}) \quad (4.19)$$

Где $\left(\frac{\Delta P_{mp}}{\Delta P_0}\right)_{об}$ относительные потери давления на трение при обогреве,

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_0}\right)_{об}$ относительные потери давления на трение при отсутствии обогрева – определяются на основе зависимости

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_0}\right)_{об} = A / ((1-\varphi) Fr^{(0,75/p)}) \quad (4.20)$$

Р в МПа

$$A = 1,05 \cdot 10^{0,0149(\rho'/\rho'')} \quad (4.21)$$

Истинное объемное паросодержание определяется по следующей зависимости

$$\varphi = (0.833 + 0,05 \lg P) \beta \quad (4.22)$$

Р – в барах

$$Fr = W_0^2 / g d \quad (\text{критерий Фруда}) \quad (4.23)$$

$$\beta = 1 / (1 + ((1-x)/x)) (\rho''/\rho') \quad (4.24)$$

Методики расчета потерь на трение основаны на данных, в которых составляющие полного перепада давления определены без учета истинного объемного паросодержания. Последнее не позволяет определить корректно потери давления на трение. В более поздних работах имеются получены данные по потерям давления и по истинному объемному паросодержанию φ

[89-96]. В работе [96] получены экспериментальные данные по потерям давления и ϕ . Данные получены на трубе внутренним диаметром 12.1 мм длиной 2.5м. Измерялось истинное объемное паросодержание и потери давления. Расчеты показали, что потери давления определенные по методике [93] с учетом экспериментально определенных ϕ дают совпадение с экспериментальными данными в пределах 15-17%. Истинное объемное паросодержание ϕ может быть определено по методике изложенной в [99].

4.2. Расчет потерь давления для кольцевой щели (межтрубное пространство).

Для кольцевой щели в однофазной области расчет потерь давления проводится также как и для труб (см. выше), вместо d используется d_g – гидравлический диаметр.

Область поверхностного кипения.

Потери давления при поверхностном кипении могут быть определены по следующей зависимости [101].

$$\frac{\xi_{nk}}{\xi_0} - 1 = 3,09 \left(\left(\frac{q}{r \rho'' W} \right)^{0,7} (7 - (1 + 48 \frac{\Delta i_{вых}}{\Delta i_{nk}})) (U_{кип}/U_{см}) \right) \quad (4.25)$$

$U_{кип}$ - площадь поверхности, на которой происходит кипение; $U_{см}$ – смоченная поверхность.

Область двухфазного потока

При определении потерь давления в кольцевой щели в области двухфазного потока возможно использование методики, предложенной Н.В. Тарасовой и В.Е. Ключневым [80]. Зависимости, используемые в методике, получены на основе обработки данных по потерям давления в адиабатических условиях на кольцевых каналах с шириной зазора $1 \div 2.5$ мм, при $P = 4.9 \div 19.6$ МПа, $\rho W = 1000 \div 3000$ кг/м²с, $0 \leq x \leq 1$.

Согласно методике вся область паросодержаний разбивается на три зоны, рис.4.2. В первой $0 < x < x_1$ имеет место рост $\Delta P/\Delta P_0$ с увеличением x

$$\Delta P / \Delta P_o = \kappa_1 x + 1. \quad (4.26)$$

$$\text{где } \kappa_1 = 0.9 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \cdot \left(\frac{\sigma \cdot 10^5}{\rho' - \rho''} \right)^{0.18} \quad (4.27)$$

Во второй $x_1 < x < x_2$, рис.4.2, соответствующей дисперсно-кольцевому режиму течения, $\Delta P / \Delta P_o$ снижается с ростом x

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_o} = \left(\frac{\Delta P}{\Delta P_o} \right)_{x_1} + 0.1 \cdot \sin \frac{2 \cdot \pi \cdot (x - x_1)}{x_2 - x_1} \quad (4.28)$$

где $(\Delta P / \Delta P_o)_{x_1}$ значение относительного перепада давления, которое может быть рассчитано по формуле (4.21) при $x = x_1$.

В третьей зоне $x_2 \leq x < 1$, рис.4.2,

$$\Delta P / \Delta P_o = (\Delta P'' / \Delta P_o)_{x=1} - \kappa_2 \cdot (1 - x) \quad (4.29)$$

где $(\Delta P'' / \Delta P_o)_{x=1}$ - относительный перепад давления при течении насыщенного пара, т.е. при $x = 1$.

$$(\Delta P'' / \Delta P_o)_{x=1} = (\rho' / \rho'') (\xi'' / \xi) \quad (4.30)$$

$$\kappa_2 = 2.32 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \cdot \left(\frac{\sigma \cdot 10^5}{\rho' - \rho''} \right)^{-0.25} \quad (4.31)$$

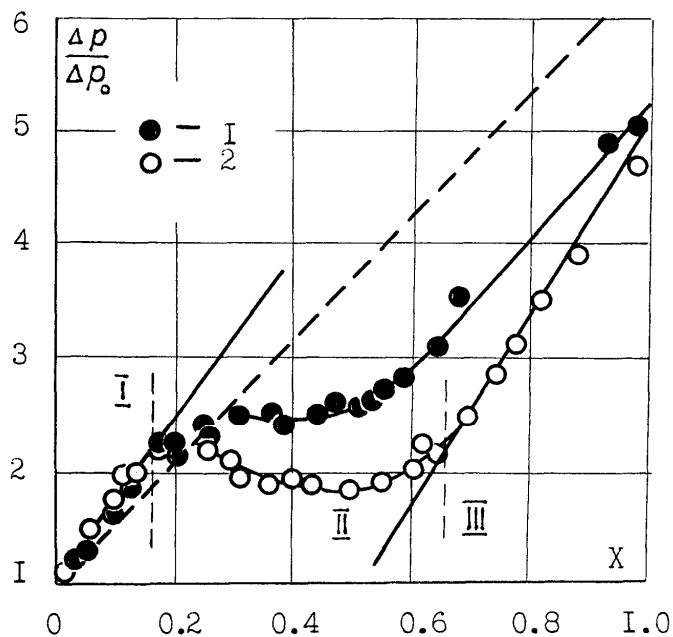


Рис.4.2. Опытные данные по сопротивлению при течении пароводяной смеси в трубе и в кольцевом канале [80]. $P = 14,7$ МПа; $\rho W = 2000$ кг/м²с; 1 – труба, $d = 8$ мм, 2 – кольцевой канал, $\delta = 1,82$ мм.

ξ', ξ'' – коэффициенты трения для насыщенной воды и насыщенного пара, рассчитываемые по формуле Г.К. Филоненко [80] для гладких труб

$$\xi_0 = (1.82 \cdot 1gRe - 1.64)^{-2} \quad (4.32)$$

Эмпирические формулы для определения границ режимов имеют следующий вид:

при P от 4.9 до 9.8 МПа

$$x_1 = 0.8 \cdot e^{-(0.347 \cdot P \cdot 10^{-7} + 0.265) \cdot \rho W \cdot 10^{-3}} \quad (4.33)$$

при P от 9.8 до 19.6 МПа

$$x_1 = 0.8 \cdot e^{-(0.49 \cdot P \cdot 10^{-7} + 0.115) \cdot \rho W \cdot 10^{-3}}$$

$$x_2 = \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \cdot x_1 + 1 - \frac{(\Delta P / \Delta P_o) \big|_{x=1} - 1}{x_2}$$

ΔP_o – потери давления при течении воды на линии насыщения определялись по формуле:

$$\Delta P_o = \xi \cdot \frac{\rho W^2}{2 \cdot \rho'} \cdot \frac{1}{d_s} \quad (4.34)$$

При расчете потерь давления по методике [80] для улучшения сходимости экспериментальных и расчетных значений ΔP вводилась корректировка значений при определении ΔP_o . После корректировки методики наблюдалось удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений потерь давления для гладких кольцевых каналов. Проверка методики проведена на экспериментальных данных полученных на кольцевых щелях с эквивалентным диаметром $d_s = 2 \div 4$ мм, $d_1/d_2 = 0.7 \div 0.86$. Диапазон режимных параметров: $x_{\text{вых}} = -0.5 \div 0.5$, $P = 7.0 \div 12.0$ МПа, $\rho W = 500 \div 1000$ кг/м²с.

Заключение к главе 4.

1. Выполнен анализ известных методик расчета потерь давления. Показано, что в области однофазного течения для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование известных зависимостей [86].

2. В области поверхностного кипения и двухфазной области для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование методик разработанных Тарасовой Н.В., Леонтьевым А.И. [80, 93]. Методики получены без учета истинных объемных паросодержаний ϕ . Последнее не позволяет корректно определить потери на трение. Расчеты показали, что определение потерь давления с учетом экспериментально полученных ϕ позволяет улучшить совпадение экспериментальных и расчетных значений потерь давления.

3. Выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных по потерям давления, полученных на кольцевых каналах с $d_{г} = 2-4$ мм. Отклонение расчетных и экспериментальных значений потерь давления не превышает 15-20%. Диапазон режимных параметров: $x_{\text{вых}} = -0.5 \div 0.5$, $P = 7.0 \div 12.0$ МПа, $\rho W = 500 \div 1000$ кг/м²с.

Глава 5. Теплогидравлические параметры трубчатого твэла с двухсторонним теплосъемом.

Введение.

Как указывалось выше, в первом приближении ТВС с трубчатыми твэлами можно моделировать с помощью одностержневой модели (эквивалентный кольцевой канал). В этом случае межтвэльное пространство моделируется кольцевым зазором, внутритвэльное – внутритрубным пространством. Рассмотрим теплогидравлические характеристики ТВС со стержневыми и трубчатыми твэлами.

5.1 Теплогидравлические характеристики тепловыделяющего элемента с двухсторонним теплосъемом (одностержневая модель реакторной установки с трубчатыми твэлами).

5.1.1. Распределение теплоносителя в одностержневой модели реакторной установки с трубчатыми твэлами.

В ТВС со стержневыми твэлами скоростной режим около стержней примерно одинаков, а условия теплоотвода близки. Для таких каналов перед определением температурных режимов определяют межканальное распределение теплоносителя. Для ТВС с трубчатыми твэлами необходимо решать задачу не только межтвэльного, но и внутритвэльного распределения теплоносителя. Температурный режим твэлов и распределение расходов в межтвэльном и внутритвэльном пространстве определяют совместно. Температурный режим теплоотдающих поверхностей твэла будет практически одинаков, если при одинаковых входных параметрах потока будут обеспечены одинаковые выходные параметры теплоносителя в межтвэльном и внутритвэльном пространстве. Этому условию будет соответствовать условие пропорциональности между тепловыми нагрузками

в межтвэльном и внутритвэльном пространстве. В случае эквивалентного кольцевого канала

$$\frac{Q_{\text{КК}}}{Q_{\text{ТР}}} = \frac{G_{\text{КК}}}{G_{\text{ТР}}} \quad (5.1)$$

где

$Q_{\text{КК}}, G_{\text{КК}}$ – тепловая мощность, выделяемая с выпуклой стороны поверхности твэла и расход в кольцевой щели;

$Q_{\text{ТР}}, G_{\text{ТР}}$ – тепловая мощность, выделяемая со стороны вогнутой теплоотдающей поверхности твэла и расход через трубу соответственно.

Определим расходы $G_{\text{КК}}$ и $G_{\text{ТР}}$ из условия равенства потерь давления в кольцевой щели и трубе

$$\Delta P_{\text{КК}} = \Delta P_{\text{ТР}} \quad (5.2)$$

Предположив, что на вогнутой и выпуклой поверхностях шероховатости стенки и число Re не оказывают влияния на коэффициент трения, можно записать уравнение (5.2) в следующем виде

$$\lambda_{\text{ТР}} \frac{1}{d_{\text{ТР}}} \frac{W_{\text{ТР}}^2 \rho_{\text{ТР}}}{2} + \sum \lambda_{\text{МТР}} \frac{W_{\text{ТР}}^2 \rho_{\text{ТР}}}{2} = \lambda_{\text{ТР}} \frac{1}{d_{\Gamma}} \frac{W_{\text{КК}}^2 \rho_{\text{КК}}}{2} + \sum \lambda_{\text{МКК}} \frac{W_{\text{КК}}^2 \rho_{\text{КК}}}{2} \quad (5.3)$$

Предположим, что $\rho_{\text{ТР}} = \rho_{\text{КК}}$. Переходя от скоростей к расходам, уравнение (5.3) запишется следующим образом:

$$\left(\lambda_{\text{ТР}} \frac{1}{d_{\text{ТР}}} + \sum \lambda_{\text{МТР}} \right) \frac{G_{\text{ТР}}^2}{f_{\text{ТР}}^2} = \left(\lambda_{\text{КК}} \frac{1}{d_{\Gamma}} + \sum \lambda_{\text{МКК}} \right) \frac{G_{\text{КК}}^2}{f_{\text{КК}}^2}$$

где

$f_{\text{КК}}$ и $f_{\text{ТР}}$ – проходные сечения кольцевой щели и трубы.

