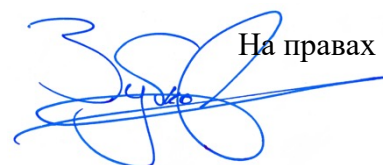


НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



ЗУБКОВ Антон Глебович

**РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИЗИСА
ТЕПЛООТДАЧИ В АКТИВНЫХ ЗОНАХ ВОДООХЛАЖДАЕМЫХ
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Специальность 2.4.9. Ядерные энергетические установки, топливный цикл, радиационная
безопасность

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук
Олексюк Дмитрий Анатольевич

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	8
1 АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	23
1.1 Феноменология возникновения кризиса теплоотдачи в ТВС водоохлаждаемых ЯР.....	23
1.1.1 Общее описание кризиса теплоотдачи как явления	23
1.1.2 Кризис теплоотдачи в ТВС реакторов с водой под давлением	32
1.2 Методики определения величины КТП в ТВС водоохлаждаемых ядерных реакторах.....	38
1.2.1 Эмпирические корреляции	38
1.2.2 Скелетные таблицы.....	46
1.2.3 Сравнение описанных «классических» методик.....	47
1.2.4 Модели КТП, основанные на физическом представлении (феноменологии) механизма возникновения КТП	51
1.3 Способы расчетного определения локальных параметров потока теплоносителя в ТВС водоохлаждаемых реакторов.....	63
1.3.1 Субканальный расчет АЗ.....	64
1.4 Способы экспериментального исследования локальных характеристик потока теплоносителя в моделях ТВС	71
1.4.1 Температура.....	72
1.4.2 Скорость.....	72
1.4.3 Паросодержание (короткие сведения)	76
1.5 Постановка задачи.....	77
1.6 Выводы к Главе 1	78
2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И КРИЗИСА ТЕПЛООТДАЧИ НА МОДЕЛЯХ ТВС РЕАКТОРОВ ВВЭР И ИХ РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ	80
2.1 Описание экспериментального стенда КС и общее описание конструкции моделей ТВС....	80
2.2 Методики проведения экспериментальных исследований	85
2.2.1 Методика проведения экспериментов по измерению локальных параметров теплоносителя и перепадов давления.....	85

2.2.2 Методика проведения экспериментов по КТП	87
2.2.3 Исследования поперечного распределения температуры теплоносителя, локальной скорости и перепадов давления на моделях ТВС реакторов ВВЭР	89
2.3 Экспериментальные исследования КТП на моделях ТВС реакторов ВВЭР с равномерным аксиальным энерговыделением	105
2.4 Выводы к Главе 2	108
 3 КОНСТРУИРОВАНИЕ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ КТП НА ОСНОВЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ КРИЗИСА ТЕПЛООТДАЧИ. АДАПТАЦИЯ И ВНЕДРЕНИЕ В СУБКАНАЛЬНЫЙ КОД SC-INT	110
3.1 Конструирование методики определения КТП.....	110
3.1.1 Оценка работоспособности механистических моделей при определении КТП в пучках стержней.....	110
3.1.2 Доработка МКП, исследование влияния выбора модели паросодержания.....	113
3.1.3 Конструирование методики определения КТП в широком диапазоне объемных паросодержаний	114
3.2 Описание модернизированных соотношений методики	117
3.2.1 Модернизация модели МКП	117
3.2.2 Модернизация модели МПБ.....	118
3.2.3 Модернизация корреляции DO	118
3.3 Описание выбранных замыкающих соотношений параметров двухфазного потока	119
3.3.1 Истинное массовое паросодержание.....	119
3.3.2 Истинное объёмное паросодержание	120
3.3.3 Вязкость и плотность двухфазного потока.....	122
3.3.4 Отрывной диаметр пузырей	123
3.4 Адаптация предложенной модели, алгоритм расчета и внедрение в код программы SC-INT	123
3.4.1 Процедура адаптации методики КТП для внедрения в SC-INT	123
3.4.2 Алгоритм расчета	124
3.5 Выводы к Главе 3	130
 4 ВАЛИДАЦИЯ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КТП В СОСТАВЕ КОДА SC-INT НА БАНКЕ ДАННЫХ ПО КТП	131

4.1 Создание валидационной базы – банка данных по локальным параметрам теплоносителя в координате возникновения КТП.....	131
4.2 Настройка коэффициентов и валидация на базовом наборе экспериментальных данных ...	141
4.3 Влияние основных режимных параметров на величину КТП по предложенной методике и ее сравнение с другими методиками.....	146
4.3.1 Влияние относительной энтальпии и паросодержания.....	147
4.3.2 Влияние массовой скорости.....	147
4.3.3 Влияние давления.....	147
4.3.4 Сравнение предложенной методики с другими	148
4.4 Выводы к Главе 4	176
 5 ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННОЙ МЕТОДИКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ЗАПАСА ДО КРИЗИСА (DNBR) В ТВС РЕАКТОРА ВВЭР. СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО РЕЗУЛЬТАТА С АЛЬТЕРНАТИВНЫМИ МЕТОДИКАМИ.	177
5.1 Способы расчета величины DNBR. Краткие сведения	177
5.1.1 Детерминистский подход	177
5.1.2 Статистический подход	178
5.2 Описание моделируемой ТВС и режимных параметров.....	180
5.3 Результаты расчета величины DNBR в консервативном приближении по предложенной методике и сравнение с альтернативными методиками КТП.....	184
5.4 Выводы к Главе 5	185
 ЗАКЛЮЧЕНИЕ	190
 ЛИТЕРАТУРА.....	193

Основные обозначения и сокращения

Основные обозначения

a	- коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2 / \text{с}$;
A	- площадь торцевой грани расчетной ячейки, м^2 ;
c_p	- удельная изобарная теплоемкость, $\text{Дж} / \text{кг} / \text{К}$;
d_{he}	- тепловой диаметр, м;
d_{hy}, D_{hyd}	- гидравлический диаметр, м;
d_{rod}, d_r	- диаметр твэла, м;
D	- диаметр канала, м;
D_b	- отрывной диаметр парового пузыря, м;
F_f	- фактор формы аксиального профиля энерговыделения, отн. ед.;
F_{int}	- функция интенсификации решетки, отн. ед.;
$G, \rho\omega$	- массовая скорость, $\text{кг} / \text{м}^2 / \text{с}$;
h	- удельная энтальпия, $\text{кДж} / \text{кг}$;
h_{ld}	- энтальпия жидкости в начале отрыва паровых пузырей, $\text{кДж} / \text{кг}$;
h_{fg}	- Скрытая теплота парообразования, $\text{кДж} / \text{кг}$;
Δ	- равномерная эквивалентно зернистая шероховатость, м;
$K_{eng}^{\Delta h}$	- инженерный коэффициент по подогреву, отн. ед.;
K_{eng}^q	- инженерный коэффициент по тепловому потоку, отн. ед.;
K_{turb}	- коэффициент турбулизации решетки, отн. ед.;
K_{int}	- коэффициент интенсификации решетки, отн. ед.;
K_r	- коэффициент радиальной неравномерности энерговыделения – максимальная относительная мощность твэла в модели ТВС/активной зоне, отн. ед.;
K_q	- максимальная относительная мощность ТВС в активной зоне, отн. ед.
p	- давление, Па;
p_{cr}	- критическое давление воды, Па;
P_{he}	- обогреваемый периметр, м;
P_{hy}	- смоченный периметр, м;
q	- плотность потока энергии, $\text{Вт} / \text{м}^2$;
q_{cr}, q_{DNB}''	- критический тепловой поток, $\text{Вт} / \text{м}^2$;
S_{rod}	- шаг расположения твэлов, м;
T	- температура, К;
u	- проекция вектора скорости на аксиальное направление, м / с;
v	- удельный объем, $\text{м}^3 / \text{кг}$;
w	- конвективный поперечный переток на единицу длины, $\text{кг} / \text{м} / \text{с}$;
w^T	- турбулентный поперечный переток на единицу длины, $\text{кг} / \text{м} / \text{с}$;

x	-	относительная энтальпия (балансное массовое паросодержание), отн. ед.;
x_r	-	истинное массовое паросодержание, отн. ед.
z	-	аксиальная координата, м.
Fr	-	критерий Фруда, отн. ед.;
Nu	-	критерий Нуссельта, отн. ед.;
Pr	-	критерий Прандтля, отн. ед.;
Re	-	критерий Рейнольдса, отн. ед.;
We	-	Критерий Вебера, отн. ед.;

Греческие символы

α	-	коэффициент теплоотдачи, Вт / м ² / К;
δ	-	относительное отклонение результатов расчета от экспериментальных данных, %;
Δ	-	абсолютное отклонение результатов расчета от экспериментальных данных;
λ	-	коэффициент теплопроводности, Вт / м / К;
λ_f	-	коэффициент гидравлического сопротивления трения, отн. ед.;
μ	-	динамическая вязкость, Па с;
ν	-	кинематическая вязкость, м ² / с;
φ	-	истинное объёмное паросодержание, отн. ед.;
ρ	-	плотность, кг / м ³ ;
σ	-	коэффициент поверхностного натяжения, Н / м;
ξ^{form}	-	коэффициент гидравлического сопротивления формы решетки, отн. ед.;
ξ^{loc}	-	коэффициент гидравлических потерь на местных сопротивлениях, отн. ед.;

Индексы

$' , f$	-	параметр воды на линии насыщения;
$'' , g$	-	параметр пара на линии насыщения;
l	-	параметр жидкости (определенный по среднесмещанной температуре и давлению).
loc	-	локальное значение (для данного контрольного объема);
eng	-	величина, рассчитанная с учетом инженерных коэффициентов запаса.