Так как $G = G_{\text{КК}} + G_{\text{ТР}}$, то

$$\frac{G_{\text{ТР}}}{G_{\text{КК}}} = \frac{G}{G_{\text{КК}}} - 1 \quad (5.4)$$

$$\frac{G_{KK}}{G_{TP}} = \frac{\left(\lambda_{TP} \frac{l}{d_{TP}} + \sum \lambda_{MTP} \right)^{0,5} \frac{f_{KK}}{f_{TP}}}{\left(\lambda_{KK} \frac{l}{d_{\Gamma}} + \sum \lambda_{MKK} \right)^{0,5}} \quad (5.5)$$

Совместное решение уравнений (5.4) и (5.5) дает

$$G_{TP} = \frac{G}{\frac{\left(\lambda_{TP} \frac{l}{d_{TP}} + \sum \lambda_{MTP} \right)^{0,5} \frac{f_{KK}}{f_{TP}} + 1}{\left(\lambda_{KK} \frac{l}{d_{\Gamma}} + \sum \lambda_{MKK} \right)^{0,5}}} \quad (5.6)$$

$$G_{KK} = G - G_{TP} \quad (5.7)$$

5.1.2. Температурные режимы тепловыделяющего элемента с двухсторонним теплосъемом.

Тепловой поток по высоте активной зоны неравномерен и приблизительно может быть записан как

$$q_l^z = A \cos(\beta_{cz}) \quad (5.8)$$

где

q_l^z – тепловая нагрузка твэла в точке с координатой z , Вт/м;

$\beta_c = \pi/(H + 2\delta_{эф})$,

H – высота активной зоны;

$\delta_{эф}$ – эффективная добавка;

A – некоторая постоянная, зависящая от мощности канала.

Для элемента канала dz

$$dq_l = A \cos(\beta_{cz}) dz \quad (5.9)$$

Полное количество тепла, генерируемого в канале, равно

$$Q_K = \int_{-H/2}^{H/2} A \cos(\beta_c z) dz = \frac{2A}{\beta_c} \sin\left(\beta_c \frac{H}{2}\right) \quad (5.10)$$

Отсюда

$$A = \frac{Q_K \beta_C}{2 \sin(\beta_C \frac{H}{2})} \quad (5.11)$$

При движении теплоносителя от входа в канал до сечения z увеличение его температуры составит

$$t_z - t_{\text{вх}} = \int_{-H/2}^{H/2} \frac{dq_l}{C_P G_T} = \int_{-H/2}^{H/2} \frac{A \cos(\beta_C z) dz}{C_P G_T} \quad (5.12)$$

где

G_T – расход теплоносителя через канал, кг/час.

После интегрирования (5.12) и подстановки A из (5.11) получим

$$t_z = t_{\text{вх}} + \frac{Q_K}{2C_P G_K} \left[1 + \frac{\sin(\beta_C z)}{\sin(\beta_C \frac{H}{2})} \right] \quad (5.13)$$

Так как $q_l^z = A \cos(\beta_C z)$, то после подстановки значения A получим

$$q_l^z = \frac{Q_K \beta_C}{2 \sin(\beta_C \frac{H}{2})} \cos(\beta_C z) \quad (5.14)$$

Таким образом, суммарный процесс теплопередачи при переменном по высоте тепловом потоке выражается следующим образом

$$t_m^z = t_{\text{вх}} + \frac{Q_K}{2C_P G_T} \left[1 + \frac{\sin(\beta_C z)}{\sin(\beta_C \frac{H}{2})} \right] + \frac{Q_K \beta_C}{2 \sin(\beta_C \frac{H}{2})} (R_T + R_K + R_{\text{об}} + R_\alpha) \cos(\beta_C z) \quad (5.15)$$

где

t_m – максимальная температура топлива;

$R_T, R_K, R_{\text{об}}, R_\alpha$ – термические сопротивления топлива, контактного слоя, оболочки и теплоотдачи соответственно.

Без учета термических сопротивлений максимальная температура оболочки со стороны, омываемой теплоносителем, равна

$$t_{CT}^z = t_{BX} + \frac{Q_K}{2C_p G_T} \left[1 + \frac{\sin(\beta_c z)}{\sin(\beta_c \frac{H}{2})} + \frac{Q_K \beta_c}{2 \sin(\beta_c \frac{z}{2})} R_K \cos(\beta_c z) \right] \quad (5.16)$$

При расчете температурных режимов теплоотдающих поверхностей трубчатого твэла (рис.5.1) необходимо знать положение максимума температуры топлива в рассматриваемом сечении z .

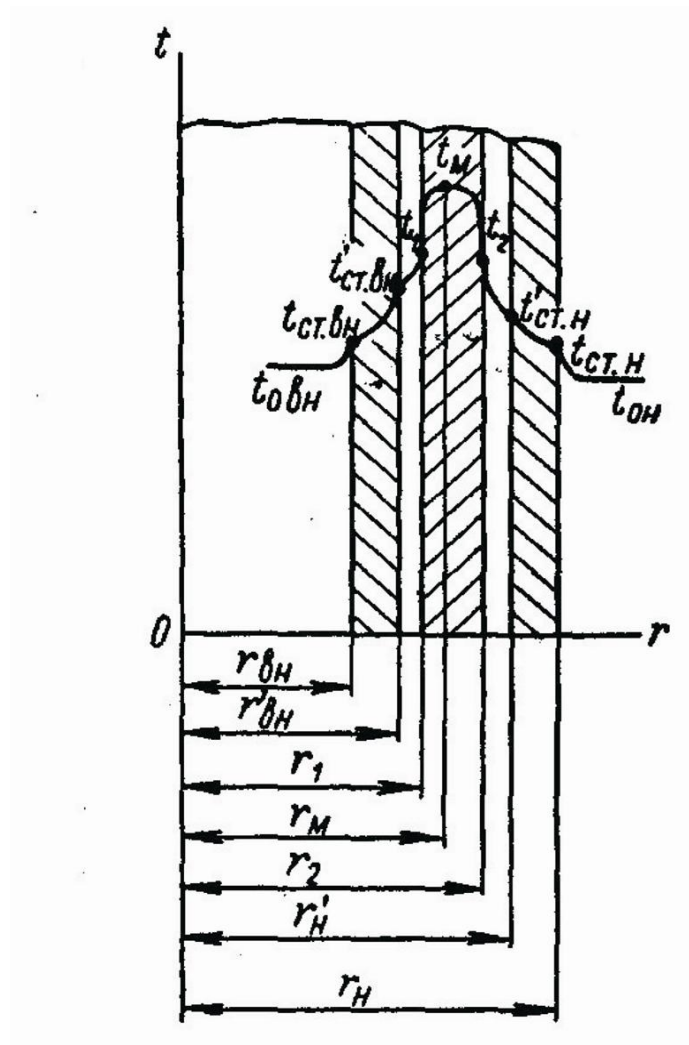


Рис.5.1. Схема передачи тепла в тепловыделяющем элементе в трубчатом твэле (двухсторонний теплосъем)

В общем случае теплоотдача по выпуклой и вогнутой поверхностям твэла может быть различной. Будем считать, что теплоотдача характеризуется соответственно температурами теплоносителя $t_{ОВН}$ и $t_{ОН}$ и коэффициентами теплоотдачи $\alpha_{ВН}$ и $\alpha_{Н}$. Геометрические размеры твэла с двухсторонним теплосъемом показаны на (рис. 5.1), теплопроводность

топлива, контактного слоя и оболочки соответственно λ_T , λ_K , λ_O . Изотерма с температурой t_m будет располагаться внутри слоя топлива на некотором радиусе r_m , причем эта изотермическая поверхность будет соосна с границами раздела слоев. Рассмотрим теплоотдачу на внутренней (вогнутой) и на наружной (выпуклой) теплоотдающих поверхностях.

1. При $r_m \leq r \leq r_z$, рис 5.1.

$$q_{\text{IH}}(r) = -2\pi\lambda_T \frac{dt}{dr} = q_v \pi(r^2 - r_m^2) \quad (5.17)$$

Решив уравнение (5.17) при граничных условиях

$$t = t_m \text{ при } r = r_m,$$

получим следующий закон изменения температуры во внешней части топлива:

$$t = t_m - \frac{q_v}{4\lambda_T} r_m^2 \left(\frac{r^2}{r_m^2} - 2 \ln \frac{r}{r_m} - 1 \right) \quad (5.18)$$

При $r = r_2$ $t = t_2$, то

$$t_m - t_2 = \frac{q_v}{4\lambda_T} r_m^2 \left(\frac{r_2^2}{r_m^2} - 2 \ln \frac{r_2}{r_m} - 1 \right) \quad (5.19)$$

Для всего слоя, работающего на внешний теплоотвод,

$$q_{\text{IH}} = q_v \pi (r_2^2 - r_m^2)$$

поэтому

$$t_m - t_2 = q_{\text{IH}} R_{\text{TH}} \quad (5.20)$$

Термическое сопротивление теплопроводности внешней части тепловыделяющего слоя R_{TH} равно

$$R_{\text{TH}} = \frac{2r_m^2 \ln \frac{r_2}{r_m}}{1 - \frac{r_m^2}{r_2^2 - r_m^2}} \quad (5.21)$$

В стационарном тепловом режиме тепловой поток q_{IH} будет проходить все характерные слои, не содержащие внутренних источников тепла.

Перепад температур по слоям

$$T_2 - t'_{\text{сгн}} = q_{\text{лн}} \frac{\ln \frac{r'_H}{r_2}}{2\pi\lambda_K} \quad (5.22)$$

$$t'_{\text{сгн}} - t_{\text{сгн}} = q_{\text{лн}} \frac{\ln \frac{r_H}{r'_H}}{2\pi\lambda_0} \quad (5.23)$$

$$t_{\text{сгн}} - t_{\text{он}} = q_{\text{лн}} \frac{1}{\pi d_H \alpha_H} \quad (5.24)$$

Совместное решение уравнений (5.21), (5.22), (5.23) и (5.24) дает зависимость, определяющую процесс теплопередачи во внешней части твэла.

$$t_M - t_{\text{он}} = q_{\text{лн}} \left(\frac{1 - 2r_M^2 \frac{\ln \frac{r_2}{r_M}}{r_2 - r_M^2}}{4\pi\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r'_H}{r_2}}{2\pi\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_H}{r'_H}}{2\pi\lambda_0} + \frac{1}{\pi d_H \alpha_H} \right) \quad (5.25)$$

2. При $r_1 \leq r \leq r_M$

$$q_{\text{лвн}}(r) = 2\pi\lambda_T r \frac{dt}{dr} = q_v \pi (r_M^2 - r^2) \quad (5.26)$$

Аналогично теплоотдачи внешнего слоя последовательно получим:

При $t = t_M$, $r = r_M$ решение уравнения (5.26) дает

$$t = t_M - \frac{q_v}{4\lambda_T} r_M^2 \left(2 \ln \frac{r_M}{r} + \frac{r^2}{r_M^2} - 1 \right) \quad (5.27)$$

При $r = r_1$, $t = t_1$, поэтому

$$t_M - t_1 = \frac{q_v}{4\lambda_T} r_M^2 \left(2 \ln \frac{r_M}{r_1} + \frac{r_1^2}{r_M^2} - 1 \right) \quad (5.28)$$

Для всей внутренней части слоев топлива

$$q_{\text{лвн}} = q_v \pi (r_M^2 - r_1^2) \quad (5.29)$$

Поэтому

$$t_M - t_l = q_{l\text{ вн}} \frac{2r_M^2 \ln \frac{r_M}{r_l} - 1}{\frac{r_M^2 - r_l^2}{4\pi\lambda_T}} \quad (5.30)$$

Термическое сопротивление внутренней части тепловыделяющего слоя равно

$$R_{T\text{ вн}} = \frac{2r_M^2 \ln \frac{r_M}{r_l} - 1}{\frac{r_M^2 - r_l^2}{4\pi\lambda_T}} \quad (5.31)$$

Для характерных слоев перепады температур записываются следующим образом:

$$t_l - t_{\text{ст вн}} = q_{l\text{ вн}} \frac{\ln \frac{r_l}{r_{\text{вн}}'}}{2\pi\lambda_K} \quad (5.32)$$

$$t_{\text{ст}}' - t_{\text{ст вн}} = q_{l\text{ вн}} \frac{\ln \frac{r_{\text{вн}}'}{r_{\text{вн}}}}{2\pi\lambda_0} \quad (5.33)$$

$$t_{\text{ст вн}} - t_{o\text{ вн}} = q_{l\text{ вн}} \frac{1}{\pi d_{\text{вн}} \alpha_{\text{вн}}} \quad (5.34)$$

Из уравнений (5.28) и (5.32–5.34) получим

$$t_M - t_{o\text{ вн}} = q_{l\text{ вн}} \left(\frac{2r_M^2 \frac{\ln \frac{r_l}{r_{\text{вн}}'}}{r_M^2 - r_l^2} - 1}{4\pi\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r_l}{r_{\text{вн}}'}}{2\pi\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_{\text{вн}}'}{r_{\text{вн}}}}{2\pi\lambda_0} + \frac{1}{\pi d_{\text{вн}} \alpha_{\text{вн}}} \right) \quad (5.35)$$

Совместное решение уравнений (5.25) и (5.35) позволяет определить координату максимальной температуры топлива

$$r_M = \sqrt{\frac{Ar_2^2 - Br_1^2 + \frac{t_{o\text{н}} - t_{o\text{вн}}}{q_v}}{C}} \quad (5.36)$$

где

$$A = \frac{1}{4\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r_H'}{r_2}}{2\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_H}{r_H'}}{2\lambda_0} + \frac{1}{d_H \alpha_H}$$

$$B = \frac{1}{4\lambda_T} - \left(\frac{\ln \frac{r_1}{r_{BH}'}}{2\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_{BH}'}{r_{BH}}}{2\lambda_0} \right) - \frac{1}{d_{BH} \alpha_{BH}}$$

$$C = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r_1}{r_{BH}'} + \ln \frac{r_H}{r_2}}{2\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_{BH}'}{r_{BH}} + \ln \frac{r_H}{r_H'}}{2\lambda_0} + \frac{1}{d_{BH} \alpha_{BH}} + \frac{1}{d_H \alpha_H}$$

Для стержневого твэла (рис.5.2) расчетная зависимость имеет следующий вид:

$$t_M - t_{OH} = \frac{q_{IH}}{\pi} \left(\frac{1}{4\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r_H'}{r_1}}{2\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_H}{r_H'}}{2\lambda_0} + \frac{1}{d_H \alpha_H} \right) \quad (5.37)$$

$$t_M = \frac{q_{IH}}{\pi} \left(\frac{1}{4\lambda_T} + \frac{\ln \frac{r_H'}{r_1}}{2\lambda_K} + \frac{\ln \frac{r_H}{r_H'}}{2\lambda_0} + \frac{1}{\alpha_H d_H} + t_{OH} \right) \quad (5.38)$$

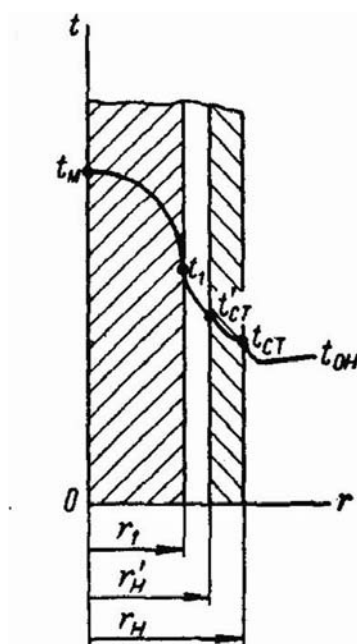


Рис.5.2. Схема передачи тепла в тепловыделяющем элементе в стержневом твэле (односторонний теплосъем)

5.2. Схема вычисления по программе FUTEI (Fuel Tube with External and Internal Cooling).

Программа FUTEI предназначена для определения теплогидравлических характеристик РУ с трубчатыми твэлами (одностержневая модель). В результате расчета определяются следующие величины: расход теплоносителя в кольцевой щели G_k и трубе $G_{тр}$, потери давления на канале, температуры вогнутой $t_{ствн}$ и выпуклой $t_{ствп}$ теплоотдающих поверхностей, максимальная температура твэла при номинальном режиме t_m . Расчет по программе FUTEI проводится следующим образом. Вначале задаются исходные режимные параметры, т.е. те режимные и геометрические параметры сборки с трубчатыми твэлами, при которых предполагается ее работа в номинальном режиме. Возможен расчет оптимальной геометрии трубчатого твэла. В качестве критерия выбора оптимальной геометрии твэла возможен выбор, например, одинаковости энтальпии на выходе из трубы и кольцевой щели.

Задаются входные данные: давление на входе в канал $P_{вх}$, температура воды на входе $t_{вх}$, расход воды на входе в канал G_k , тепловая мощность твэла W (энтальпия на выходе канала $i_{вых}$). Так как кольцевой канал включает в себя трубу и кольцевую щель, то необходимо решать задачу распределения теплоносителя по внутритвэльному (труба) и межтвэльному пространствам (кольцевая щель). В первом приближении G_k и $G_{тр}$ задаются, например, в виде $G_k = G_{тр} = 0,5G$.

Твэл по длине разбивается на ряд участков. Длина участка Δz выбирается в зависимости от требуемой точности расчета и определения различных зон теплосъема по длине. Расчет ведется, начиная с $z=0$ до $z_{вых}=L_0$, где L_0 обогреваемая (длина, на которой происходит тепловыделение в твэле) длина трубчатого твэла.

Ввод исходных данных

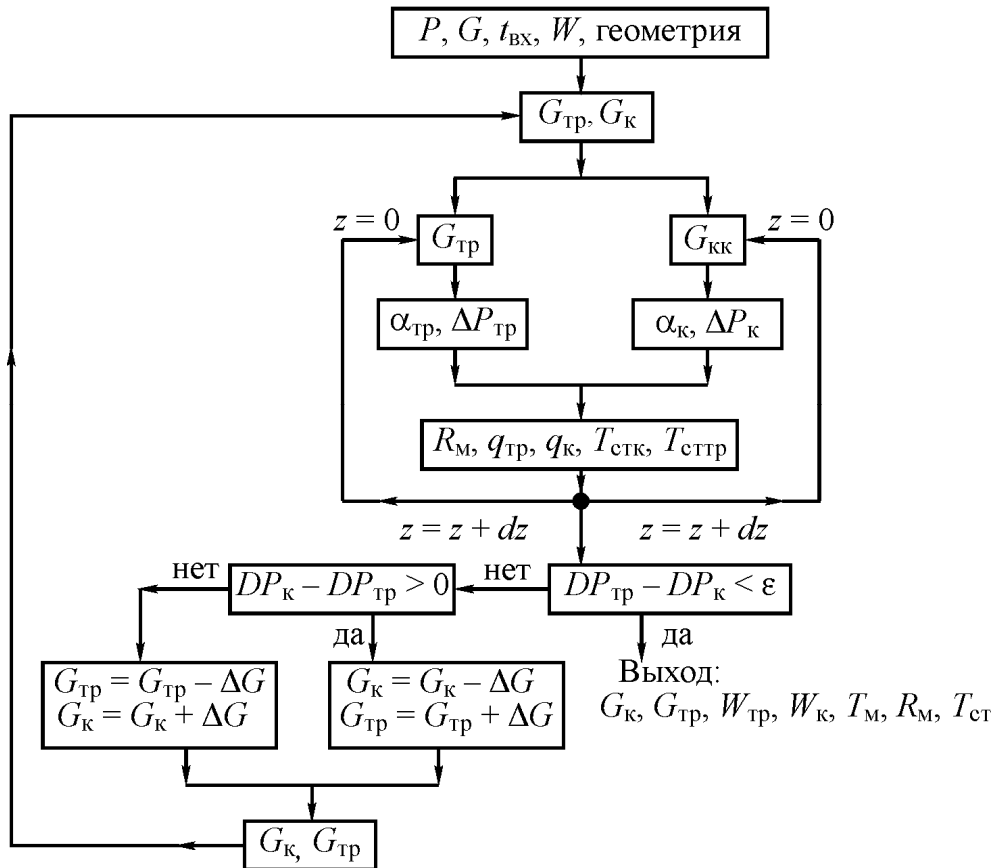


Рис.5.3. Блок – схема программы FUTEI.

Задается в первом приближении распределение мощности (тепловых потоков) на вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностях трубчатого твэла. Определяются коэффициенты теплоотдачи и потери давления на каждом участке трубы и кольцевой щели по длине твэла. Зависимости для определения коэффициентов теплоотдачи α_k , $\alpha_{тр}$ и коэффициентов сопротивления ξ определяются на основе методик, представленных в предыдущих главах.

Далее решается уравнение энергии для теплоносителя и уравнение теплопроводности для твэла. При решении уравнения теплопроводности с внутренними источниками предполагается, что твэл бесконечно длинный, температура в стенке изменяется только в направлении радиуса. Внутри этой стенки имеются равномерно распределенные источники теплоты с

производительностью $q_v = W/V_{\text{ТВ}}$. Где W , $V_{\text{ТВ}}$ – мощность и объем стенки трубчатого ТВЭЛ.

$$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (5.39)$$

Определяется местоположение максимальной температуры топлива R_m (см. зависимость 5.36).

Определяется тепло, выделяемое со стороны вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностей

$$q_{\text{вн}} = q_v \pi (r_m^2 - r_1^2) \quad (5.40)$$

$$q_{\text{вн}} = q_v \pi (r_2^2 - r_m^2) \quad (5.41)$$

На основе определения тепловых потоков, коэффициентов теплоотдачи определяются температуры стенок по сечению ТВЭЛ и температуры стенок вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностей оболочки ТВЭЛ.

В процессе расчета на каждом шаге по длине суммируются потери давления и мощности выделяемые со стороны выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностей. Далее проводят сравнение потерь давления на трубе и кольцевой щели. Расчет заканчивается в случае если $dP_{\text{т}} - dP_{\text{к}} < \varepsilon$, где $dP_{\text{т}}$, $dP_{\text{к}}$, ε – потери давления на кольцевой щели, трубе и точность расчета соответственно. Потери давления определяются по методикам рассмотренным в главе 4.

Полученные в результате расчета расходы воды в кольцевой щели и трубе, а также профиль теплового потока на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях служат исходными данными для расчета запасов до кризиса теплоотдачи на соответствующих теплоотдающих поверхностях.

5.3. Теплогидравлические характеристики трубчатых твэлов (водо-водяные реакторные установки).

Определим характеристики РУ с трубчатыми твэлами на основе модели эквивалентного кольцевого канала. Для сопоставительного анализа ТГХ трубчатых твэл и твэлов, применяемых в настоящее время в водо-водяных РУ использовались характеристики РУ приведенные в таблице 5.1. Размеры трубчатого твэла были взяты на основе данных работы [107], в которой приведены размеры твэла сборки 12*12, 13*13 и референтной сборки 17*17 РУ PWR. TBC 17*17 – сборка для типичного четырехпетлевого реактора Westinghouse тепловой мощностью 3411 МВт.

Расчеты для трубчатого твэла выполнены на основе программы FUTEI (Fuel Tube with External and Internal Cooling). Программа определяет распределение расходов теплоносителя по внутритвэльному (внутритрубное пространство) и межтвэльному (кольцевая щель) пространству для заданного суммарного расхода теплоносителя. В качестве расчетных для определения температурных режимов твэла с двухсторонним теплосъемом взяты зависимости из глав 1–4. Кризис теплоотдачи определялся на основе пленочной модели. Распределение теплоносителя между кольцевой щелью (модель межтвэльного пространства) и в трубе (модель внутритвэльного пространства) определялось при условии равенства перепада давления по длине кольцевой щели и трубы. Модель включала в себя пять областей с различными теплопроводностями и тепловыделением: внутреннюю оболочку, контактный слой, топливо, контактный слой, внешнюю оболочку. Модель включала также расчетные области для теплоносителя на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла. Уравнение теплопроводности решалось в осесимметричном приближении. Указанные расчетные области указаны на рис.5.1.

Таблица 5.1. Основные характеристики реакторов типа ВВЭР и PWR.

Наименование характеристики	ВВЭР–440	ВВЭР–1000	PWR
Реактор			
мощность, МВт			
- тепловая, $Q_{\text{тепл}}$	1375	3000	3780
- электрическая $Q_{\text{эл}}$	440	1000	1300
Активная зона			
энергонапряженность, q_v , МВт/м ³	83	110	95
количество ТВС, N	349	163	193
Загрузка топлива, т	42	80	103,5
выгорание выгружаемого топлива, МВт сут/кг	28,6	40	35
Расход теплоносителя G, кг/с	8290	16230	18 800
Давление теплоносителя, МПа	12,5	16	15,8
Температура теплоносителя, °C			
- на входе	209	290	292
- на выходе	300	322	326
Расход теплоносителя через одну ТВС, кг/с		100	
Расход теплоносителя через один ТВЭЛ, кг/с		0,322	
Средняя скорость воды $W_{\text{ср}}$, м/с		5,69	
линейный тепловой поток в центральной плоскости реактора в расчете на максимально нагруженный ТВЭЛ		$47,1 \cdot 10^3$	

q_{lo}^{max} , Вт/м			
-----------------------	--	--	--

Размеры твэла ТВС с трубчатыми твэлами (ТВС 12*12 и 13*13) и стержневого твэла (референтная сборка ТВС 17*17) представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2.

Тип ТВС	$d_{вн}$ мм	$d_{вн1}$ мм	D_1 мм	D_2 мм	$D_{н1}$ мм	D_n мм	шаг ТВС, мм
12*12	9,533	10,676	10,8	15,4	15,324	16,667	17,89
13*13	8,633	9,776	9,9	14,1	14,224	15,367	16,51
17*17	-	-	-	8,25	8,379	9,522	12,63

Для модели эквивалентного кольцевого канала был взят твэл сборки 12*12. Наружный диаметр эквивалентного кольцевого канала выбирался следующим образом. Исходя из шага решетки ТВС 17,89 мм и наружного диаметра твэла определялась площадь воды вокруг твэла, рис.5.4.

$$S_{воды} = 17,89^2 - 16,6 - 0,785 \cdot 16,667^2 = 101,98 \text{ мм}^2$$

Наружный диаметр эквивалентного кольцевого канала определялся на основе известной площади кольцевого зазора – 101,98 мм²:

$$101,98 = 0,785 (d_n^2 - 16,667^2)$$

$$d_n = 20,19 \text{ мм},$$

где $d_{вн} = 16,667$ мм. $d_{тр} = 9,533$ мм, $l=3.5$ м.