Основные сокращения

АЗ	-	активная зона
АЭС	-	атомная электрическая станция
ВВЭР	-	водо-водяной энергетический реактор
ГНЦ-РФ ФЭИ	-	Государственный научный центр Российской Федерации Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского;
ДР	-	дистанционирующая решетка
ИАЭ им. Курчатова	-	институт атомной энергии имени Курчатова
КГС	-	коэффициент гидравлического сопротивления

КТП	- критический тепловой поток
МКП	- модель коалесценции пузырей
МПБ	- модель парового blankets
НИЦ «Курчатовский институт»	- национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
НК	- направляющий канал
НЭ	- нормальная эксплуатация
ННЭ	- нарушение нормальной эксплуатации
НИКИЭТ	- Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники имени Н.А. Доллежала
ОКБ «ГИДРОПРЕСС»	- Опытное конструкторское бюро «ГИДРОПРЕСС»
ОКБМ «Африкантов»	- Опытное конструкторское бюро машиностроения им. И.И. Африкантова;
ПС СУЗ	- поглощающий стержень системы управления и защиты
РИ	- решетка-интенсификатор теплообмена
РУ	- реакторная установка
СКО	- среднеквадратическое отклонение
ТВС	- тепловыделяющая сборка
ТВС-2М	- тепловыделяющая сборка для реактора ВВЭР-1000 разработки ОКБ «ГИДРОПРЕСС»
ТВС-2006	- тепловыделяющая сборка для реактора ВВЭР-1200 разработки ОКБ «ГИДРОПРЕСС»
ТВСА	- тепловыделяющая сборка альтернативной конструкции с жёстким каркасом;
ТВСА-Т	- ТВСА с сокращенным до 8 количеством дистанционирующих решёток;
ТТН	- теплотехническая надежность
ТВЭЛ	- тепловыделяющий элемент
ЭК	- экспериментальный канал
ЭМ	- экспериментальная модель
BCM	- Bubble crowding model (модель коалесценции пузырей)
CFD	- Computational Fluid Dynamics
DO	- dryout (пересыхание – иностранное название кризиса при пересыхании жидкой пленки)
DNB	- departure from nucleate boiling («отход» от пузырькового кипения – иностранное название кризиса пузырькового кипения)
DNBR	- departure from nucleate boiling ratio (запас до кризиса теплоотдачи)
LSD	- liquid sublayer dryout (модель пересыхания жидкого подслоя под паровым blankets – иностранное название МПБ)
PT	- pressure tap (отбор давления)
PWR	- pressurized water reactor (реактор с водой под давлением)

Введение

В настоящее время, более 90 % ядерных энергетических реакторов охлаждаются водяным теплоносителем [1]. Из них большую часть (более 75 %) занимают реакторы, активная зона (АЗ) которых охлаждается водой под давлением (реакторы ВВЭР и PWR).

Учитывая специфику производства электроэнергии с помощью источника, обладающего радиоактивностью и свойством остаточного энерговыделения при остановке, требования к обеспечению безопасности энергоблоков АЭС при их работе в настоящее время выдвигаются такого же уровня жесткости, как и требования по уровню экономической эффективности.

Согласно пункту 1.2.4 Общих положений обеспечения безопасности атомных станций НП-001-15 [2] (основного нормативного документа в области безопасности АЭС в России), «безопасность АС должна обеспечиваться за счет последовательной реализации глубокоэшелонированной защиты, основанной на применении системы физических барьеров на пути распространения ионизирующего излучения и радиоактивных веществ в окружающую среду». Первыми двумя барьерами на пути распространения ионизирующих излучений в окружающую среду являются топливная матрица и оболочка ТВЭЛ. Для этих элементов в проекте АЭС должны быть предусмотрены пределы – численные значения основных технологических параметров. НП-082-07 [3] для ТВЭЛов устанавливает отдельные значения пределов, не превышение которых гарантирует целостность оболочки и топливной таблетки в различных режимах эксплуатации АС.

Наиболее вероятная причина значительного нарушения целостности ТВЭЛов – локальный перегрев, который может произойти по причине нарушения условий охлаждения ТВЭЛов. Условия охлаждения ТВЭЛов рассматриваются в специальном разделе проекта АС – теплогидравлической части. В ней выполняется анализ теплотехнической надежности (ТТН) активной зоны реактора.

В нормативной документации нет точного определения понятия ТТН, однако ее можно охарактеризовать следующим образом [4]: под стационарной теплотехнической надежностью активной зоны понимается свойство реактора сохранять в течении заданного времени надежный (нормальный) теплоотвод от ТВЭЛов в стационарном режиме работы в условиях случайных отклонений параметров АЗ от номинальных проектных значений, обусловленных технологическими погрешностями изготовления и эксплуатации АЗ и реактора в целом. Под надежным (нормальным) теплоотводом понимается такой отвод тепла от ТВЭЛов, при котором отсутствуют термические воздействия на оболочки ТВЭЛов такого уровня, которые могут привести к превышению проектных пределов повреждения ТВЭЛов.

Наиболее важные проектные критерии, выполнение которых проверяется в рамках обоснования ТТН, следующие:

- Отсутствие кризиса теплоотдачи на поверхности наиболее горячих твэлов с доверительной вероятностью не менее 95 %;
- Нормальные температурные условия работы твэлов и непревышение критериальной величины паросодержания;
- Нормальные температурные условия работы органов регулирования системы управления и защиты (ОР СУЗ);
- Обеспечение минимального и максимального допустимого расхода теплоносителя через АЗ;
- Гидравлическая устойчивость потока теплоносителя в тракте АЗ;
- Надежное удержание тепловыделяющих сборок от всплытия.

Как видно из перечисленных критериев, большинство из них, так или иначе, сводятся к обеспечению запаса до кризиса теплоотдачи. Причина этого заключается в том, что кризис теплоотдачи при пузырьковом кипении (DNB – departure from nucleate boiling) является одним из наиболее чувствительных к изменению внешних факторов теплофизических процессов, которые могут возникать в АЗ реактора. При определенных условиях, изменение одного из многих параметров может спровоцировать возникновение кризиса теплоотдачи. Природа кризиса в реакторе с водой под давлением (кризис типа DNB) такова, что его возникновение ведет к резкому росту температуры теплопередающей поверхности, что практически гарантированно приведет к разгерметизации и/или повреждению твэл.

Таким образом, для обоснования ТТН крайне важно определять величину запаса до кризиса (или DNBR – departure from nucleate boiling ratio), а следовательно, и величину критического теплового потока (КТП). Не взирая на методику определения величины DNBR (консервативная детерминистская или статистическая) [5], величина критического теплового потока (КТП) и погрешность методики (корреляции), с помощью которой она получена, являются главными составляющими в итоговой величине запаса.

В международной практике обоснования ТТН принято, что главный конструктор тепловыделяющей сборки (ТВС), или реакторной установки (РУ) в целом, использует собственную методику получения величины КТП. Обычно, под методикой подразумевается корреляция. В свою очередь, корреляция представляет собой различной сложности многочлен, зависящий от основных параметров потока теплоносителя, которые оказывают наибольшее влияние на возникновение кризиса – относительной энтальпии (x), массовой скорости ($\rho\omega$) и давления (p) – с эмпирически полученными коэффициентами перед указанными параметрами. К подобным можно отнести корреляцию Ю.А. Безрукова [6] (используется АО «ОКБ ГИДРОПРЕСС» для обоснования ТТН РУ ВВЭР) или корреляцию Тонга W-3 [7] (использовалась фирмой Westinghouse). Указанные корреляции были получены путем обобщения

экспериментальных данных по величине КТП в трубах и пучках стержней, при этом последние имели «штатную» геометрию (конкретные диаметры твэлов и их расположения в решетке), без неравномерности энерговыделения по высоте и радиусу, а также без специализированных дистанционирующих решеток.

Однако, условия эксплуатации и конструкция ТВС ядерных реакторов предполагают, что, как минимум, аксиальное тепловыделение в твэл будет неравномерным, в конструкции кассеты будут присутствовать направляющие каналы (НК) поглощающих стержней управления и защиты, а в некоторых случаях – решетки-интенсификаторы тепломасообмена (РИ) специальной конструкции.

Указанные обстоятельства заставляют разрабатывать и применять специальные поправочные множители к базовым корреляциям, такие как фактор формы аксиального профиля энерговыделения, учитывающего влияние аксиальной неравномерности (фактор формы Астахова для корреляции Безрукова [8] или Тонга [9]), поправки на наличие необогреваемой поверхности [10], и так далее. Поправочные множители, учитывающие влияние на КТП наличия в конструкции ТВС РИ часто вообще являются коммерческой тайной конструктора кассеты.

В большинстве случаев, полученные с помощью таких подходов корреляции пригодны для определения величины КТП исключительно в условиях ТВС, для которых они разрабатывались. Тогда изменения конструкции ТВС, режимных параметров эксплуатации или даже конкретных форм профилей энерговыделения приводят к необходимости проведения новых экспериментов по КТП и корректировке (либо вообще изменению) корреляции.

С другой стороны, в различное время делались попытки расчета величины КТП с помощью корреляций, разработанных на некоторой теоретической базе. Такими корреляциями могут считаться, например, корреляции В.С. Осмачкина [11] (ИАЭ им. Курчатова) или В.Н. Смолина [12] (НИКИЭТ). В первом случае, в корреляции используется большое количество теплофизических свойств жидкости, сведенных в комплексы, которые учитывают физику генерации паровой фазы, а во втором случае вообще учитываются различные механизмы возникновения кризиса в зависимости от величины относительной энтальпии (что отражает определяющую роль режима течения двухфазной смеси на механизм возникновения КТП), для чего выделяется три области, для каждой из которых записывается своя корреляция. Подход, в котором созданы данные корреляции, уже претендует на несколько большую универсальность в применении, чем корреляции, созданные «под кассету». Однако, в корреляции Осмачкина присутствуют эмпирические коэффициенты, а в методике Смолина переключение между корреляциями производится по формальному признаку минимума величин КТП, определенных по каждой из трех корреляций. В связи с этим, можно предположить, что изменение в

конструкции кассет или при изменении режимных параметров их эксплуатации данные корреляции будут учитывать недостаточно корректно.

Выполненный анализ показывает, что при одинаковых режимных параметрах, перечисленные корреляции могут давать значительный разброс значений КТП, например в зависимости от относительной энтальпии — от 30 % до двукратного отличия, особенно при низкой и отрицательной относительной энтальпии. Это связано с тем, что каждая корреляция, как уже было отмечено, основана на данных, полученных для конкретных геометрий. Таким образом, конструкция ТВС существенно влияет на величину КТП.

На этапе концептуального проектирования, качественную оценку влияния конструктивных изменений на КТП могут дать "скелетные" таблицы КТП, основанные на экспериментальных данных в трубах. Однако многочисленные поправочные коэффициенты, применяемые в таких методиках к базовым табличным значениям, не позволяют считать эти оценки количественно достоверными.

Таким образом, на этапе проведения изысканий и вариативных расчетов при проектировании новых конструкций ТВС, либо существенном изменении текущих, нет инструмента, который обеспечивал достаточную точность расчета величины КТП и правдоподобность результатов. Практика показывает, что для выхода из данной ситуации приходится пользоваться различными поправками к обозначенным выше «классическим» корреляциям, которые применяются, например, в «скелетных» таблицах по КТП. Однако, применение таких поправок не может быть обосновано. Эти обстоятельства значительно затрудняют проектирование ТВС и принятие решений в отсутствие экспериментальных данных по КТП для конкретной конструкции ТВС.