Мощность, подведенная к эквивалентному кольцевому каналу, определялась исходя из известного подогрева теплоносителя и средней скорости в сборке РУ ВВЭР.

Расход воды через кольцевую щель

$$G = W_{cp} \cdot F = W_{cp} (d_{HK}^2 - d_{BH}^2) \pi / 4 \quad (5.42)$$

$$Q = 5,7 \cdot 101,93 \cdot 10^{-6} = 0,581 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с};$$

$$G = \rho \cdot Q = 681 \cdot 0,581 \cdot 10^{-3} = 0,396 \text{ кг/с};$$

$$W = G (i_{\text{вых}} - i_{\text{вх}}) = 0,396 \cdot (1465,8 - 1284,3) = 71,87 \approx 72 \text{ кВт}$$

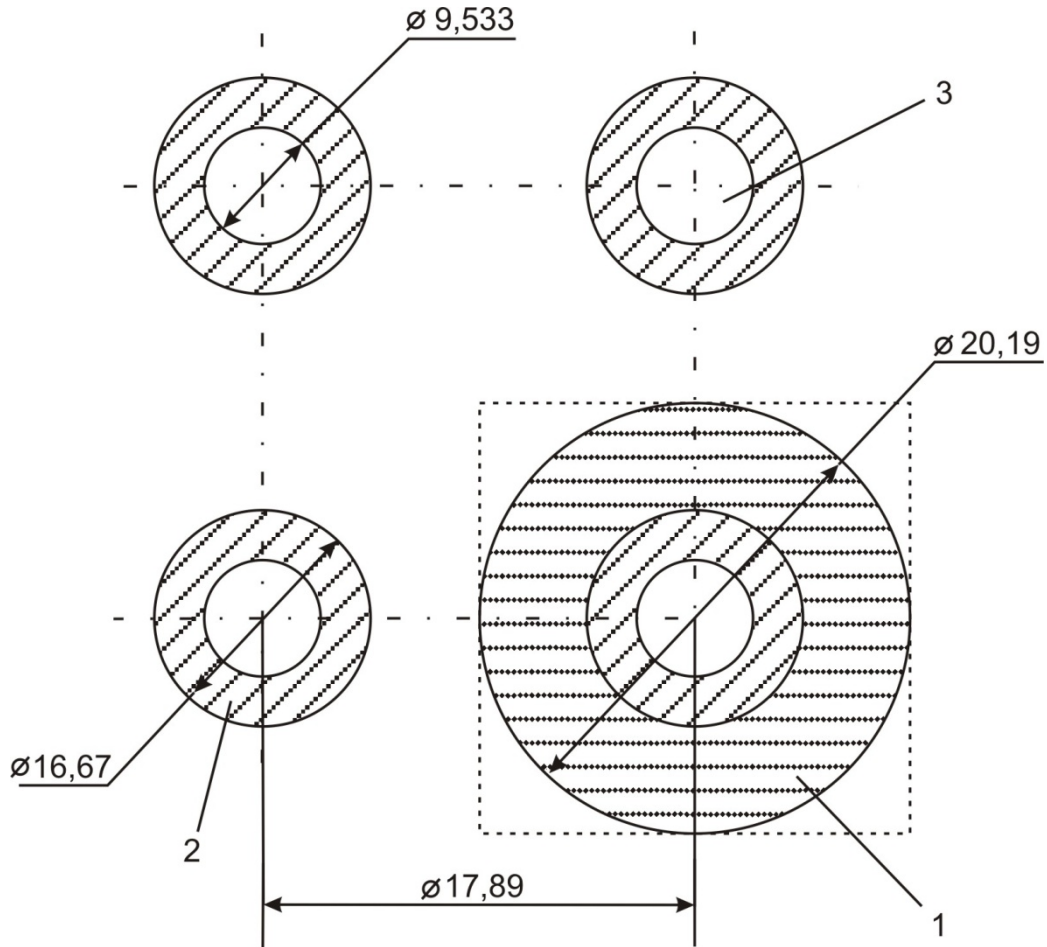


Рис.5.4. Схема выбора эквивалентного кольцевого канала.

1 – площадь занятая водой в кольцевой щели эквивалентного кольцевого канала; 2 – трубчатый твэл; 3 – внутритвэльное пространство

Определим максимальную температуру стержневого и трубчатого твэла на основе модели эквивалентного кольцевого канала (программа FUTEI). Расчет стержневого твэла был выполнен, исходя из следующих режимных и геометрических параметров, рис. 5.2:

$$d_1 = 8,376 \text{ мм}; d_{н1} = 8,5 \text{ мм}; d_n = 9,1 \text{ мм}.$$

Длина твэла – 3,5 м.

Тепловой поток на поверхности стержневого ТВЭла

$q_{\text{ср}} \sim 0,9 \text{ МВт/м}^2$ средненагруженного ТВЭла;

$q_{\text{max}} \sim 1,7 \text{ МВт/м}^2$ максимально нагруженного ТВЭла.

Максимальная температура t_{max} в центре стержневого ТВЭла определялась по зависимости (5.38).

При расчете по программе FUTEI физические свойства топлива, оболочки и контактного слоя принимались следующими:

коэффициенты теплопроводности

- оболочки $\lambda_{\text{об}} = 20,2 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$ ($t = 300 - 4000^\circ\text{C}$);

- топлива $\lambda_{\text{т}} = 3,1 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$ ($t = 827 - 1427^\circ\text{C}$);

- контактного слоя $\lambda_{\text{к}} = 0,29 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$

Максимальная температура стержневого ТВЭла равна $t_{\text{м}} = 1890^\circ\text{C}$

Для определения характеристик трубчатого ТВЭла были выбраны геометрические размеры ТВЭла сборки 12*12 (табл.5.1), рис. 5.1

$d_{\text{вн}} = 9,533 \text{ мм}$; $d_{\text{вн1}} = 10,676 \text{ мм}$; $d_1 = 10,8 \text{ мм}$; $d_2 = 15,4 \text{ мм}$;

$d_{\text{н1}} = 15,524 \text{ мм}$; $d_{\text{н}} = 16,667 \text{ мм}$; длина ТВЭла – 3,5 м.

Исходя из геометрических размеров эквивалентного кольцевого канала имеем отношение объема топлива к воде

$$\frac{V_{\text{UO}_2}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{101,98 \cdot 3,5 \cdot 10^{-3}}{94,6 \cdot 3,5 \cdot 10^{-3}} = 0,936 \approx 0,94.$$

В реальных сборках это отношение меняется в зависимости от числа стержней в сборке, рис. 5.4. На рис. 5.4 представлены относительные (по отношению к ТВС 17*17 в активной зоне (АЗ) со стандартными стержневыми ТВЭлами) значения площади к поверхности теплообмена 1, объема топлива 2 и теплоносителя 3, водно–топливное соотношение 4 для различных вариантов ТВС с трубчатыми ТВЭлами. Переход от стержневых ТВЭлов к трубчатым практически в 1,5 раза увеличивает поверхность теплообмена, примерно в 2 раза снижает толщину топливного слоя, что с учетом теплообмена как с внутренней, так и с внешней поверхности

приводит к четырехкратному снижению эффективного термического сопротивления топлива по сравнению со стержневыми твэлами, [107].

Значения температур оболочки на внутренней поверхности для твэла средней нагрузки $t_{\text{вн ср}}(z)$ и для максимально нагруженного твэла $t_{\text{вн max}}(z)$ по высоте канала приведены в таблице 5.3.

Таблица 5.3

Z, м	- 1,75	- 1,5	- 1,0	- 0,5	0	0,5	1,0	1,5	1,75
$t_{\text{вн ср}}(z), ^\circ\text{C}$	328	454	702	954	1040	967	758	496	361
$t_{\text{вн max}}(z), ^\circ\text{C}$	363	521	1221	1690	1856	1730	1280	590	422

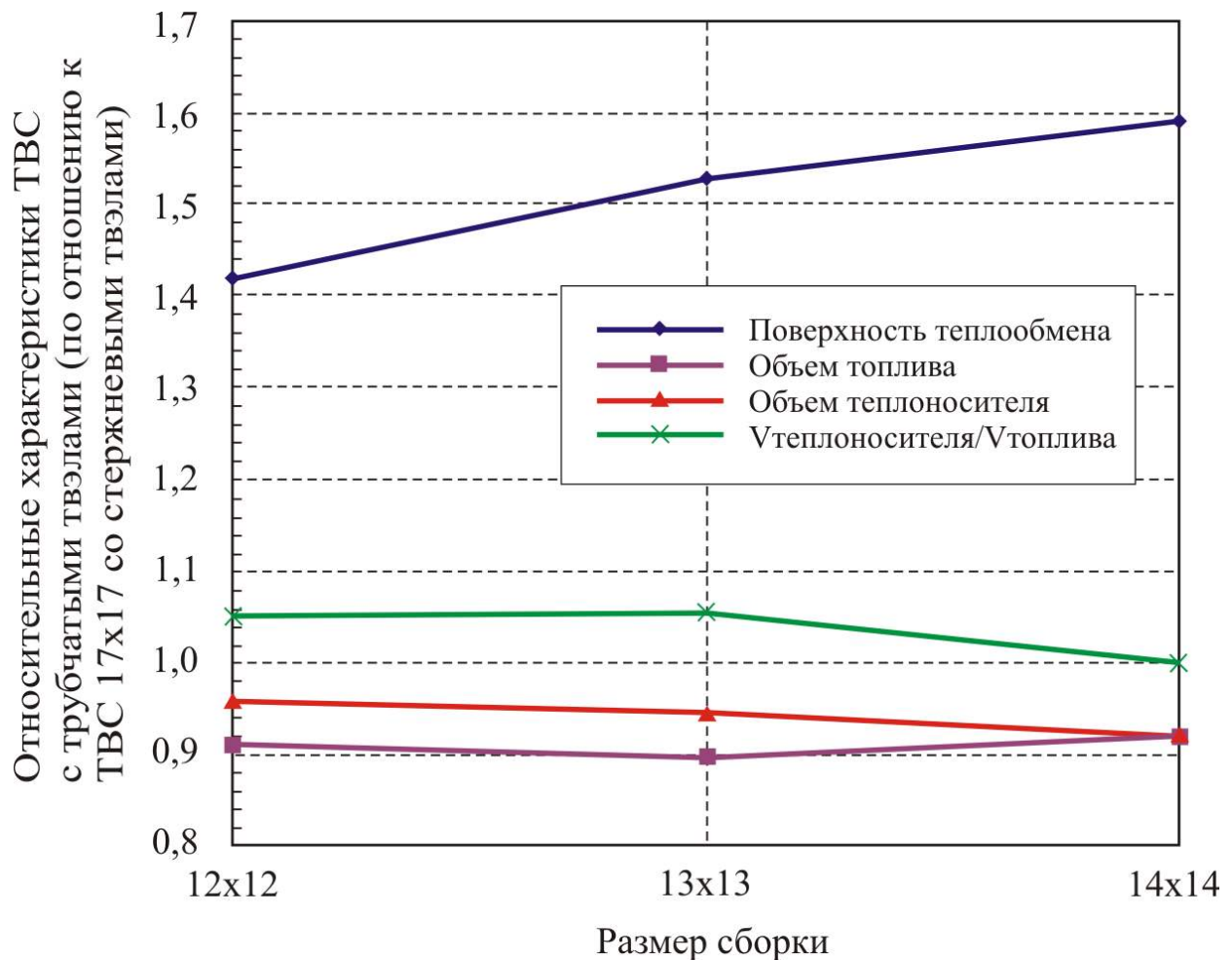
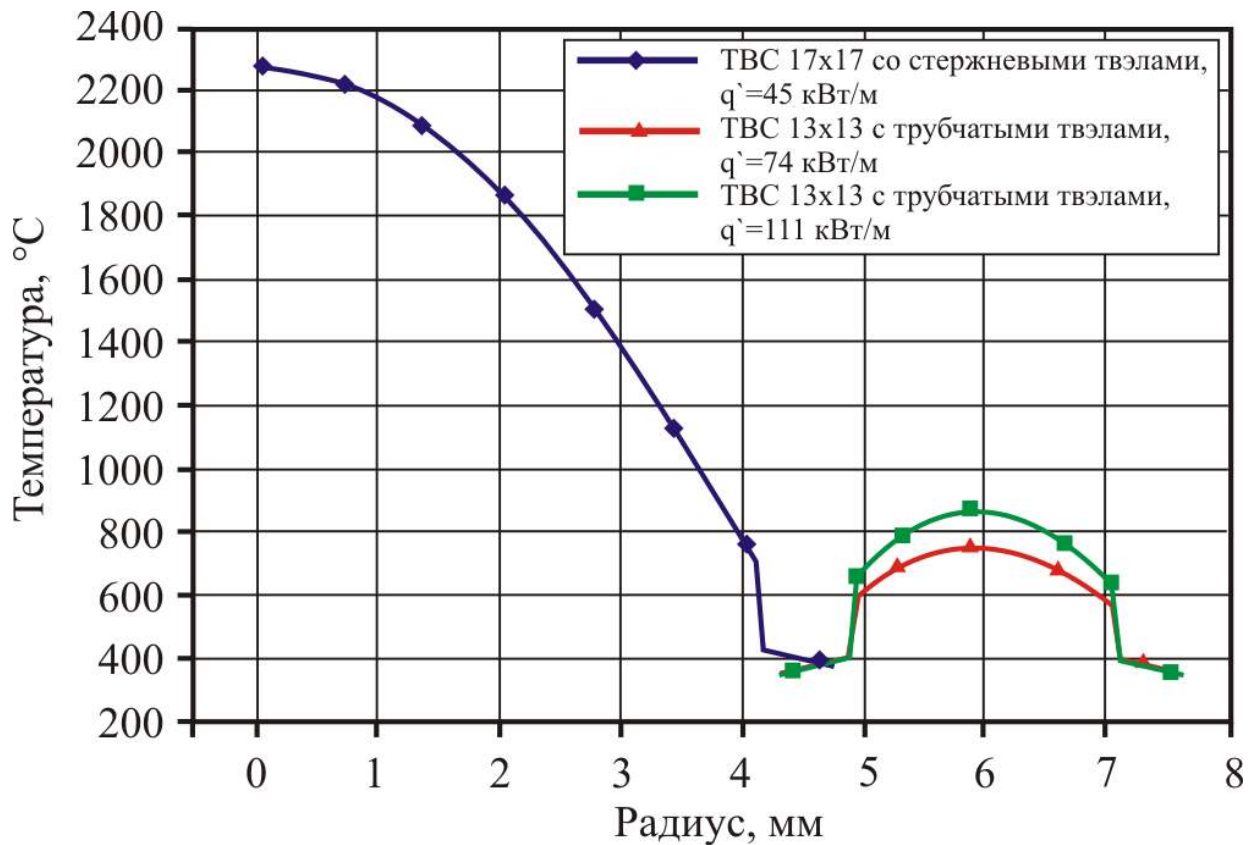


Рис.5.5. Сравнительные характеристики ТВС со стержневыми и трубчатыми твэлами

В таблице 5.3 представлены температуры внутренней оболочки по высоте твэла средне и максимально нагруженного твэла. Максимальное значение

температуры находится в центре твэла. На рис.5.6 показано распределение температуры по сечению стержневого и трубчатого твэлов для оптимизированной сборки 13*13 с трубчатыми твэлами при различных уровнях линейной мощности. Оптимальная сборка выбиралась на основе теплогидравлического анализа с тем, чтобы в ней была минимальная температура топлива, минимальный перепад давления, большой запас до кризиса теплоотдачи. На основании теплогидравлического анализа в качестве оптимальной сборки была выбрана сборка из 13*13 твэлов, [107]. Расчеты температуры проведены для области с максимальным уровнем тепловыделения. Распределение мощности взято для РУ PWR, мощностной фактор составляет 2,5, актуальный профиль – усеченный конус с пиковым



5.6. Распределение температуры по сечению стержневого и трубчатых твэлов

фактором 1,55. Вычисления выполнены при двух значениях мощности – 100% и 150% для обычных и трубчатых твэлов. Линейная мощность для трубчатого твэла принята более высокой, так как число трубчатых твэлов в ТВС меньше. Для трубчатых твэлов расчет выполнен при повышенной на

150% мощности (при увеличенном до 150% расходе теплоносителя). Как видно из рис.5.5, температура топлива при повышенной в 1,5 раза мощности активной зоны не превышает 900°C , при номинальной мощности – 750°C . Таким образом, максимальная температура топлива значительно понижается (примерно на 1500°C) при сопоставимой мощности.

Расчет максимальной температуры твэла, размещенного в кольцевом канале (одностержневая модель ТВС) проведен для номинальной мощности (72 кВт), а также для $W = 1,5 W_{\text{ном}}$ и $W = 2 W_{\text{ном}}$. Результаты расчета представлены в таблице 5.4.

Таблица 5.4

№	W, кВт	$t_m, ^{\circ}\text{C}$	U, м/с	$\Delta P, \text{МПа}$
1	72	546	5,7	0,058
2	108	648	8,5	0,129
3	144	744	11,3	0,217

Как видно из таблицы 5.4 расчет максимальной температуры для одностержневой модели ТВС качественно дает сходный результат с расчетом по многостержневым моделями [105–108].

На рис.5.7 показана зависимость перепада давления от числа стержней для референтной сборки и сборок с трубчатыми твэлами при номинальной и повышенной мощности (159% номинальной мощности), [107].

Повышение перепада давления в сборке повышенной мощности связано с тем, что для повышения мощности при фиксированном подогреве теплоносителя не обходимо увеличивать расход через РУ. Действительно, мощность РУ пропорциональна расходу теплоносителя и увеличению его температуры. Если поддерживать подогрев теплоносителя фиксированным, а температуру на выходе ниже t_s , то для увеличения мощности необходимо увеличивать расход пропорционально мощности. Последнее приводит к

значительному повышению потерь давления. В этом случае основным теплогидравлическим параметром, лимитирующим увеличение мощности, является перепад давления на сборке.

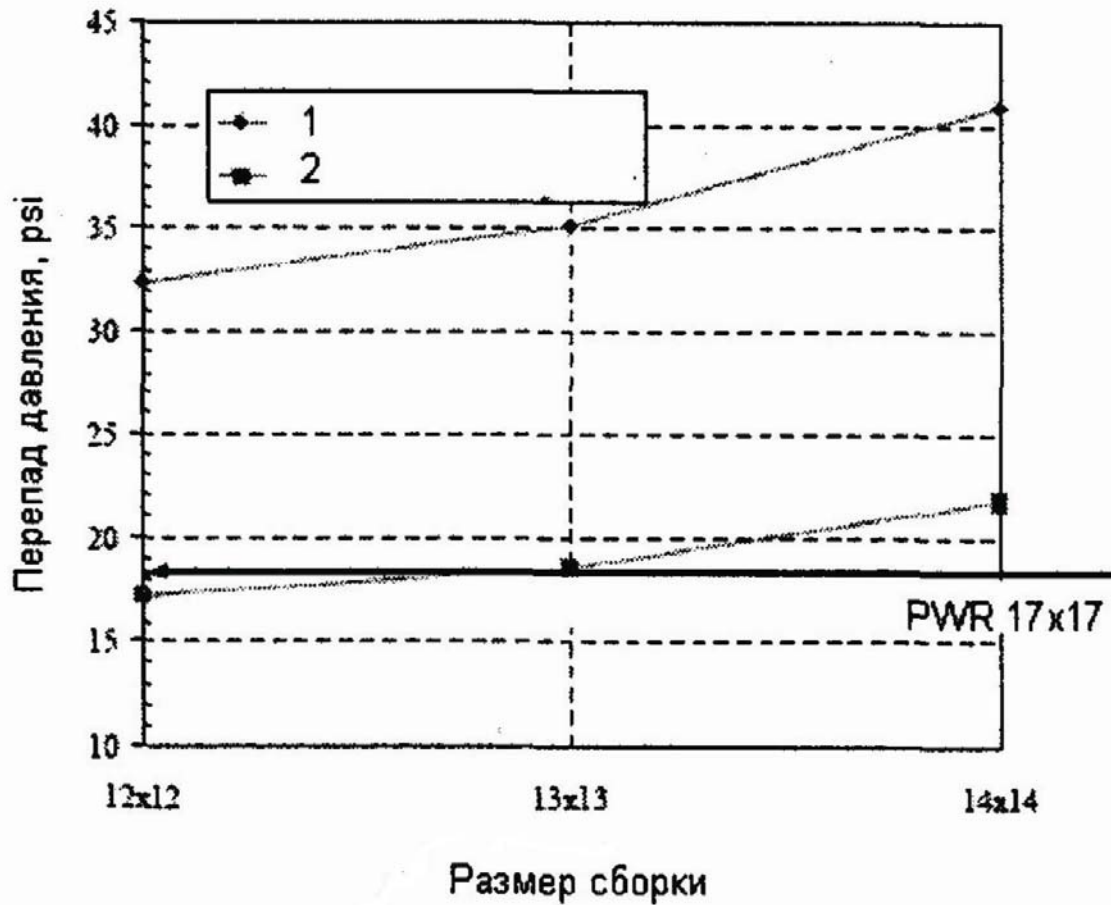


Рис.5.7. Перепад давления в сборках трубчатых твэл (1 – 150% мощность, 2 – 100% мощность)

5.4. Запасы до кризиса теплоотдачи в твэлах с двухсторонним теплосъемом.

В настоящее время запасы до кризиса в ТВС определяются следующим образом [102], рис.5.7:

1. На основании геометрических, режимных, входных и других параметров определяются локальные параметры в ячейках сборки или осредненные параметры по сечению.

2. Определяются критические тепловые потоки КТП для локальных параметров, и находятся запасы до кризиса как отношения КТП к тепловому с поверхности ТВЭЛ.

3. Из всех возможных значений запасов для различных кассет, различных ячеек и сечений по длине выбирается минимальное, которое и принимается в качестве лимитирующего фактора по уровню энерговыделения в реакторе.

$$K_3 = \frac{q_{кр}}{q_{MAX}} \quad (5-43)$$

Такому подходу, основанному на сопоставлении КТП при данных локальных параметрах и локального потока и локального потока с поверхности ТВЭЛ, свойственен некоторый недостаток [6]. Недостаток связан с тем, что коэффициент запаса, определенный как $q_{кр} / q_{лок}$, имеет смысл для фиксированных переменных локальных параметров и не может быть

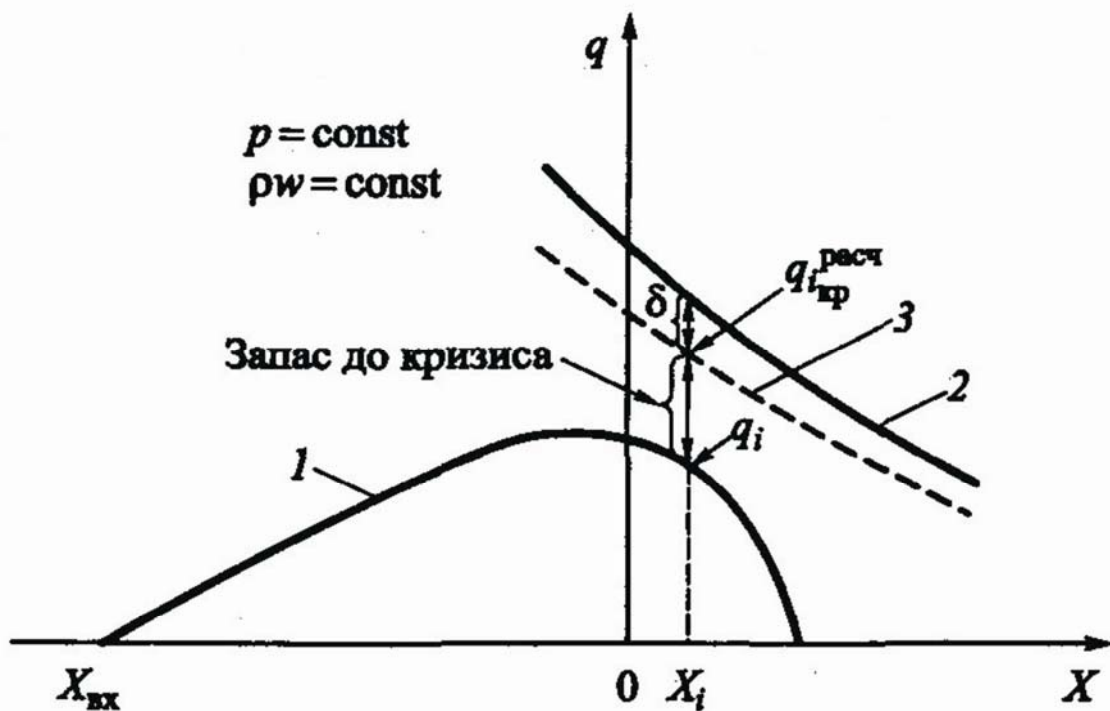


Рис.5.8. Схема расчета запаса до кризиса теплоотдачи. 1 – распределение тепловыделения в реакторе; 2 – расчетная зависимость критического теплового потока; 3 – нижняя граница расчетной зависимости критического теплового потока

реализован как в нормальных условиях активной зоны, так и в переходных или аварийных ситуациях.

На рис.5.8 показан вид зависимости $q_{кр}(x)$ для некоторых режимных параметров. Как видно из рис.5.8, при достаточно высоких локальных запасах до кризиса реальный запас может быть весьма мал – возможна аварийная ситуация. Действительно высокие запасы создают видимость больших резервов установки ($K_z - 3-4$) в номинальных режимах. Между тем, повышение теплового потока в 1,5–2 раза приводит к возникновению кризиса вследствие повышения паросодержания и резкого снижения КТП (переходная область рис. 5.8). В связи с этим, использование запаса по КТП по критической мощности (до пересечения линий баланса и КТП) дает более объективную картину о реальных возможностях установки.