Однако, существует альтернативный корреляциям способ определения величины КТП — это расчет по методикам, построенным на приближенных физических моделях кризиса теплоотдачи, основанных, в свою очередь, на феноменологии возникновения DNB. Примером таких моделей может служить модель Ягова [13] или ее модернизации [14], которые дают достаточно высокую точность предсказания величины КТП в широком диапазоне режимных параметров как минимум для условия течения в круглых трубах. Такие модели получили название механистические. За рубежом были предприняты попытки создания механистических моделей для описания КТП не только в трубах, но и в пучках стержней. На сегодняшний день существует две наиболее распространенные и получившие признание модели возникновения кризиса при кипении потока теплоносителя при высоких массовых скоростях и низких паросодержаниях: модель коалесценции паровых пузырей (МПК) в кипящем пограничном подслое (модель Weisman&Pei [15]), и модель высыхания кипящей микропленки под паровым blanketом (модель парового blanketа – МПБ) (модель Lee&Mudawwar [16]). Авторы указанных

моделей проводят расчетное сравнение предсказанных величин КТП по своим методикам с расчетами по наиболее распространенным в зарубежной практике корреляциям (W-3 и EPRI-1 [17]) на наборе данных по КТП, полученных на пучках стержней с различными конструктивными особенностями. В результате отмечено, что предложенные механистические модели дают сопоставимую со специальными корреляциями точность даже при расширении диапазона режимных параметров. Данный результат достигается без применения каких-либо поправочных множителей. Кроме того, указанные механистические модели дают удовлетворительные результаты по величине КТП для неводных жидкостей (спирты и хладогены) без изменения в расчетных моделях, что авторы характеризуют как «физически точное описание процессов».

Обладая своей предсказательной способностью в широком диапазоне режимных параметров, не требующие использования различных поправочных коэффициентов, механистические модели КТП могут быть полезными для определения величины КТП в ТВС новых конструкций на этапе проведения поисковых работ. На начальном этапе проектирования в отсутствие корреляции главного конструктора (по причине отсутствия экспериментальных данных), которая рассчитывает КТП с высокой точностью, механистическая модель может дать важные сведения о поведении величины КТП без существенной потерей точности.

Таким образом, актуальной становится задача создания методики определения величины КТП в пучках твэлов ТВС для реакторов типа ВВЭР в широком диапазоне режимных параметров на основе механистических моделей возникновения кризиса теплоотдачи типа DNB, так как подобная методика на данный момент в отечественной практике отсутствует. Создание подобной методики позволит выполнять расчеты двумя разными способами для обеспечения гарантии качества на этапе предварительного проектирования ТВС новых конструкций.

Цель работы – разработка методики определения величины КТП в пучках твэлов ТВС водоохлаждаемых ядерных реакторов (ВВЭР) в широком диапазоне режимных параметров теплоносителя на основе физических представлений о природе возникновения кризиса теплоотдачи с учетом локальных параметров теплоносителя и ее настройка в составе кода SC-INT на созданной базе данных по локальным параметрам КТП в пучках стержней.

Задачи работы. Для достижения цели были поставлены следующие основные задачи:

1. Анализ закономерностей возникновения кризиса теплоотдачи в условиях, характерных для активных зон реакторов с водой под давлением, а также способов определения КТП в пучках твэлов активных зон водоохлаждаемых ядерных реакторов;

2. Выбор физической модели возникновения кризиса теплоотдачи типа DNB для условий, имеющих место при течении теплоносителя в ТВС водоохлаждаемого ядерного реактора. Ее модернизация для наилучшего описания характерных особенностей КТП, наблюдаемых в экспериментах по исследованию кризиса теплоотдачи в пучках стержней реакторов типа ВВЭР;
3. Конструирование методики определения КТП в широком диапазоне режимных параметров и режимов течения двухфазного теплоносителя на основе физически обоснованных моделей DNB. Разработка алгоритма расчета величины КТП. Адаптация и внедрение методики в код SC-INT;
4. Анализ методов измерения локальных параметров теплоносителя в моделях ТВС водоохлаждаемых реакторов. Разработка методики выполнения экспериментальных исследований локальных параметров теплоносителя в электрообогреваемых моделях ТВС на теплофизическом стенде КС и последующей обработки экспериментальных данных;
5. Выполнение серии экспериментальных исследований кризиса теплоотдачи и локальных параметров теплоносителя на моделях ТВС реакторов ВВЭР;
6. Выполнение настройки замыкающих соотношений кода SC-INT для наилучшего описания экспериментальных данных в исследованных пучках стержней по разработанному алгоритму с целью повышения точности получения локальных параметров в координате кризиса.
7. Пополнение банка данных по КТП и локальным параметрам теплоносителя выполненными экспериментами. Расчет и формирование базы данных по локальным параметрам теплоносителя в координате возникновения КТП с помощью кода SC-INT;
8. Оптимизация коэффициентов в замыкающих соотношениях применяемых моделей КТП на основе рассчитанной по SC-INT базы данных по локальным параметрам теплоносителя в КТП;
9. Определение с помощью предложенной методики КТП величины DNBR в ТВС новой конструкции для реактора ВВЭР для оценки применимости и работоспособности методики.

Методы исследования. В работе применены общенаучные методы исследования, а именно теоретико-эмпирический. Кроме того, при получении математического описания физической модели возникновения КТП использован метод формализации. Из экспериментальных методов при проведении экспериментальных исследований применялись следующие методы: эксперимент (экспериментальное определение локальных параметров теплоносителя и величины КТП в моделях ТВС), сравнение (сравнение полученных данных на различных моделях друг с другом) и моделирование (для каждой из исследованных моделей ТВС

создавалась соответствующая ей математическая модель в субканальном коде SC-INT, используемая для дальнейшего расчетного анализа.

Объект исследования: тепловыделяющие сборки (ТВС) водоохлаждаемых ядерных реакторов с водой под давлением.

Предмет исследования: режимы с возникновением кризиса теплоотдачи в потоке теплоносителя, омывающем пучок тепловыделяющих элементов в ТВС ядерных реакторов с водой под давлением.

Научная новизна. Научная новизна работы заключается в получении следующих основных результатов:

1. Предложена методика определения величины КТП в пучках стержней реакторов с водой под давлением (ВВЭР и PWR) в широком диапазоне режимных параметров, основанная на физических механизмах возникновения кризиса теплоотдачи;
2. Предложена и реализована методика валидации по локальным параметрам теплоносителя моделей субканального кода с последующим расчетным получением локальных параметров теплоносителя в координате возникновения КТП;
3. Выполнены серии экспериментальных исследования локальных параметров теплоносителя в многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС на стенде КС;
4. Выполнены серии экспериментальных исследований КТП на многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС на стенде КС.

Практическая значимость.

Предлагаемая методика определения величины КТП в широком диапазоне режимных параметров теплоносителя и режимов течения двухфазной смеси на основе физических моделей возникновения кризиса теплоотдачи позволит определять величину запаса до кризиса в ТВС новых конструкций на стадии их проектирования в отсутствие экспериментальных данных по величине КТП. Это повысит обоснованность принятия решений по конструктивным параметрам ТВС на стадии ее эскизного проектирования с целью повышения ее безопасности и экономической эффективности.

Положения, выносимые на защиту. На защиту выносятся следующие положения:

1. Методика определения величины КТП на основе механистических моделей возникновения кризиса теплоотдачи с набором замыкающих соотношений;

2. Методика проведения экспериментальных исследований и анализа полученных экспериментальных данных по локальным параметрам теплоносителя (температура и скорость) в многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС;

3. Серия экспериментальных исследований локальных параметров в многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС на теплофизическом стенде КС;

4. Серия экспериментальных исследований КТП на многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС на теплофизическом стенде КС;

5. Способы настройки расчетных моделей исследованных моделей ТВС для определения локальных параметров теплоносителя в программе SC-INT для дальнейшего получения банка данных по локальным параметрам теплоносителя в координате возникновения кризиса.

Достоверность и обоснованность. Достоверность полученных экспериментальных результатов подтверждается:

1. Использованием современного экспериментального оборудования и прикладных программ для управления процессом эксперимента и сбора данных;

2. Первичной обработкой экспериментальных данных и анализом данных, выполненными с использованием пакетов анализа;

3. Повторением измерений с сохранением начальных и граничных условий при проведении экспериментальных исследований;

4. Анализом неопределенностей эксперимента, сравнением полученных данных с известными зависимостями;

5. Кросс верификацией результатов разных методов измерений и прямым сравнением данных экспериментов и расчетов.

Достоверность полученных расчетных данных подтверждается:

1. Использованием для внедрения методики КТП аттестованной в Ростехнадзоре программы SC-INT;

2. Дополнительной валидацией коэффициентов замыкающих соотношений программы SC-INT на результатах экспериментов по локальным параметрам теплоносителя;

3. Сравнением использованных зависимостей для расчета параметров двухфазного потока с аналогичными, а также экспериментальными данными;

4. Валидацией полученной методики на большом массиве экспериментальных данных по КТП.

Апробация работы. Основные положения, сформулированные в диссертационной работе, были представлены на следующих российских и международных научных конференциях и семинарах:

1. 4th International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE), 17-19 march 2022, Moscow, NRU MPEI;
2. XXII Международная конференция молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам. АО «ОКБ «ГИДРОПРЕСС», 13-14 апреля 2022 г., Подольск, Московская обл., Россия.
3. Научно-техническая конференция «Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика – 2022)», 14-16 сентября 2022, г. Обнинск, ГНЦ РФ-ФЭИ.
4. Всероссийская научная конференция XIII семинар вузов по теплофизике и энергетике. 12 – 14 октября 2023 г. НГТУ им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород;
5. Восьмая российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-8), 17-22 октября 2022 г. «НИУ «МЭИ», г. Москва;
6. XXIV международная конференция молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам. АО «ОКБ «ГИДРОПРЕСС», 10-11 апреля 2024, г. Подольск;
7. Научно-техническая конференция «Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика – 2024)», 16-19 апреля 2024, г. Обнинск, ГНЦ РФ-ФЭИ.
8. 17-й Минский международный форум по тепломассообмену, 20-24 мая 2024 г., г. Минск;
9. Межотраслевая научно-техническая конференция «Моделирование динамических процессов в ЯЭУ» (ДИНАМИКА-2024) с 04-07 июня 2024 г. ФГУП «НИТИ им. Александрова», г. Сосновый Бор;
10. Международная научно-техническая конференция «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2024). 18-19 сентября 2024 г., АО «ВНИИАЭС»
11. XVIII Курчатовская междисциплинарная молодежная школа (КМНШ-2025), 27-30 мая 2025 г. НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва.

Публикации. Основные результаты научных исследований, положенных в основу диссертационного исследования, изложены в статьях, рецензируемых ВАК и Scopus/WOS:

1. **Зубков А.Г.**, Олексюк Д.А., Вертиков Е.А., Носков А.С., Щербинин А.А., Морозкин О.Н., Шишкин А.А. Экспериментальные исследования локальных параметров теплоносителя в пучках стержней на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» и их расчетный анализ, Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Ядерно-реакторные константы, №2. – 2025, – С. 246 – 259. EDN: LMLULB.

2. **А.Г. Зубков**, Д.А. Олексюк, Е.А. Вертиков, А.С. Носков. Методики расчета величины КТП в реакторах с водой под давлением и оценка возможности ее определения с помощью механистических моделей кризиса теплоотдачи, Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Ядерно-реакторные константы, №2. – 2025, – С. 317 – 353. EDN: WLPLCW.