В ТВС с трубчатыми твэлами, где имеет место двухсторонний теплосъем, оценка запасов до кризиса выполняется на основе известных корреляций для выпуклых (наружная поверхность) и вогнутых (внутритвэльная поверхность) теплоотдающих поверхностей и с учетом

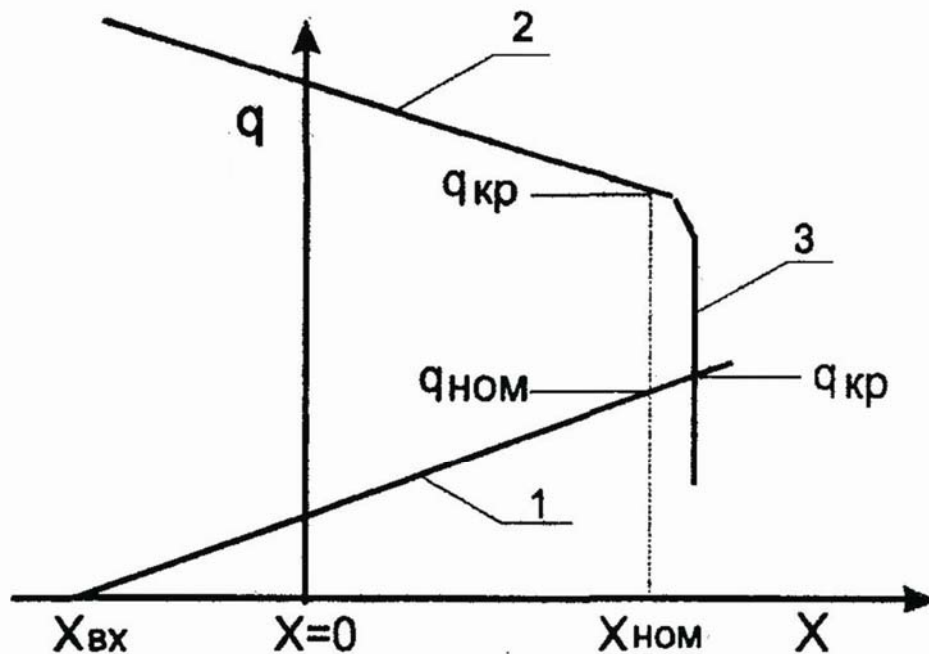


Рис.5.9. Качественный характер зависимостей для труб. 1 – зависимость теплового потока от паросодержания (тепловой поток); 2, 3 – зависимость $q_{кр}(X)$

обратных тепловых связей. Экспериментальные данные по запасам до кризиса в твэлах с двухсторонним теплосъемом отсутствуют. Известны работы по оценке запасов до кризиса в ТВС с трубчатыми твэлами с различным количеством твэлов, [105-108]. Запасы до кризиса в этих работах определены традиционным методом, т.е. по сравнению локального теплового потока и КТП в этом сечении. Результаты выполненных расчетов запасов до кризиса теплоотдачи и потерь давления в активной зоне для различных геометрий ТВС с трубчатыми твэлами позволили определить оптимальные размеры сборки 13:13. Запасы до кризиса составили 3,4 для выпуклой и 2,9 для вогнутой теплоотдающих поверхностей трубчатого твэла, что более чем в два раза выше запасов до кризиса обычных стержневых твэлов. При этом потери давления увеличиваются всего на 5%, [107]. На основе одностержневой модели определены запасы до кризиса на выпуклой и вогнутой поверхностях трубчатого твэла. При определении запасов учитывалось, что твэл имеет неравномерное тепловыделение по длине ($q_{max}/q_{cp} = 1,5$), а также тот факт, что отношение максимально нагруженного твэла (центральная плоскость реактора в расчете на максимально нагруженный твэл) $q_{l max} / q_{l cp} = 1,8$.

В таблице 5.5 представлены расчетные запасы до кризиса при мощности твэла N_n , соответствующей номинальной мощности и мощностям, равным соответственно $1,5N_n$ и $2N_n$.

Таблица 5.5

N, кВт	Kз		ρW	
	Вып	Вогн	К.К.	ТР
72	8,6	5,7	1501	3370,7
108	6,77	4,36	2553	5070

144	3,37	3,67	3152	6460,6
-----	------	------	------	--------

Как видно запасы до кризиса теплоотдачи, полученные на одностержневой модели, дают качественно сходные результаты (Таблица 5.5)

Расчетные исследования [105-108] показали, что в ТВС с трубчатыми твэлами имеет место высокая чувствительность запасов до кризиса от теплогидравлических параметров. Показано, что высокая чувствительность запасов до кризиса теплоотдачи связана не с наличием внутритвэльного пространства, а с меньшим расстоянием между стержнями. При увеличении зазора между стержнями чувствительность к запасам по кризису снижается и приближается к тем значениям, которые имеют место в PWR со стержневыми твэлами. Высокая чувствительность связана с тем, что небольшие зазоры между стержнями лимитируют перемешивание теплоносителя в сборке. Варьирование коэффициента перемешивания подтвердило, что чувствительность минимального запаса до кризиса кипения связана с ограниченным потоком между ячейками сборки.

В связи с этим можно утверждать, что в ТВС с трубчатыми твэлами обратная гидравлическая связь между межтвэльным и внутритвэльным пространством позволит значительно увеличить перемешивание в межтвэльном пространстве, улучшить обмен между межтвэльным и внутритвэльным пространством. Последнее позволит устранить основной недостаток ТВС со стержневыми твэлами – плохое перемешивание между ячейками, улучшить массообмен между ячейками, повысить запасы до кризиса.

Таким образом, РУ с трубчатыми твэлами имеют большие потенциальные возможности для повышения энергонапряженности и безопасности. Приведенные выше оценки показывают, что, например, мощность РУ ВВЭР может быть повышена до 2000 МВт (используется тот же корпус). При этом максимальная температура твэл на 1500–1000 °С ниже,

чем в ТВС со стержневыми твэлами при номинальной мощности. Запасы до кризиса в сборке при $N = 2N_{\text{ном}}$ также значительны.

Заключение к главе 5.

1. Разработан алгоритм и написана программа FUTEI (Fuel Tube with External and Internal Cooling). Программа определяет распределение расходов теплоносителя по внутритвэльному (внутритрубное пространство) и межтвэльному (кольцевая щель) пространству для заданного суммарного расхода теплоносителя. В качестве расчетных для определения температурных режимов твэла с двухсторонним теплосъемом взяты методики из глав 1–4. Кризис теплоотдачи определяется на основе пленочной модели. Распределение теплоносителя между кольцевой щелью (модель межтвэльного пространства) и в трубе (модель внутритвэльного пространства) определяется при условии равенства перепада давления по длине кольцевой щели и трубы. Модель включает в себя пять областей с различными теплопроводностями и тепловыделением: внутреннюю оболочку, контактный слой, топливо, контактный слой, внешнюю оболочку. Модель включает также расчетные области для теплоносителя на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла. Уравнение теплопроводности решается в осесимметричном приближении.

2. На основе зарубежных данных о ТВС с трубчатыми твэлами выбраны размеры одностержневой модели – эквивалентного кольцевого канала. На основе модели эквивалентного кольцевого канала по программе FUTEI выполнен расчет максимальных температур трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной (150%) мощности. Показано, что для трубчатого твэла максимальная температура примерно на 1500 °С ниже максимальных температур для стержневого твэла. Расчет теплогидравлических характеристик по программе FUTEI дает качественно сходные результаты с расчетом по программам для многостержневых сборок.

3. На основе модели эквивалентного кольцевого канала по программе FUTEI выполнен расчет запасов до кризиса теплоотдачи для трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной (150%) мощности. Показано, что запасы до кризиса теплоотдачи для трубчатого твэла значительно превышают таковые для стержневого твэла. Последнее совпадает с данными полученными по программам для многостержневых сборок.

4. Расчетные исследования зарубежных исследователей показали, что в ТВС с трубчатыми твэлами имеет место высокая чувствительность запасов до кризиса от теплогидравлических параметров. Показано, что высокая чувствительность связана с тем, что небольшие зазоры между стержнями лимитируют перемешивание теплоносителя в сборке. Варьирование коэффициента перемешивания подтвердило, что чувствительность минимального запаса до кризиса кипения связана с ограниченным потоком между ячейками сборки. В связи с этим можно утверждать, что в ТВС с трубчатыми твэлами обратная гидравлическая связь между межтвэльным и внутритвэльным пространством позволит значительно увеличить перемешивание в межтвэльном пространстве, улучшить обмен между межтвэльным и внутритвэльным пространством. Последнее позволит устранить основной недостаток ТВС со стержневыми твэлами – плохое перемешивание между ячейками, улучшить массообмен между ячейками, повысить запасы до кризиса.

Выводы

1. Повышение энергонапряженности и надежности современных АЭС возможно на основе, предложенной в [9] альтернативной схемы тепловыделяющей сборки. Согласно [9] теплосъем в твэлах осуществляется не только с выпуклой теплоотдающей поверхности (существующие ТВС со стержневыми твэлами), но и со стороны вогнутой теплоотдающей поверхности. Повышение энергонапряженности и надежности в ТВС с трубчатыми твэлами достигается за счет:

1.1. Увеличения поверхности теплосъема – теплосъем осуществляется как с наружной (выпуклой), так и с внутренней (вогнутой) теплоотдающих поверхностей.

1.2. Образования тепловых обратных связей между выпуклой и вогнутой теплоотдающими поверхностями. Любое ухудшение теплосъема на одной из поверхностей приведет к перераспределению тепловых потоков, смещению максимума теплового потока к одной из поверхностей, улучшению тепловой обстановки на поверхности, где ухудшились условия теплосъема.

1.3. Образования гидравлических обратных связей. Гидравлическая обратная связь (в случае необходимости) реализуется путем перетоков теплоносителя через отверстия из внутренних полостей твэлов в межтвэльное пространство (или наоборот). Этим самым теплоноситель перемешивается по сечению ТВС, улучшая теплосъем с теплоотдающих поверхностей.

2. Для определения ТГХ РУ с трубчатыми твэлами необходимо уметь определять коэффициенты теплоотдачи в конвективной области, области развитого кипения, кризиса теплоотдачи и закризисной области. Расчет температурных полей должен выполняться в условиях как равномерного, так и неравномерного тепловыделения. При этом расчет должен быть выполнен в том числе и для случаев, когда $q_1/q_2 = \infty - 0$, т. е. при наличии необогреваемых участков на поверхности твэла. В области кризиса существующие методики позволяют определить КТП и место (область) возникновения кризиса в ограниченном диапазоне режимных параметров и ограниченных законах

изменения теплового потока по длине твэл. Методики не позволяют определить КТП и место кризиса при наличии необогреваемых участков по длине твэла, что характерно для РУ с трубчатыми твэлами. Такие расчеты возможно выполнить на основе методик, позволяющих учесть структуру потока (пристенная пленка, ядро потока с каплями).

3. Для расчета кризиса теплоотдачи в области дисперсно – кольцевого режима, в котором кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки, предложено использовать уравнение баланса жидкости в пристенной пленке.

3.1. Для решения уравнения баланса жидкости в пристенной пленке предложено применить метод, в котором вместо отдельных составляющих массообмена используется интенсивность суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой. Метод базируется на установленной экспериментально однозначной связи интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно - кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса теплоотдачи. Приведено описание экспериментальных результатов, на основе которых установлена однозначная связь интенсивности суммарного массообмена и кризиса теплоотдачи.

3.2. Для расчета кризиса теплоотдачи при неравномерном тепловыделении, в том числе при наличии необогреваемых участков на теплоотдающих поверхностях, необходимы зависимости для определения расхода жидкости в пристенной пленки при течении гидродинамически равновесной двухфазной смеси. Выполнена обработка известных экспериментальных данных по расходам жидкости в пристенной пленке при течении гидродинамически равновесной двухфазной смеси применительно к вогнутой нетеплоотдающей поверхности. Получена зависимость, позволяющая определить расходы жидкости в пристенной пленке для следующего диапазона

$P = 0.5 \div 15.0$ МПа, $\rho W = 250 \div 4000$ кг/м² с, $d = 8 \div 16$ мм. Выполнен анализ известных зависимостей для определения расхода жидкости в пристенной пленке для выпуклой теплоотдающей поверхности при течении гидродинамически равновесной двухфазной смеси. Представлены зависимости, на основе которых возможно выполнение расчета ψ на выпуклой поверхности при адиабатных условиях.

3.3. По аналогии с вогнутой теплоотдающей поверхностью записано уравнение баланса жидкости в пристенной пленке применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности. Определена связь интенсивности суммарного массообмена между ядром потока и пристенной пленкой и значениями критических тепловых потоков в области дисперсно - кольцевого режима, расходов жидкости в ядре потока и пленке с граничными условиями в начале формирования дисперсно-кольцевого режима и параметрами в месте возникновения кризиса применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности. На основе обработки данных по кризису теплоотдачи на выпуклой теплоотдающей поверхности получено эмпирическое выражение для доли жидкости в ядре потока применительно к выпуклой теплоотдающей поверхности.

3.4. Выполнен расчет и проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений расходов жидкости в пристенной пленке при равномерном и неравномерном тепловыделении. Показано удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений ψ при различных законах тепловыделения.

4. Выполнен анализ условий возникновения кризиса теплоотдачи во всей области существования двухфазного потока применительно к выпуклой и вогнутой теплоотдающим поверхностям. Показано, что:

4.1. В области пузырькового кипения и недогретой жидкости для определения кризиса теплоотдачи на вогнутой теплоотдающей поверхности может быть использована методика, представленная в [23]. Для выпуклой теплоотдающей поверхности для определения КТП возможно использование в

качестве базовых зависимостей, полученных для вогнутой теплоотдающей поверхности. Количественные отличия КТП на выпуклой теплоотдающей поверхности от КТП на вогнутой поверхности могут быть выражены с помощью поправочных функций. На основе обработки экспериментальных данных по кризису теплоотдачи на выпуклой теплоотдающей поверхности получены зависимости, на основе которых возможно определение КТП на выпуклой теплоотдающей поверхности.

4.2. В области дисперсно – кольцевого режима кризис теплоотдачи обусловлен полным истощением пристенной пленки и может быть определен на основе решения уравнения баланса жидкости в пристенной пленке для выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностей при условии $\psi = 0$.

4.3. Выполнен расчет кризиса теплоотдачи и проведено сравнение экспериментальных значений КТП для вогнутой и выпуклой теплоотдающих поверхностей во всей области существования двухфазного потока. Показано, что расчетные и экспериментальные значения КТП совпадают вполне удовлетворительно.

5. Выполнен анализ известных методик расчета потерь давления в области одно – двухфазного потока для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель). Показано, что:

5.1. В области однофазного течения для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование известных зависимостей [86].

5.2. В области поверхностного кипения и двухфазной области для внутритвального (труба) и межтвального пространства (кольцевая щель) возможно использование методик разработанных Тарасовой Н.В., Леонтьевым А.И. [80, 93]. Методики получены без учета истинных объемных паросодержаний ϕ . Последнее не позволяет корректно определить потери на трение. Определение потерь давления с учетом экспериментально полученных ϕ позволяет улучшить совпадение экспериментальных и расчетных значений потерь давления.

5.3. Проверка методик расчета потерь давления выполнена на экспериментальных данных по потерям давления, полученных на кольцевых каналах с $d_g = 2 - 4$ мм. Выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных. В диапазоне режимных параметров: $x_{\text{вых}} = -0.5 \div 0.5$, $P = 7.0 \div 12.0$ МПа, $\rho W = 500 \div 1000$ кг/м²с. Отклонение расчетных и экспериментальных значений потерь не превышает 15-20%.

6. На основе методик рассмотренных в главах 2-4 разработан алгоритм и написана программа FUTEI (Fuel Tube with External and Internal Cooling). Программа определяет распределение расходов теплоносителя по внутритвэльному (внутритрубное пространство) и межтвэльному (кольцевая щель) пространству для заданного суммарного расхода теплоносителя. Распределение теплоносителя между кольцевой щелью (модель межтвэльного пространства) и в трубе (модель внутритвэльного пространства) определяется при условии равенства перепада давления по длине кольцевой щели и трубы. Модель включает в себя пять областей с различными теплопроводностями и тепловыделением: внутреннюю оболочку, контактный слой, топливо, контактный слой, внешнюю оболочку. Модель включает также расчетные области для теплоносителя на выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностях твэла. Уравнение теплопроводности решается в осесимметричном приближении.

7. На основе зарубежных данных о ТВС с трубчатыми твэлами выбраны размеры одностержневой модели – эквивалентного кольцевого канала. Расчет теплогидравлических характеристик по программе FUTEI дает качественно сходные результаты с расчетом по программам для многостержневых сборок. На основе модели эквивалентного кольцевого канала по программе FUTEI выполнен расчет максимальных температур трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной (150%) мощности. Показано, что для трубчатого твэла максимальная температура примерно на 1500°C ниже максимальных температур для стержневого твэла. Выполнен расчет запасов до кризиса теплоотдачи для трубчатого твэла при номинальной (100%) и повышенной

(150%) мощности. Показано, что запасы до кризиса теплоотдачи для трубчатого ТВЭЛ значительно превышают таковые для стержневого ТВЭЛ.

8. Расчетные исследования зарубежных исследователей показали, что в ТВС с трубчатыми ТВЭЛами имеет место высокая чувствительность запасов до кризиса от теплогидравлических параметров. Показано, что высокая чувствительность связана с тем, что небольшие зазоры между стержнями лимитируют перемешивание теплоносителя в сборке. В связи с этим можно утверждать, что в ТВС с трубчатыми ТВЭЛами использование обратной гидравлической связи между межТВЭльным и внутритВЭльным пространством позволит значительно увеличить перемешивание в межТВЭльном пространстве, улучшить обмен между межТВЭльным и внутритВЭльным пространством, увеличить энергонапряженность и надежность РУ с трубчатыми ТВЭЛами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самойлов А.Г., Каштанов А.И., Волков В.С. Дисперсионные твэлы. В двух томах, т.2. Конструкция и работоспособность. М. Энергоиздат. 1982.
2. Терентьев В.Д. Основы тепловых и гидравлических расчетов судовых ядерных реакторов и парогенераторов. Издательство Судостроение. Л.-д.. 1967.
3. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. Эксплуатационные режимы ВВЭР. М. Энергоатомиздат. 1988 г.
4. Болтенко Э.А., Пометько Р.С. Кризис теплоотдачи в стержневых сборках. Методы расчета и теплового моделирования / Сб. Докладов. Теплогидравлика-94. Теплофизические аспекты безопасности АЭС с водоохлаждаемыми реакторами. Обнинск-1995. С.34-49.
5. Pometko R.S., Boltenko E.A., et all. Critical Heat Flux in WWER Fuel Subassembly Model with Nonuniform Cross-sectional Parameters Distribution / NURETH-8, September 30-October 24, 1997, Japan.
6. Пометько Р.С., Перепелица Н.И. Пути повышения и уточнения запасов до кризиса теплообмена в сборках геометрии ВВЭР. В сб. докладов конференции. Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР. Подольск 2001.
7. Болтенко Э.А. Кризис теплообмена в кольцевых каналах с закруткой потока // Теплоэнергетика, 2003, №11.с. 25-30.
8. Болтенко Э.А. Повышение эффективности реакторных установок на основе использования методов интенсификации теплосъема. В сб. докладов 4-ой международной научно-технической конференции. Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР. 23-26 мая 2005 г. Подольск. Россия.
9. Патент России 2220464 МКИЗG 21C3/00, 3/30, 3/32. Тепловыделяющая сборка / В.Н. Блинков, Э.А. Болтенко // Заявка №2002104121 от 20.02.2002. Открытия. Изобретения. 2003. №36
10. С.Л. Соловьев, В.Н. Блинков, Э.А. Болтенко, И.В. Елкин, О.И. Мелихов Концепция ядерной энергетической установки с активной зоной на основе трубчатых твэлов. В сб. тезисов докладов НТК-2008. Ядерное топливо нового

поколения для АЭС. Результаты разработки, опыт эксплуатации и направления развития. Москва, 19-21 ноября 2008 г. ВНИИНМ.

11. Справочник по теплообменникам. В 2-х томах, т.1 / Пер. с англ. под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987.
12. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973.
13. Петухов Б.С., Ройзен Л.И. Обобщенные зависимости для теплоотдачи в трубах кольцевого сечения // Теплофизика высоких температур. 1974. т.12, №3. С.565.
14. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. Учебное пособие для вузов. Под ред. Б.С. Петухова, 2-е изд. перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1986.
15. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. Учебник для вузов, 3-е изд. перераб. и доп. М.: Энергия, 1975.
16. Рассохин Н.Г., Швецов Р.С., Кузьмин А.В. Расчет теплоотдачи при кипении // Теплоэнергетика. 1970. №9. С.58.
17. Дорошук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. - 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат. 1983.
18. Тонг Л. Кризис кипения и критический тепловой поток. М., «Атомиздат», 1976.
19. Ягов В.В., Пузин В.А. Кризис кипения в условиях вынужденного движения недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 1985. №10. С.52-54.
20. Зейгарник Ю.А. Об универсальной модели кризиса кипения недогретой жидкости в каналах // ТВТ.1996. Т.34. №1. С.52.
21. Соловьев Д.С., Соловьев С.Д. Кризис кипения при движении в каналах с высокими массовой скоростью и недогревом // Теплоэнергетика 2007. №3. С.53-38.
22. Смолин В.Н., Шпанский С.В., Есиков В.И. и др. Методика расчета кризиса теплоотдачи в трубчатых ТВЭЛах при охлаждении их водой и пароводяной смесью // Теплоэнергетика. 1977. №12. С.30.

23. Болтенко Э.А. Методика расчета расходов жидкости в пристенной пленке и кризиса теплоотдачи в трубах / Теплоэнергетика, 2009, №3 с. 38-45.
24. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат.1990.
25. Кириллов П.Л., Бобков В.П., Болтенко Э.А. и др. Скелетные таблицы по критическим тепловым потокам // Атомная энергия. 1991. Т.71, №1. С.18.
26. Зенкевич Б.А., Песков О.Л., Петрищева Г.А., Сергеев Н.Д. Анализ и обобщение опытных данных по кризису теплоотдачи при вынужденном течении кипящей воды в трубах. М., Атомиздат, 1969, 432с.
27. Алексеев Г.В., Болтенко Э.А., Песков О.Л. Возникновение и развитие кризиса теплоотдачи при течении воды в трубе с косинусоидальным тепловыделением по длине // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение. 1977. №4(18). С.39.
28. Смолин В.П., Есиков В.Н., Шпанский С.В. Кризис теплообмена в каналах со всплесками тепловыделения // Теплоэнергетика. 1970. №5. С.66-69.
29. Зенкевич Б.А., Калинин Ю.А., Ремизов О.В., Субботин В.И. О влиянии неравномерного распределения теплового потока по длине трубы на кризис теплоотдачи. Препринт ФЭИ-150, Обнинск, 1969, 64с.
30. Кириллов П.Л., Пометько Р.С., Болтенко Э.А. и др. Расчет мощности парогенерирующих каналов с неравномерным тепловыделением по длине // Теплоэнергетика. 1981. №5. С.57.
31. Хьюитт Дж., Холл-Тейлор К. Кольцевые двухфазные течения. Пер. с англ. М.: Энергия. 1974. С.408.
32. Болтенко Э.А., Смирнов Ю.А. Исследование структуры двухфазного потока в области дисперсно-кольцевого режима течения методом “адиабатического участка” // Теплофизика высоких температур. 1992. Т.30, №6. С.1189-1194.
33. Полянин Л.Н. Вопросы теплофизики водо-охлаждаемых энергоустановок М., Энергоатомиздат, 1994, 138с.

34. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.2 М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. Лит. 1987.
35. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир. 1972.
36. Болтенко Э.А., Муранов Ю. В., Пометько Р.С. Массообмен и кризис теплоотдачи в парогенерирующих каналах. Обзор. ФЭИ №228, М. ЦНИИ атоминформ, 1988.
37. Нигматулин Б.И. Исследование характеристик течения двухфазных дисперсно-кольцевых потоков в обогреваемых трубах // Журнал прикладной математики и технической физики. 1973. №4, С.6.
38. A two-dimensionnal mathematical model of annular dispersed flows // P.L. Kirillow, V.M. Kascheyev, Yu.V. Muranov, Yu.S. Yuriev // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. V.30. №4, P.791.
39. Алипченков В.М., Зайчик Л.И., Мелихов О.И. Моделирование дисперсно-кольцевых газожидкостных потоков в вертикальных каналах // Теплоэнергетика. 2001. №3. С. 9-16.
40. Юдов Ю.В. Особенности моделирования гидродинамики расслоенного и дисперсно-кольцевого режимов течения двухфазного потока в расчетном коде КОРСАР // Теплоэнергетика. 2002. №11. С. 30-35.
41. Юдов Ю.В., Волкова С.Н., Мигров Ю.А. Замыкающие соотношения теплогидравлической модели расчетного кода КОРСАР // Теплоэнергетика. 2002. №11. С. 22-28.
42. Guanghui Su, junli Gou, Suizheng Qiu, Xiaoqiang yang, Dounan Jia Theoretical calculation of annular upward flow in a narrow annuli with bilateral heating // Nuclear Engineering and Design, 2003, v.225. p. 219-247.
43. Peng Changhong, Guo Yun, Qiu Suizheng, Jia Dounan, nie Changhua two-phase flow and boiling heat transfer in two vertical narrow annuli // Nuclear Engineering and Design, 2005, v.235. p. 1737-1747.
44. Wu Geping, Qiu Suizheng, Su guanghui, Tian Wenxi, Jia Dounan. CHF and dryout point in vertical narrow annuli // Nuclear Engineering and Design, 2007, v.237. p. 2175-2182.