3. Вертиков Е.А., Олексюк Д.А., **Зубков А.Г.**, Малютин М.А. К вопросу о валидации поячейковых кодов для расчета активных зон реакторов типа ВВЭР. Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Ядерно-реакторные константы, 2025, № 1, с. 232—244. EDN: MSMICP.

4. Е.А. Вертиков, Д.А. Олексюк, А.С. Носков, М.А. Малютин, К.В. Запоржин, **А.Г. Зубков** Оценка представительности экспериментальных данных по критическому тепловому потоку с использованием субканального теплогидравлического кода SC-Core. Технологии обеспечения жизненного цикла ядерных энергетических установок. – 2025. – № 1 (39) – С. 27–42. EDN: SCEYHK.

5. **Zubkov A. G.** et al. Influence of Non-uniform Axial Power Distribution on the Critical Heat Flux in Fuel Assemblies of Pressurized Water Reactors //2022 4th International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE). – IEEE, 2022. – С. 1-7.

А также 10 работ в сборнике трудов конференции, основные из которых:

1. **Зубков А. Г.** и др. Экспериментальные исследования локальных параметров теплоносителя в пучках стержней на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» и их расчетный анализ. Сборник докладов XXIV международной конференции молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам. Подольск, 2024, с. 185—195.

2. **Зубков А. Г.** и др. Расчетно-экспериментальное исследование критического теплового потока на моделях ТВС реакторов PWR с аксиальной неравномерностью энерговыделения на стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт». Сборник тезисов научно-технической конференции «Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика–2022)». Обнинск, 2022, с. 97.

3. **А.Г. Зубков**, Д.А. Олексюк, Е.А. Вертиков. О методиках определения величины КТП в ядерных реакторах с водой под давлением и некоторые рекомендации их дальнейшего совершенствования (тез. доклада). Сборник тезисов Межотраслевой конференции «Моделирование динамических процессов в ЯЭУ» (ДИНАМИКА - 2024);

4. **А.Г. Зубков**, Д.А. Олексюк, Е.А. Вертиков, Д.Е. Овсянников. Подходы к определению величины КТП в пучках стержней с помощью механистических моделей (тез. доклада), Сборник докладов Международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2024). Москва, 2024. – С. 210;

5. **А.Г. Зубков**, Е.А. Вертиков, Д.А. Олексюк, А.А. Щербинин. Расчетное исследование критического теплового потока на моделях ТВС реакторов PWR (тез. доклада).

Сборник тезисов докладов на восьмой российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-8) 17-22 октября 2022 г. Москва: «НИУ «МЭИ». —2022. – 168 с. стр. 118;

6. А.Г. Зубков, Д.А. Олексюк, Е.А. Вертиков, А.С. Носков, А.А. Щербинин. Экспериментальные исследования локальных параметров теплоносителя в пучках стержней на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» и их расчетный анализ, Сборник докладов XXIV международной конференции молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам. - Подольск, 2024. - С 185-195.;

7. А.Г. Зубков, Д.А. Олексюк, А.А. Щербинин, Е.А. Вертиков, Анохин Ю.М., Домрачев П.А. Расчетно-экспериментальное исследование критического теплового потока на моделях ТВС реакторов PWR с аксиальной неравномерностью энерговыделения на стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт» (тез. доклада), Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика – 2022) / Сборник тезисов докладов на научно-технической конференции «Теплофизика реакторов нового поколения (Теплофизика – 2022)», 14-16 сентября 2022, г. Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ. — Обнинск, АО «ГНЦ РФ – ФЭИ», 2022. – 168 с. Стр. 97.

8. Вертиков Е.А., Олексюк Д.А., Малютин М.А., Зубков А.Г. Валидация субканального теплогидравлического кода SC-INT по локальным параметрам двухфазного теплоносителя (тез. доклада). Сборник трудов Всероссийской научной конференции XIII семинар вузов по теплофизике и энергетике. Нижний Новгород, 2023. С. 70-71.

Личный вклад соискателя. Автор работы принимал непосредственное участие:

1. В разработке программы и методики проведения экспериментов по исследованию локальных параметров и КТП в моделях ТВС реакторов ВВЭР и PWR;
2. В сборке имитаторов твэлов многостержневых моделей ТВС, финальной сборке и оснащении их измерительными датчиками;
3. В выполнении цикла экспериментов по исследованию КТП и локальных параметров в моделях ТВС реакторов ВВЭР;
4. В первичной обработке, анализе и интерпретации полученных в результате цикла экспериментов данных;
5. В пополнении и последующем анализе банка данных по КТП и локальным и параметрам НИЦ «Курчатовский институт»;

На основе выполненного анализа автором лично:

1. Предложена методика определения величины КТП в широком диапазоне режимных параметров теплоносителя и режимов течения двухфазного потока на основе физических представлений о возникновении кризиса теплоотдачи;

2. Методика определения КТП и замыкающие соотношения для определения параметров двухфазного потока внедрены в субканальный код SC-INT;
3. Выполнена настройка коэффициентов и валидация методики в составе кода SC-INT на банке данных по КТП;
4. Полученная методика применена к анализу величины DNBR в кассете для реактора ВВЭР с измененными относительно штатной ТВС ВВЭР конструкционными и геометрическими параметрами.

Структура и объем работы. Диссертационная работа включает пять глав.

В первой главе приводится анализ литературных источников, посвященных феноменологии возникновения кризиса теплоотдачи типа DNB как при кипении жидкости в большом объеме, так и в потоке теплоносителя. Приводится анализ наиболее распространенных отечественных и одной зарубежной методик определения величины КТП в пучках стержней реакторов с водой под давлением, использующихся главными конструкторами ТВС при обосновании ТТН АЗ (корреляция Безрукова и Tong W-3), а также других признанных корреляций для определения величины КТП (корреляции Осмачкина, Смолина, RNC-SUB (корреляция Олексюка)). Выполняется их сравнение в рамках общей области определения и за ее пределами. Приводится описание и анализ трех наиболее признанных механистических моделей DNB в трубах – модель коалесценции пузырей (МКП) Weisman&Pei, модель парового blankets (МПБ) Lee&Mudawwar и модель обновления пограничного слоя Захарова (модернизированная модель роста сухих пятен Ягова).

Приводится краткий анализ отечественных и зарубежных субканальных кодов – основных инструментов теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР и PWR при обосновании их теплотехнической надежности. Приводится краткое описание субканального кода SC-INT и его основных замыкающих соотношений, в который будет внедрена разрабатываемая методика определения величины КТП. Обращается внимание на необходимость настройки замыкающих соотношений субканального кода на экспериментальные данные с целью повышения точности расчета им локальных параметров теплоносителя, которые затем используются при определении величины КТП.

Приводится анализ способов экспериментального измерения локальных параметров потока теплоносителя, а именно – скорости и температуры. Кроме того, приводится краткий анализ способов измерения локальных параметров двухфазного теплоносителя, которые, однако, не могут быть применены в настоящем исследовании в виду невозможности их адаптации в данной работе под специфику исследовательской установки, обладающей высокими параметрами теплоносителя.

Во второй главе описываются результаты экспериментального исследования локальных параметров – температуры и скорости, перепадов давления в изотермическом и неизотермическом режиме течения, а также величины КТП, на многостержневых моделях ТВС-2006. Экспериментальные исследования выполнялись на первой петле высокого давления (ПВД-1) теплофизического стенда КС в НИЦ «Курчатовский институт».

Исследования локальной температуры на выходе из зоны тепловыделения моделей ТВС выполнялись с помощью термопар, установленных в 28 подканалах моделей ТВС, а измерение скорости – трубками Пито, установленными в четырех подканалах. Представлено описание системы первичных датчиков и вторичной аппаратуры, позволившая выполнить данные исследования.

Показан алгоритм настройки замыкающих соотношений кода SC-INT на результатах измерений локальной температуры и скорости, а также перепадов давления на участках модели ТВС. На основе величин перепадов давления определяются гидравлические характеристики моделей ТВС, в частности – величина гидравлического сопротивления фрагментов штатных ДР, которые уточняются на основе измерения локальных скоростей теплоносителя. Из анализа отклонений расчетной температуры от экспериментальной определяется величина коэффициента в корреляции для поперечного турбулентного перемешивания в однофазной области. Далее, с использованием настроенных замыкающих соотношений, выполняется обработка экспериментальных данных по величине КТП и получение локальных параметров потока теплоносителя в месте возникновения кризиса теплоотдачи в эксперименте. Выполненные эксперименты дополнили банк данных НИЦ «Курчатовский институт» по КТП и локальным параметрам теплоносителя.

В третьей главе анализируется применимость рассмотренных механистических моделей КТП, оптимизированных на основе данных о КТП в трубах, на репрезентативном наборе данных по величине КТП в пучках стержней реакторов ВВЭР и PWR. На основе анализа, для дальнейшей модернизации выбрана модель МКП, как наиболее гибкая для ее модернизации для расчета КТП в пучках стержней с различными конструктивными особенностями. На основе применения модели МКП к базе данных по КТП, было показано, что модель адекватно описывает данные вплоть до объемного паросодержания 0,70 с присутствием параметрических трендов от массовой скорости и давления – модель не описывает явление инверсии КТП при изменении массовой скорости. Для описания точек с объемным паросодержанием выше 0,70, предлагается использовать модель МПБ, а выше 0,80 – корреляция для кризиса теплоотдачи типа dryout (DO). Таким образом, предложена методика определения величины КТП в широком диапазоне режимных параметров на основе феноменологических моделей кризиса типа DNB и корреляции для DO. Для устранения параметрических трендов от основных режимных параметров, в первую

очередь – явления неоднозначного влияния массовой скорости (инверсии кризиса), была предложена модернизация модели МКП. Для устранения тренда МПБ от давления также была предложена ее модернизация. Выбранная для описания кризиса ДО корреляции была модернизирована для улучшения учета зависимости КТП от объемного паросодержания.

Для повышения точности описания движения двухфазной смеси, для работы в составе методики КТП были проанализированы методики определения как массового, так и объемного паросодержания. По результатам выполненного анализа, для работы в составе методики КТП используются модели массового паросодержания Levy (а также модель энтальпии начала отрыва паровых пузырей Levy), и модель потока дрейфа Zuber&Findlay для объемного паросодержания в модификации для коэффициента распределения и скорости дрейфа Dix. Выбор для определения объемного паросодержания модели потока дрейфа продиктован, помимо прочего, тем фактом, что данная модель учитывает не только негомогенность смеси – разные скорости движения жидкой и паровой фазы – но также и распределение объемного паросодержания по сечению канала через коэффициент распределения. Это позволяет устранить один из главных недостатков субканальных кодов – усреднение всех параметров теплоносителя по сечению элементарного объема.

В четвертой главе описывается использованная для оптимизации коэффициентов в выбранных моделях КТП база данных по локальным параметрам потока теплоносителя при КТП, созданная с помощью субканального кода SC-INT на основе банка данных. База получена на основе расчета экспериментальных состояний, содержащихся в банке данных по КТП и локальным параметрам теплоносителя.