45. Sun G., Hewitt G.F. Evaporation and condensation of steam-water in a vertical tube // Nuclear Engineering and Design, 2001, v. 207. p. 137-145.
46. Moeck E.C. A Droplet interchange model for annular - dispersed, two-phase flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V.15. №7. P.17.
47. А.С. 803646 СССР, МКИЗG01N25/00. Способ определения количества жидкости в пристенной пленке двухфазного потока / Э.А. Болтенко, Р.С. Пометько // Заявка № 2830442 от 08.10.79. Открытия. Изобретения. 1986. №45.
48. Болтенко Э.А., Пометько Р.С. Расход жидкости в пристенной пленке при дисперсно-кольцевом режиме течения воды и фреона-12 в трубе // Теплофизика высоких температур. 1979. Т.17, №3. С.563.
49. Wurtz J. An experimental and theoretical investigation of annular steam - water flow in tubes and annuli at 30 to 90 bar: RISO, Report №372, 1978.
50. Нигматулин Б.И., Виноградов В.А, Курбанов Ш.А. и др. Равновесные распределения расходов жидкости в пристенной пленке в пароводяных дисперсно-кольцевых потоках в вертикальных трубах / Теплоэнергетика. 1983. №11. С.47.
51. Нигматулин Б.И. Кризис теплоотдачи и расход жидкости в пленке при течении дисперсно-кольцевого потоков. Теплофизика высоких температур. 1979. Т.17, №6.
52. Дерябина О.Н., Семенов В.Ф., Медведев А.Е. Распределение жидкой фазы в дисперсно-кольцевом потоке // Теплоэнергетика. 1989. №12. С.61.
53. Милашенко В.И., Нигматулин Б.И., Левитан Л.Л. и др. Расход жидкости в пленке и гидравлическое сопротивление дисперсно-кольцевых пароводяных потоков // Теплофизика высоких температур. 1985. Т.23, №2. С.407.
54. Moeck E.C. Annular-dispersed two-phase and critical heat flux. AECL-3656. 1970.
55. Крушенок С.Д. Нигматулин Б.И., Колодцев И.К.. Распределение жидкости в газожидкостном дисперсно-кольцевом потоке // Теплоэнергетика. 1985. №8. С.65.

56. Болтенко Э.А., Пометько Р.С., Мелехин А.М. и др. Исследование распределения жидкости между ядром потока и пленками в кольцевом канале при течении водо-воздушной смеси: Препринт ФЭИ №1882. Обнинск. 1988.
57. Saito T., Hughes E.D., Carbon M.W. Multi-fluid modeling of annular two-phase flow // Nuclear eng. and design, 1978. V.50. №2, P.225.
58. Дорощук В.Е., Левитан Л.Л., Ланцман Ф.П. и др. Исследование кризиса теплоотдачи второго рода в кольцевых каналах с внутренним обогревом // Теплоэнергетика. 1977. №6. С.66.
59. Болтенко Э.А., Шпаковский А.А. Кризис теплоотдачи и распределение жидкости между ядром потока и пристенными пленками в узких щелевых каналах // Теплоэнергетика. 2010, №3. С. 52-59
60. Левитан Л.Л., Боровский Л.Я. Голография пароводяных потоков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
61. Нигматулин Б.И., Милашенко В.И., Шугаев Ю.З. Исследование распределения жидкости между ядром потока и пленкой в дисперсно-кольцевом пароводяном потоке // Теплоэнергетика. 1976. №5. С.77.
62. Hewitt G.F. Critical heat flux in flow boiling // 6-th Int. heat transfer conf. Toronto, 1978. V.6. P.143.
63. Bennet A.V., Hewitt G.F., Keeys R.K.F., Kearsey H.A. Measurement of Liquid film flow-rate at 100 psia in upward steam-water flow in a vertical heated tube- AERE- Rep. 5809, Harwell, 1969.
64. Нетунаев С.В. Распределение жидкости и силовое взаимодействие между ядром потока и жидкой пленкой при течении воздушно-водяных дисперсно-кольцевых потоков – В кн. Газотермодинамика многофазных потоков в энергоустановках.- Харьков, 1981, вып.4. 119-125
65. Громов Н.А. Разработка методов расчета гидродинамических характеристик дисперсно-кольцевых потоков в каналах теплоэнергетических установок.- Автореф. дис. на соискание уч. степени канд. техн. наук. – М. 1984 (ВЗПИ).

66. Andersen P.S., Wurtz J. Adiabatic steam-water annular flow in annular geometry. *Int. J. Multiphase flow*. Vol. 7, 1981. p.p. 235-239.
67. Агафонова Ф. А. Исследование критических тепловых нагрузок в высокоскоростном потоке пароводяной смеси при низких давлениях. *Инженерно-Физический журнал*, том 10 , №5, 1966, с. 620-625.
68. Левитан Л.Л., Ланцман Ф.П. Критические тепловые потоки в кольцевых каналах с внутренним обогревом // *Теплоэнергетика*. 1977. №4. С.15.
69. Казновский С.П., Пометько Р.С., Пашичев В.В. Кризис теплоотдачи и распределение жидкости в дисперсно-кольцевом режиме течения // *Теплофизика высоких температур*. 1978. Т.16, №1. С.94.
71. Weisman J., Pei B.S. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1983. V.26, №3. P.1463.
71. Домашев Е.Д., Годунов В.Ф., Струченко Г.Е. О расчете кризисных параметров при кипении в гладких и шероховатых каналах // *Промышленная теплотехника*. 1991. Т.13, №2. С.58.
72. Зейгарник Ю.А., Привалов Н.П., Климов А.И. Критические тепловые потоки при кипении недогретой воды в прямоугольных каналах с односторонним подводом тепла // *Теплоэнергетика*. 1981. №1. С.48.
73. Рекомендации по расчету кризиса теплоотдачи при кипении воды в круглых трубах: Препринт ИВТАН СССР №1-57, М., 1980.
74. Бобков В.П., Блохин А.И., Катан И.Б. и др. // *Атомная энергия*. 1982. Т.53. Вып.3. С.183.
75. Кириллов П.Л., Бобков В.П., Болтенко Э.А. и др. Скелетные таблицы по критическим тепловым потокам // *Атомная энергия*. 1991. Т.71, №1. С.18.
76. Руководящий технический материал. Рекомендации, правила, методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов и оборудования энергетических установок // *МАЭП СССР. ФЭИ. Координационный совет по теплофизике, отраслевой базовый центр теплофизических данных*. РТМ 1604.062-90. 1991. Ч.1.

77. Левитан Л.Л., Ланцман Ф.П., Барановский В.О. Исследование кризиса теплообмена второго рода в кольцевых каналах с внутренним обогревом // Теплоэнергетика. 1977. №6. С.66.
78. Благовестова Т.И., Казновский С.П., Михан В.И. и др. Исследование критической мощности стержневых ТВЭЛ с интенсификаторами применительно к реакторам типа РБМ-К // Исследования критических тепловых потоков в пучках стержней в стационарных и нестационарных режимах теплообмена. М.: СЭВ. 1974. С.291.
79. Субботин В.И., Ушаков П.А. Приближенные расчеты гидродинамических характеристик турбулентного потока жидкости в кольцевых каналах // Теплофизика высоких температур. 1972. Т.10, №5. С.1025.
80. Ключнев В.Е., Тарасова Н.В. Гидравлическое сопротивление при течении пароводяной смеси в узких кольцевых каналах // Теплоэнергетика. 1966, №11. С.65.
81. Данилов Ю. И., Дзюбенко Б.В., Дрейцер Г.А. и др. Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы. М.: Машиностроение, 1986.
82. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980.
83. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
84. Гидравлический расчет котельных агрегатов. Нормативный метод. М.: Энергия, 1978.
85. Лебедев Л.К. Гидродинамика пароводяных котлов. М.: Энергоатомиздат. 1987.
86. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Госэнергоиздат. 1960.
87. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С. Гидродинамические расчеты (Справочное учебное пособие). Москва, ИздАТ 2009 г.

88. Кириллов П.Л., Смогалева И.П., Суворов М.Я., Шумский Р.В., Штейн Ю.Ю. Расчет гидравлических потерь в адиабатическом пароводяном потоке высокого давления // Теплоэнергетика. 1977. №10.
89. Миропольский Э.Л., Шицман М.Е., Шнеерова Р.И. Влияние теплового потока и скорости на гидравлические сопротивления при движении пароводяной смеси в трубах // Теплоэнергетика. 1965. №5
90. Пржиялковский М.М., Ключнев В.Е., Петрова И.Н. Гидравлическое сопротивление щелевых каналов при движении пароводяной смеси // Теплоэнергетика. 1965. №2.
91. Орнатский А.П., Глущенко Л.Ф. Гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды в кольцевых каналах в области высоких и сверхвысоких давлений. Труды ЦКТИ, Ленинград, 1965, вып.59. С.59.
92. Тарасова Н.В., Орлов В.М. Исследование гидравлического сопротивления при поверхностном кипении воды в трубе // Теплоэнергетика. 1962. №2, с. 48-52.
93. Тарасова Н.В., Леонтьев А.И. Гидравлическое сопротивление при течении пароводяной смеси в обогреваемой вертикальной трубе // Теплофизика высоких температур, 1965, т.3, №1, с. 115-123
94. Тарасова Н.В., Хлопушин Л.В., Воронина Л.В. Локальное гидравлическое сопротивление при поверхностном кипении воды в трубах // Теплофизика высоких температур, 1967, т.5, №1, с. 130-135
95. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. Учебное пособие. Изд. Третье, исправленное. М., Высшая школа, 1986
96. Лобачев А.Г., Кольчугин Б.А., Захарова Э.А. Экспериментальное исследование гидравлических сопротивлений при кипении воды в трубах Теплоэнергетика. **1982. №. С.**
97. Бартоломей Г.Г., Харитонов Ю.В., Коврижных В.П. Исследование локальных коэффициентов сопротивления трения при кипении недогретой воды в равномерно обогреваемой трубе // Теплоэнергетика. 1979. №7. С. 84.

98. Стырикович М.А., Невструева Е.И., Тютяев В.В. Истинные объемные паросодержания и структура двухфазных неравновесных потоков в необогреваемых каналах // Теплоэнергетика, 1974, №9, с. 18-23
99. 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. 60-63
100. Рассохин Н.Г., Швецов Р.С., Кузьмин А.В. Расчет теплоотдачи при кипении // Теплоэнергетика. 1970. №9. С.58.
101. Тарасова Н.В. Гидравлическое сопротивление при кипении воды и пароводяной смеси в обогреваемых трубах и кольцевых каналах. Труды ЦКТИ, Ленинград, 1965, вып.59. С.47.
градиентов температур. // Сб. тр. ASME. Теплопередача. Сер. С. Т.84. №1. С.91.
102. Безруков Ю.А, Быков М.А., Стребнев Н.А., Лисенков Е.А. Анализ зависимостей для расчета критического теплового потока при обосновании безопасности реакторной установки// Теплоэнергетика. 2010, №5. С. 14- 18
103. Кисина В.И, Тарасова Н.В. Границы и стадии поверхностного кипения // Теплоэнергетика. 2010, №3. С.9-22
104. Болтенко Э.А., Тарасевич С.Э., Шпаковский А.А. Методика расчета кризиса теплоотдачи в области дисперсно-кольцевого режима на теплоотдающих поверхностях твэла с двухсторонним теплосъемом /Тепловые процессы в технике, 2010, т. 2, №6 с. 256-262.
105. Болтенко Э.А., Шпаковский А.А. Интенсификация теплосъема в теплопередающих устройствах на основе использования закрученного и транзитного потоков. Труды научно технической конференции Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии. Москва . 2009. с. 129-133.
106. Болтенко Э.А., Ильин Г.К., Тарасевич С.Э., Яковлев А.Б. Теплообмен в кольцевых каналах с закруткой потока // Известия вузов. Авиационная техника, 2007, №3. С.38-41.

107. Тарасевич С.Э., Болтенко Э.А., Яковлев А.Б., Ильин Г.К. Теплоотдача при вынужденной конвекции и кипение воды в кольцевых каналах с закруткой Труды четвертой российской национальной конференции по теплообмену в восьми томах. Том 4. Кипение, кризисы кипения, закризисный теплообмен. Москва. 2006 с. 220-223.
108. Болтенко Э.А., Тарасевич С.А., Обухова Л.А. Интенсификация теплосъема в кольцевых каналах с закруткой потока. Конвективный теплообмен // Известия академии наук. Энергетика. 2001 г. №3. с.99-104.
109. Zhao J., No H.C., Kazimi M.S. Mechanical Analysis of High Power Internally Cooled Annular Fuel // Nucl. Technology, 2004, Vol. 84. 146.
110. Feng D., Hejzlar P., Kazimi M.S. Thermal Hydraulic Design of High Power Density Fuel for PWRs //, NURETH-10, Seoul, Korea, 2003.
111. Блинков В.Н., Болтенко Э.А., Елкин И.В., Мелихов О.И., Соловьев С.Л. Перспективы использования кольцевых твэлов в атомной энергетике // Теплоэнергетика. 2010, №3. С.28-33
112. Han K. H., Chang S. H. Development of a thermal-hydraulic analysis code for annular fuel assemblies // Nuclear Engineering and Design, 2003, Vol.226, 267-275