Показан результат оптимизации предложенной методики определения КТП на полученной базе данных по локальным параметрам в КТП. В области определения корреляции Безрукова Ю.А. выполняется сравнение работы в составе предложенной методики модернизированной модели МПБ для описания DNB. Показано, что предлагаемая методика обладает сопоставимой с рассмотренными корреляциями точностью при отсутствии параметрических трендов. Для 4131 точки предложенная методика дает околонулевое среднеарифметическое отклонение при величине стандартного отклонения $\sigma = 19,6 \%$. Диапазоны применения предложенной методики: $G = 354 \div 5288 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $p = 1.03 \div 19.2 \text{ МПа}$, $x = -0.15 \div 0.81$, $x_r = 0.08 \div 0.81$, $\varphi = 0.29 \div 0.95$.

Демонстрируется сравнение предложенной методики с «классическими» корреляциями для КТП – корреляцией Безрукова Ю.А., Смолина В.Н., Осмачкина В.С. и Олексюка Д.А. (корреляцией RNC-SUB), а также поведение величины КТП по предложенной методике в зависимости от изменения основных режимных параметров – относительной энтальпии, массовой скорости и давления для широкого набора вариантов их варьирования.

В пятой главе приведено краткое описание способов расчета величин DNBR при обосновании ТТН АЗ реакторов типа ВВЭР и PWR. Приведено детальное описание детерминистского консервативного метода на основе консервативных полей энерговыделения, отклонения режимных параметров РУ в неблагоприятную сторону и инженерных коэффициентов запаса по подогреву и тепловому потоку, применяемого в отечественной практике обоснование ТТН ректоров типа ВВЭР. Для сравнения приведено краткое описание статистических методик определения DNBR, применяемых при обосновании ТТН реакторов типа PWR.

Показан результат применения предложенной методики определения величины КТП к расчету величины запаса до кризиса теплоотдачи в тепловыделяющей сборке для реактора ВВЭР со значительно измененными относительно штатной конструктивными параметрами – шагом расположения твэл, количеством и диаметром направляющих каналов. В выполненном расчете величина DNBR определялась в консервативном приближении для двух вариантов режимных параметров и полей энерговыделения.

Для сравнения, величина запаса определялась также по корреляции Безрукова Ю.А. и Олексюка Д.А. (корреляция RNC-SUB). В результате получены близкие значения запасов при использовании всех трех методик. Однако запас, определенный с использованием величины КТП, рассчитанной по предложенной методике, для обоих рассмотренных вариантов оказался больше (2,02 и 2,33 соответственно), чем запас, определенный по корреляции Безрукова (1,37 и 1,59) и RNC-SUB (1,40 и 1,59).

1 Анализ состояния вопроса и постановка задачи

1.1 Феноменология возникновения кризиса теплоотдачи в ТВС водоохлаждаемых ЯР

1.1.1 Общее описание кризиса теплоотдачи как явления

Кризис теплоотдачи (или кризис пузырькового кипения) — это явление локального ухудшения теплоотдачи от нагреваемой поверхности к охлаждающей ее жидкости при кипении последней. Проявляется в смене режима теплообмена около нагреваемой поверхности вследствие разрушения пристенного кипящего жидкостного слоя или полного испарения (пересыхания) пристенной жидкостной плёнки. Численно это выражается в значительном снижении коэффициента теплоотдачи, что при условии постоянства величины теплового потока с обогреваемой поверхности, приводит к резкому увеличению температурного напора между стенкой и жидкостью. Увеличение температурного напора происходит за счет увеличения температуры стенки. При определенных условиях, температура стенки может вырасти на сотни градусов за временной промежуток порядка секунды, что приводит, обычно, к разрушению нагреваемой поверхности.

Определяющим в физике кризиса теплоотдачи в потоке является режим течения двухфазной смеси, а следствие его наступления — существенное изменение механизма теплоотдачи от нагреваемой поверхности при достижении величины КТП.

1.1.1.1 Кризис теплоотдачи при кипении в большом объеме

Кризис кипения в большом объеме был как таковой обнаружен С. Нукиямой в 1934 году [18]. Было обнаружено, что при кипении воды при атмосферном давлении в большом объеме существует некоторое максимальное и минимальное значение теплового потока на кривой $q = f(\Delta T)$ (где ΔT — величина температурного напора), которые определяют переходную область между пузырьковым кипением и пленочным (Рисунок 1.1).

Исторически, правыми были так называемые гидродинамические модели, рассматривающие кризис как потерю устойчивости границы раздела «жидкость – пар». Впервые идею механизма кризиса теплоотдачи как потери устойчивости вертикальных струй жидкости вблизи теплоотдающей поверхности выдвинул Боришанский [19]. В дальнейшем, из анализа системы уравнений, описывающих движение жидкости и пара методами, основанными на теории подобия, С.С. Кутателадзе была разработана гидродинамическая модель кризиса теплоотдачи [20, 21], которую впоследствии развил Zuber [22, 23, 24]. Эта модель рассматривает кризис исключительно как потерю устойчивости с последующим разрушением двухфазной парожидкостной структуры, которая образуется в пристенной области кипящей поверхности. При потере устойчивости парожидкостного пристенного слоя, на поверхности теплообмена

образуется стабильное пленочное кипение, которое возникает практически мгновенно и быстро распространяется на значительную площадь.

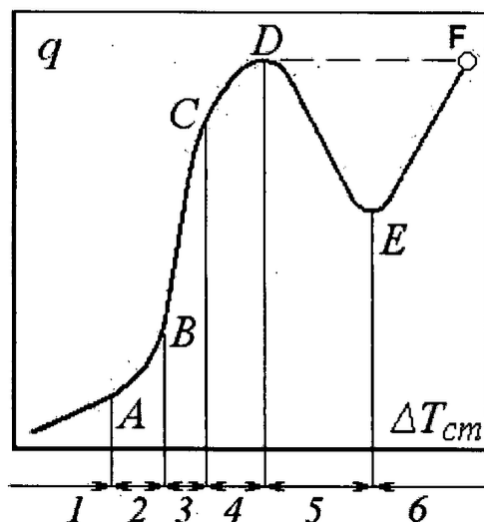


Рисунок 1.1 – режимы теплообмена при кипении в условиях большого объема («кривая» кипения) по данным работы Нукиямы [18]. На рисунке цифрами обозначены следующие области:

1 – область теплоотдачи при свободной однофазной конвекции, 2 – область начала кипения со смешенной теплоотдачей, 3 – область развитого пузырькового кипения, 4 – область перехода от пузырькового кипения к пленочному, 5 – переходная область от пузырьковой структуры потока к полностью пленочной (устойчиво существуют оба режима), 6 – область однофазной теплоотдачи к пару (отвод тепла также теплопроводностью через пар и излучением); буквами обозначены сечения: A – начала активации центров парообразования, B – начало активного роста центров парообразования, C – начало коагуляции соседних центров парообразования и формирования нестабильных паровых пленок, D – точка схлопывания паровых пленок – кризис теплоотдачи типа DNB; E – точка окончания формирования устойчивой паровой пленки, F – точка полного испарения жидкости на теплоотдающей поверхности.

Практически сразу после появления указанных работ, Д.А. Лабунцов обратил внимание на то, что созданная теория рассматривает устойчивость уже создавшейся пленки, а не процесс ее формирования [25], [26]. Работу Zuber начали критиковать не только на родине модели Кутателадзе, то и также Lienhard [27].

Экспериментальные исследования показали, что наступлению кризиса предшествует некая эволюция пристенной парожидкостной структуры с промежуточным режимом нестабильных паровых пленок [28], [29], [30], что гидродинамической моделью Кутателадзе вообще не предсказывается. Показанные на рисунке 1.2 структуры кипящего подслоя соответствуют кривой кипения, приведенной на рисунке 1.3. Из рисунка 1.2 видно, что процесс формирования пленочной структуры и возникновения, таким образом, кризиса теплоотдачи,

принципиально противоречит модели Кутателадзе [21]. В ответ на эти противоречия были разработаны другие модели.

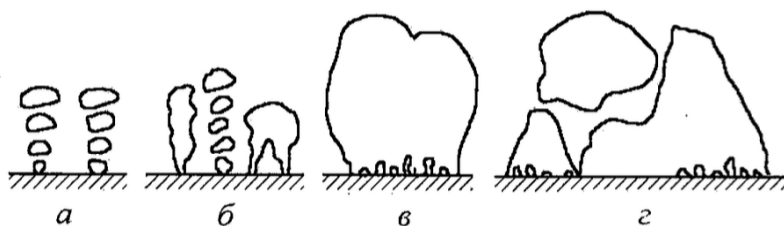


Рисунок 1.2 – Этапы эволюции кипящего слоя при кипении в большом объеме.

а) – область отдельных пузырей, б) – переходное кипение, в) – область паровых «грибов», г) – переходный режим формирования паровой пленки.



Рисунок 1.3 – Кривая кипения воды в условиях большого объема по данным [35].

Модель Д.А. Лабунцова [31], [32] рассматривает структурную динамику пристенного слоя в предкризисной области и основана на представлении о скоростях роста паровых пузырей. В случае высокой скорости роста парового пузыря, он при отрыве коснется предыдущего оторвавшегося пузырька и сольется с ним, что приведет к образованию более крупного парового скопления – парового конгломерата. Слияние конгломератов приводит к образованию паровой пленки с последующим возникновением кризиса.

Термодинамическая модель В.П. Скрипова [33], рассматривает кризис как потерю термодинамической устойчивости двухфазного пристенного слоя при достижении КТП. Под потерей термодинамической устойчивости понимается такая скорость парообразования, при которой процесс обмена энергией парового пограничного слоя с ядром потока становится существенно неравновесным.

Тепловая модель кризиса кипения, предложенная Г.Н. Кружилиным [34], представляет кризис теплоотдачи как предельное насыщение теплоотдающей поверхности центрами парообразования при пузырьковом режиме кипения.

В дальнейшем, на основе тепловой модели (т.е. модели, рассматривающей кризис как предельное насыщение центрами парообразования), а также на основе экспериментально установленного факта существования в предкризисном состоянии сложной структуры пристенного слоя, состоящего из кипящей жидкой микропенки и паровыми конгломератами над ней [35], [36], в работе [37] впервые предложена модель, связывающая наступление кризиса с пересыханием жидкой микропенки под паровыми конгломератами (см. рисунок 1.2). На основе представлений работы [37], В.В. Ягов, выполнил развитие модели Лабунцова [32] и получил зависимость для радиуса жизнеспособного центра парообразования от величины теплового потока, который в дальнейшем определяет размер сухих пятен, образующихся в кипящей жидкой микропенке [38]. При увеличении теплового потока, жидкие перегородки между соседними центрами парообразования могут испариться полностью, что приведет к образованию сухих пятен значительно большего размера. Температура стенки в месте образования сухих пятен начнет резко увеличиваться, что и будет являться следствием наступления кризиса теплоотдачи, а образование сухих пятен – его причиной. В этих предпосылках Ягов получил соотношение для величины КТП при кипении в большом объеме. На данный момент, модели Ягова являются наиболее обоснованными с точки зрения описания реальных физических процессов, которые происходят при кризисе теплоотдачи при пузырьковом кипении в большом объеме, а также являются шагом к моделям, рассматривающим кризис как интегральный процесс, зависящий от многих параметров. Яговым получено удовлетворительное описание различных данных, как при кипении крайне вязких жидкостей (циклогексанола, у которого в экспериментах [39] число Прандтля изменялось от 14 до 123), так и при кипении жидкостей при низких приведенных давлениях [40] где формула Кутателадзе/Zuber [20], [22] дает заниженные в несколько раз значения. Последняя ревизия модели Ягова была выполнена автором относительно недавно, в 2014 году [42]. В последнее время появляются предложения о разработке т.н. «двухстадийной» модели, совмещающей в себе как тепловой, так и гидродинамический подходы [43]. Попытки систематизировать подход к описанию DNB в большом объеме и предложить вариации существующих моделей продолжаются в настоящее время и за рубежом [44, 45].

Как можно видеть из представленного выше, на сегодняшний день до сих пор нет четко определенного механизма возникновения кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости для большого объема.

1.1.1.2 Кризис теплоотдачи при кипении в потоке

В АЗ водоохлаждаемого реактора имеет место поток теплоносителя, причем с высокими параметрами – давлением, массовой скоростью и температурой.

Кризис теплоотдачи в потоке жидкости оказался гораздо более сложным для описания явлением [46]. Первые попытки описать кризис при вынужденном движении жидкости зависимостями, полученными для кризиса в большом объеме, успехом не увенчались. Это натолкнуло исследователей на мысль о том, что в условиях вынужденного движения механизмы кризиса изменяются.

Последовавшие широкомасштабные исследования кризиса при кипении жидкостей (в основном воды) в трубах показали, что расчетные зависимости, хорошо описывающие одну группу данных, полученную при определенных режимных параметрах, практически полностью непригодны для описания другой, полученной при других параметрах. Это свидетельствовало о том, что механизм кризиса кипения в потоке не только несколько отличается от такового в большом объеме, но и о том, что кризис в потоке в зависимости от сочетания различных режимных параметров может также иметь разную физическую природу. В таком случае, попытка описания данных, полученных в широком диапазоне параметров (в основном, как будет показано ниже, паросодержаний), одной физической моделью, неминуемо даст неверный результат.

Одним из первых о различной природе кризиса в потоке заговорил В.Е. Дорошук, научный руководитель ВТИ. Он же ввел разделение кризисов теплоотдачи при вынужденном течении жидкости на кризис 1-го рода и кризис 2-го рода [46]. Два этих кризиса принципиально различались механизмами и по-разному проявляли себя в экспериментах.

Кризис теплоотдачи 1-го рода по терминологии Дорошука является кризисом пузырькового кипения в потоке, при котором происходит переход от пузырькового кипения к пленочному. Этот процесс приводит к резкому скачку температуры стенки теплоотдающей поверхности и, в большинстве случаев, к ее пережогу. В связи с этим, в иностранной литературе такой кризис получил название burnout – пережог. Однако более точным определением в иностранной терминологии является аббревиатура DNB – departure from nucleate boiling, что дословно переводится как «отход/отклонение от пузырькового кипения». В дальнейшем в работе будет использоваться именно этот термин. Кризис DNB может происходить как при развитом пузырьковом кипении (ядро потока имеет температуру насыщения), так и при неразвитом пузырьковом кипении (с недогревом ядра потока до температуры насыщения). Ниже будет показано, что, даже в рамках одного типа кризиса – DNB, феноменология его наступления может различаться в зависимости от величины паросодержания – то есть от режима течения пароводяной смеси.

Кризис теплоотдачи 2-го рода имеет принципиально иной характер и выражается в пересыхании жидкой пленки, текущей по теплопередающей поверхности в дисперсно-кольцевом режиме течения. В эксперименте это проявляется в виде пульсации температуры стенки в некотором сечении с последующим монотонным ее ростом. В англоязычной литературе такой кризис называется *dryout* (DO), или кризис высыхания. Вообще говоря, кризис второго рода может быть не только при высыхании жидкой пленки, но и при прекращении орошения стенки каплями жидкости из потока, в таком случае это будет т.н. кризис орошения.

Наглядное представление различий в механизмах кризисов типа DNB и DO представлены на рисунке 1.4. На этих же рисунках показаны различия в распределении истинного объемного паросодержания φ по сечению парогенирирующего канала.

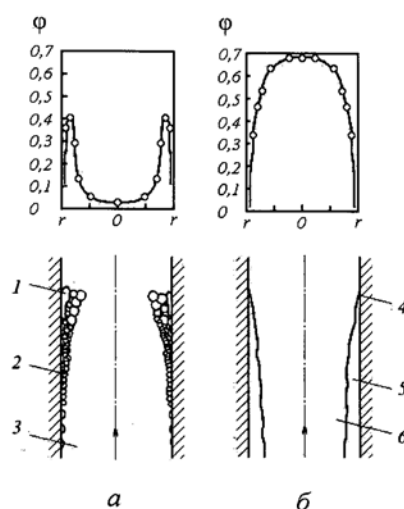


Рисунок 1.4 – Физические особенности механизма кризисов теплоотдачи в цилиндрическом канале в различных режимах течения [47].

а) – неразвитое пузырьковое кипение (кипение с недогревом) (кризис типа DNB), 1 – паровая пленка (DNB), 2 – пузырьковый пограничный слой, 3 – недогретое ядро потока. б) дисперсно-кольцевого течения (кризис теплоотдачи 2-го рода). 4 – область пересыхания жидкой пленки, 5 – пристанная жидкая пленка, 6 – пароводяное ядро потока

Как видно из описания кризисов DNB и DO, они имеют различную природу, хотя оба реализуются в потоке жидкости. Однако, как уже говорилось ранее, так как даже в рамках кризиса одного типа могут иметь место несколько различающиеся механизмы его возникновения, то корректнее однозначно характеризовать кризис двумя параметрами – структурой течения двухфазного потока, и параметрическими характеристиками, ее определяющими – величиной относительной энтальпии x , величиной массового x_r и объемного φ паросодержания.

Таким образом, в потоке может реализовываться следующие типы кризиса (рисунок 1.5):

1. **Кризис при неразвитом пузырьковом (поверхностном) кипении.** Ядро потока имеет значительный недогрев до температуры насыщения, но на стенке происходит процесс парообразования. Профиль объемного паросодержания φ имеет U-образную форму, так как пар присутствует только у стенки и конденсируется при попадании в ядро потока, недогретое до температуры насыщения. Этот режим характеризуется крайне высокими удельными тепловыми потоками, однако при возникновении условия DNB температура резко возрастает на сотни градусов, что приводит к гарантированному разрушению теплоотдающей поверхности. Такой тип кризиса наблюдается только при низких массовых паросодержаниях (сильных недогревах), высоких тепловых потоках и скоростях движения теплоносителя (когда ядро потока не находится в термодинамическом равновесии с пристенным слоем и не успевает обмениваться с ним энергией) [47, 48];

2. **Кризис при развитом пузырьковом кипении.** Ядро потока имеет температуру насыщения. Этот режим отличается от описанного выше тем, что пар присутствует не только около стенки, но и в ядре потока. Здесь механизм кризиса все тот же – DNB, однако величина тепловых потоков меньше за счет большего количества пара в пристенной области. Кроме того, в данном режиме появляется влияние на величину КТП массовой скорости и аксиального распределения энерговыделения, то есть влияние некой предыстории формирования структуры кипящего пристенного слоя. Аксиальное распределение энерговыделения влияет на характеристики парообразования – в первую очередь на сечение, в котором начинается формирование паровых пузырей, а затем их отрыв стенки и движение в потоке. Влияние массовой скорости может быть неоднозначным – наблюдается т.н. инверсия кризиса [49]. Это влияние можно выразить через введение диапазона т.н. «малых» и «больших» скоростей [14]. При малых скоростях формирование кипящего пристенного слоя происходит в основном за счет пузырьков пара n_f , рожденных центрами парообразования на стенке, которые действуют в пристенной жидкой микропленке (согласно модели Ягова [13], [50], которую он разработал для условий течения жидкости на основе своей модели для кризиса в большом объеме [41]). При увеличении в таком режиме массовой скорости, толщина микропленки под паровыми образованиями не изменяется (так как ее толщина не зависит от скорости), однако значительно увеличивается частота выноса паровых конгломератов из пристеночной области благодаря увеличившейся частоте вторжения в пристеночную область турбулентных вихрей из ядра потока [51] (последнее утверждение авторов может быть спорным, учитывая закономерности формирования турбулентности при течении в трубках). Величина КТП с ростом массовой скорости увеличивается. По мере дальнейшего увеличения массовой скорости, роста количества центров парообразования и уменьшения отрывных диаметров пузырей, общее количество пузырей в потоке увеличивается (в том числе и в ядре), а следовательно, увеличивается

количество пузырей, привносимых турбулентными вихрями из ядра потока в пристенный слой n_ϕ при замещении парового образования парожидкостной смесью. По причине роста величины n_ϕ , пристенная микропенка жидкости становится тоньше, и величина КТП снижается. При некоторой величине скорости достигается минимум КТП. Согласно модельным представлениям, отрывные диаметры пузырей в этот момент становятся соизмеримыми с толщиной вязкого гидродинамического подслоя. Начиная с этого момента, по мере дальнейшего увеличения массовой скорости, изменяется профиль скорости в пристенной области, который определяет как отрывной диаметр пузыря (который уменьшается и становится меньше диаметра вязкого подслоя) так и механизм эвакуации паровых конгломератов от стенки. В этой области и далее в область «больших» скоростей, величина КТП увеличивается с ростом массовой скорости;

3. **Кризис при дисперсно-кольцевом режиме течения.** При этом режиме течения, который является эволюцией эмульсионного и дисперсного, в ядре потока находится пар со взвешенными в нем каплями воды [52], а по стенкам канала течет пленка жидкости. Физика кризиса при такой структуре потока связана с прекращением расхода в пристенной жидкой микропенке. Величина расхода в пристенной пленке зависит от двух процессов – величины уноса воды из пленки E (по причине испарения E_b и/или срыва капель с гребней волн E_m , образующихся на пленке) и величины выпадения капель жидкости из ядра потока в пленку D [53]. При определенной величине относительной энтальпии, обозначаемой как $x_{\Delta p}$, расход жидкости в пленке становится такой, что она истончается настолько, что на ее поверхности исчезают гребни (уменьшается капельный унос) и она превращается в так называемую микропенку. При этом значительно падает гидравлическое сопротивление канала, за что это явление получило название кризис гидравлического сопротивления [54]. Дальнейшее снижение толщины микропенки связано, в основном, с ее испарением и массообменными процессами, протекающими между микропенкой и ядром потока. Массообмен продолжается до тех пор, пока расход в жидкости в микропенке не станет равным нулю. Момент пересыхания пленки практически не зависит от величины локального теплового потока со стенки, а определяется величиной относительной энтальпии, которая обозначается как $x_{гр}$ – граничное паросодержание.

Из представленного описания следует, что кризис пузырькового кипения (DNB), который подразделяется на кризис теплоотдачи в потоке при неразвитом пузырьковом кипении (кипение с недогревом) и кризис теплоотдачи в потоке при развитом пузырьковым кипении (кипение насыщенной жидкости), практически полностью определяется локальной структурой потока теплоносителя, величиной локального теплового потока с теплообменной поверхности, а также величиной локального паросодержания (прежде всего объемного). Одна из немногих интегральных величин при таком виде кризиса, влияющая на величину КТП, это форма профиля

аксиального распределения энерговыделения, причем влияние оказывается на определенной длине, на которой поток «чувствует» влияние формы профиля.

Напротив, кризис теплоотдачи при дисперсно-кольцевом режиме течения зависит от интенсивности испарения жидкой пленки, которая, в свою очередь, зависит от относительной энтальпии потока, то есть балансной величины, которая характеризует собой интегральное количество энергии, переданное жидкой фазе для ее испарения от входного сечения канала до сечения кризиса. То есть зависит от таких интегральных величин, как длина канала, величина недогрева воды до температуры насыщения во входном сечении канала, тепловой мощности канала. При таком виде кризиса все же есть влияние локальных параметров, но оно проявляется слабее, чем при кризисе пузырькового кипения.

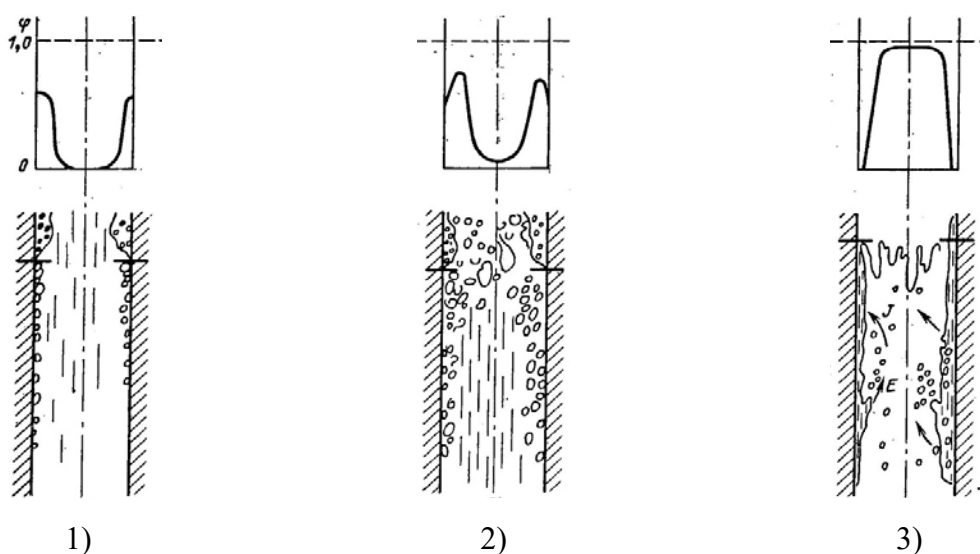


Рисунок 1.5 – Схемы механизмов кризиса теплоотдачи в цилиндрическом парогенерирующем канале в зависимости от распределения истинного объемного паросодержания по сечению канала для различных режимов течения (горизонтальной линией отмечено сечение наступления кризиса) [55]

1) – течение жидкости с сильным недогревом с неразвитым поверхностным кипением; 2) – пузырьковый режим течения насыщенной жидкости с развитым поверхностным кипением; 3) – дисперсно-кольцевой режим течения (стрелками E обозначен капельный унос влаги с поверхности пленки, стрелками J – осаждение капель в пленку).

Проследив эволюцию модельных представлений о кризисе теплоотдачи, можно с уверенностью сказать, что это одно из самых сложных теплофизических явлений, адекватная физическая модель для которого не разработана до сих пор, и даже для случая течения в каналах при пузырьковом кипении представлено несколько моделей, значительно отличающихся друг от друга. В связи с этим, не удивителен факт того, что при переходе к анализу кризиса в пучках стержней, исследователи столкнулись с еще большими сложностями.

1.1.2 Кризис теплоотдачи в ТВС реакторов с водой под давлением

1.1.2.1 Специфика возникновения кризиса теплоотдачи в пучках стержней

Ключевая особенность, отличающая кризис теплоотдачи в прямоточных парогенерирующих каналах (трубчатки котлов и парогенераторов) от кризиса в пучках твэлов ТВС ядерных реакторов, это отличие в механизмах теплообмена. Отличительной особенностью пучка твэлов с точки зрения тепломасообменных процессов является наличие множества параллельных, взаимодействующих между собой, подканалов, образованных твэлами.

Взаимодействие между параллельными подканалами происходит за счет обмена массой, энергией и импульсом, и происходит по двум механизмам – конвективному и турбулентному. Указанное взаимодействие вызвано такими факторами, как:

- различное давление и скорость в соседних подканалах, что вызвано гидравлической неравноценностью подканалов (приводящей к различным величинам падения давления по длине подканалов за как различной омываемой поверхности и, соответственно, потерь давления на трение, так и за счет наличия местных КГС различной величины, различия в величине проходного сечения);

- неравенство величины относительной энтальпии потока в соседних подканалах за счет неравноценного подогрева (твэлы, выходящие в подканалы, могут иметь разную мощность; имеет место перераспределение расхода теплоносителя в виду указанной выше гидравлической неравноценности подканалов) или примыкания подканала к необогреваемой поверхности (НК или ИК);

- наличие устройств-интенсификаторов тепломасообмена, увеличивающих турбулентный межканальный обмен или вызывающие направленный конвективный перенос.

Указанные эффекты моделируются в расчетных кодах значительным количеством эмпирических замыкающих соотношений, которые требуют валидации. Полученные кодами величины часто являются усредненными по элементарным объемам.

Кроме того, экспериментально доказано, что в подканале сложной формы (в сравнении с трубой), которым является подканал ТВС, ввиду геометрических особенностей и межканального взаимодействия, устанавливается сложный профиль распределения паросодержания [56] (определяющего параметра для величины КТП) (см. рисунок 1.6) и скорости [57 – 60] (см. рисунок 1.7).

Применение «трубных» соотношений для профилей скорости и паросодержания в пучках твэлов без их модификации к условиям в пучках либо введения различных поправок, может давать некорректные результаты. На данный момент, существует несколько предложений по введению поправок на форму профилей скорости и паросодержания в пучках твэлов [61],

однако они сложны в применении, недостаточно верифицированы, а главное – требуют от расчетного кода двухжидкостной модели основных уравнений.

Однако, стоит отметить, что модели паросодержания с некоторой погрешностью, возможно применять в составе механистических моделей, что в дальнейшем будет продемонстрировано. Модели трубленного профиля скорости в пучках стержней справедливы вплоть до специфических случаев, при которых происходит касание стержней.

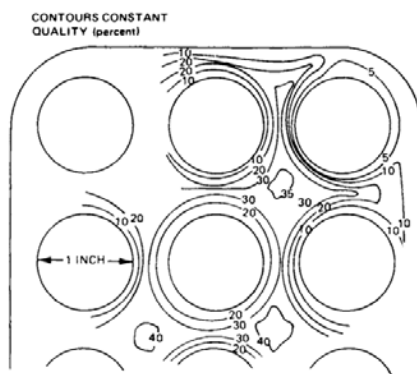


Рисунок 1.6 – Экспериментальные профили паросодержания (линии соответствуют постоянному значению паросодержания), полученные авторами работы [56]. Измерения выполнены с помощью изокинетического отбора, пучок стержней омывался водо-воздушной смесью.

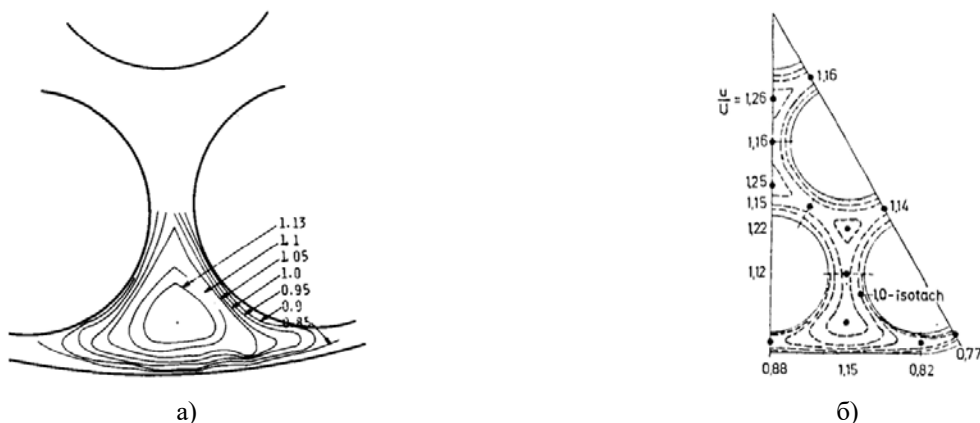


Рисунок 1.7 – Профили скорости и изотопы построенные по результатам экспериментов а) в сборке реактора CANDU [57] и б) в гексагональной 19-стержневой сборке при $Re = 60000$ [59]

1.1.2.2 Влияние различных факторов на КТП

1.1.2.2.1 Влияние давления

Влияние давления на кризис выражается в уменьшении отрывного диаметра и размера пузырька пара с ростом давления, уменьшении скрытой теплоты парообразования, а также в уменьшении общей разницы свойств жидкой и паровой фазы (например, отношения плотностей ρ' / ρ''). Указанные обстоятельства приводят к снижению величины КТП при росте давления [46].

Однако, стоит заметить, что влияние давления на КТП будет проявляться тем сильнее, чем меньше размер канала и, тем слабее, чем размер канала больше (так как изменение размера пузырей сильнее проявляет свое влияние в каналах малого диаметра). Так, в работе [64] влиянием давления пренебрегалось, тогда как в работе [65] было обнаружено значительное влияние давления. Объясняется это тем, что в работе [65] исследование КТП проводилось на трубах малого диаметра – от 2 до 3 мм. Обычно, влияние размера канала и свойств теплоносителя на преобразование учитывается числом Bo (Бонда или числом кипения).

1.1.2.2.2 Влияние массовой скорости

Как уже отмечалось выше, на зависимости влияния массовой скорости на КТП есть точка инверсии, когда увеличение G ведет к снижению величины КТП, а затем начинается обширная область увеличения КТП с ростом скорости. Однако существует два фактора, оказывающих дополнительное влияние. Первый фактор – точка влияния массовой скорости, по моделям некоторых авторов, находится в т.н. области «малых скоростей» [14]. Граница между областью «малых» и «больших» скоростей может быть определена расчетным путем для каждого конкретного случая [14]. Область обоснования ТТН АЗ реакторов с водой под давлением в номинальном режиме работы всегда лежит в области «больших» скоростей, где влияние массовой скорости однозначно – увеличение G ведет к увеличению КТП. Второй фактор – величина относительной энтальпии. Точка инверсии проявляет себя тем сильнее, чем выше значение x . Тогда как при значениях $x < 0$ (что имеет место в стационарном режиме работы реактора) точка инверсии исчезает, и увеличение G ведет к увеличению КТП.

1.1.2.2.3 Влияние относительной энтальпии

При заданной величине давления p , влияние относительной энтальпии x и массовой скорости G взаимосвязаны. Однако, в общем случае, при фиксированных давлении и массовой скорости увеличение относительной энтальпии всегда ведет к снижению величины КТП. Причиной тому является прямое влияние относительной энтальпии на величину объемного паросодержания φ и, в конечном счете, на локальную структуру потока теплоносителя.

1.1.2.2.4 Влияние необогреваемой стенки

Влияние необогреваемой стенки на величину КТП проявляется через истинное объемное паросодержание, которое перераспределяется и его максимум приходится на область, в которой располагается нагреваемая поверхность. И при прочих равных условиях (одинаковом φ), величина паросодержания у нагреваемой поверхности будет выше. Таким образом, наличие необогреваемой поверхности обычно приводит к снижению величины КТП. Эмпирически это отражено в специальных поправочных коэффициентах к корреляциям для КТП, например [10]. Данные поправки обычно выглядят как отношение гидравлического диаметра данного подканала к тепловому. Соответственно, при наличии в данной области ТВС НК или ИК, которые имеют

диаметр больший, чем твэл, тепловой диаметр подканалов, окружающих НК, будет больше гидравлического, и поправка для данных подканалов будет меньше единицы. Соответственно, для данных подканалов будет происходить снижение расчетное величины КТП.

Однако, существуют работы, например корейского коллектива [66], в которых предпринимается попытка оценить влияние необогреваемой поверхности на распределение энтальпии по сечению подканала, в который выходит необогреваемая стенка (см. рисунок 1.8).

В этой работе авторы постулируют, что в общем случае в подканале с необогреваемой стенкой существует неравномерность поля энтальпии – у необогреваемой стенки энтальпия значительно ниже среднего значения, а у обогреваемой стенки – значительно выше. Таким образом, если для определения КТП использовать среднее по подканалу значение энтальпии (как это и происходит в субканальных кодах), то оно окажется заниженным относительно фактического локального (что не консервативно с точки зрения величины КТП) (см рисунок 1.8a). Авторы делают попытку рассчитать среднюю величину подогрева Δh_{CW} (см рисунок 1.8b) в подканале с необогреваемой стенкой основываясь на предположении, что неравномерность энтальпии по сечению будет тем меньшей, чем большее значение принимает величина внутриканального перемешивания (в основном – турбулентного).

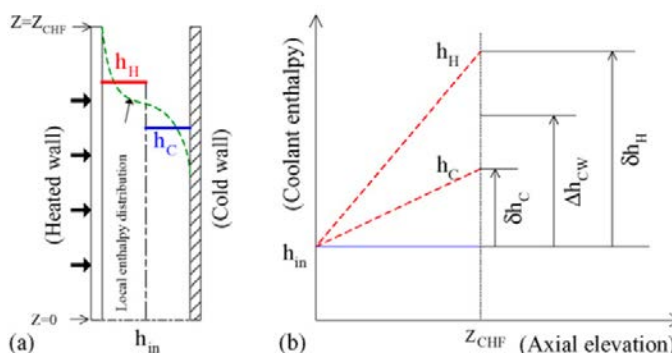


Рисунок 1.8 – Распределение энтальпии по сечению канала с одной необогреваемой стенкой [66].

На рисунке b) δh_C – величина подогрева в половине подканала, прилегающей к необогреваемой стенке, в предположении, что внутриканальное перемешивание полностью отсутствует, δh_H – величина подогрева в половине подканала, прилегающей к обогреваемой стенке, в предположении, что внутриканальное перемешивание настолько сильное, что осуществляется полное перемешивание; Δh_{CW} – усредненное значение подогрева с учетом «реальной» величины внутриканального перемешивания.

1.1.2.2.5 Влияние аксиальной неравномерности энерговыделения

Влияние аксиальной неравномерности распределения энерговыделения по длине канала проявляется в ее воздействии на формирование структуры пристенного пузырькового слоя. В зависимости от режимных параметров (давления и массовой скорости), поток теплоносителя

будет «чувствовать» интенсивность, с которой к нему подводится тепло. Поток теплоносителя, омывающий теплообменную поверхность, содержит в себе жидкость, догретую до температуры насыщения и содержащую в себе паровые пузыри с определенной концентрацией и определенного размера, которые образовались ниже по течению. Можно сказать, что концентрация пузырей зависит от величины теплового потока и относительной энтальпии [9], а размер – от давления. Влияние данного обстоятельства на кризис можно назвать «эффектом памяти» потока.

Влияние аксиальной неравномерности проявляется тем меньше, чем ниже относительная энтальпия в координате кризиса, и, соответственно, оказывает все большее влияние с увеличением относительной энтальпии [48]. Этот результат хорошо согласуется с модельными представлениями о кризисах теплоотдачи в потоке теплоносителя, согласно которым при низких значениях относительной энтальпии на возникновение кризиса оказывают влияние локальные характеристики, тогда как с ростом x преобладающим начинают становиться интегральные характеристики, к которым относится распределение энерговыведения по длине канала.

Влияние аксиального распределения энерговыведения на величину КТП, при определении последней с помощью классических корреляций, обычно оценивают с помощью специальных коэффициентов – факторов формы аксиального профиля энерговыведения, обозначаемых F_f [7], [10], [67 – 69]. Влияние профиля обычно представляется в виде интеграла, в сумму которого входят дискретные аксиальные участки с данной удельной плотностью теплового потока, величина которого умножена на «весовой коэффициент», который учитывает влияние данного участка на формирование предкризисной структуры. Эти весовые коэффициенты обычно зависят от режимных параметров, таких как относительная энтальпия, массовая скорость и давление, а также от некоторой характерной длины, называемой «длиной релаксации» – длины, на которой поток «помнит» интенсивность подвода к нему энергии. Длина релаксации в свою очередь также может зависеть от режимных параметров и принимается различной в подходах различных авторов.

Однако, аксиальное распределение теплового потока в первую очередь влияет на парообразование. И, строго говоря, необходимо учитывать распределение энерговыведения именно при определении основных характеристик парообразования. Подобный учет присутствует, например, в методике определения расходного паросодержания x_r и относительной энтальпии начала отрыва паровых пузырей x_d , предложенной Р.И. Созиным [70].

В субканальных кодах специальный учет влияния аксиального распределения энерговыведения на паросодержание учитывается путем разбиения канала на малые по величине аксиальные слои. В случае, если в методика определения КТП сильно зависит от массового (или

объемного) паросодержания, использование дополнительных поправочных коэффициентов к корреляции в виде фактора формы может не понадобиться.

1.1.2.2.6 Влияние обогреваемой длины канала

Для низких относительных энтальпий влияние длины (или иных предвключенных участков с изменением проходного сечения) может проявляться в основном за счет влияния входного участка на формирование пограничных слоев (стабилизацию потока). При увеличении длины канала свыше $L/D > 30$ длина канала не оказывает влияния на величину КТП. Определяющим влияние длины канала оказывается при высоких относительных энтальпиях в условиях пересыхания жидкой пленки (так как является наряду с мощностью канала величиной, определяющей количество общей подведенной к потоку энергии).

1.1.2.2.7 Влияние геометрии канала

Как показывает практика, при кипении недогретой жидкости, диаметр канала оказывает влияние на величину КТП только при условии малого диаметра канала (соразмерного с диаметром пузыря). Замечено, что при кипении в каналах с диаметром меньше 2 мм, величина КТП возрастает [71] по причине близости холодного ядра к пристенной области. При наличии в системе параллельных каналов канала большого диаметра, величина КТП снижается, так как в нем на поток воздействуют большие касательные напряжения, что приводит к утонению толщины пристенной пленки и, соответственно, уменьшению КТП [72].

Форма канала оказывает влияние на КТП через гидродинамику потока, например, в каналах прямоугольного сечения или местах касания твэлов при искривлении ТВС, возникает подтормаживание ламинаризация потока в углах или стесненных пространствах.

Для пучков стержней форма каналов (подканалов), основанных соседними стержнями, влияет на распределение величины массовой скорости и относительной энтальпии. Как было сказано выше, гидравлическая неравноценность подканалов и неравноценный в них подогрев приводят к активному межканальному обмену и перераспределению величины массовой скорости и энтальпии по сечению.

Влияние параметров межтвэльного зазора на КТП происходит опосредованно через влияние на межканальный обмен. Однако в экспериментах показано, что влияние формы и ширины зазора непосредственно на величину КТП незначительно [73], [74].

1.1.2.2.8 Влияние решеток-интенсификаторов тепломассообмена

Наличие в потоке теплоносителя решеток интенсификаторов тепломассообмена (РИ) влияет на величину КТП двумя путями – косвенно и непосредственно.

Косвенное влияние выражается в том, что РИ интенсифицируют межканальный обмен, приводя к выравниваю поля энтальпии по сечению ТВС. Величина направленного конвективного переноса, генерируемого решеткой, зависит от ее конструкции. Наибольшей величиной

направленного конвективного переноса обладают решетки, на верхней кромке которых установлены отклоняющие поток дефлекторы (т.н. дефлекторные решетки). Такие решетки давно применяются в реакторах типа PWR [75], [76], но в последнее время в АО «ОКБМ Африкантов» были разработаны аналогичные решетки с дефлекторами для использования в составе ТВС реакторов ВВЭР [77], [78] (кассеты семейства ТВСА и ТВСА-Т), которые успешно эксплуатируются в РУ ВВЭР-1000 Калининской АЭС (семейство ТВСА) и АЭС Темелин (Чехия, семейство ТВСА-Т).

Прямое влияние РИ проявляется в их воздействии на формирование предкризисной структуры потока теплоносителя. При кипении с недогревом ($x < 0$) интенсифицирующее воздействие дистанционирующих решёток и решёток-интенсификаторов должно проникать в область пристенного кипения [79]. При дисперсно-кольцевом режиме кипения ($x \gg 0$), решетки призваны затягивать момент пересыхания жидкой микропенки.

Можно выделить следующие основные механизмы воздействия РИ на предкризисную структуру потока:

- дополнительная турбулизация потока;
- закрутка потока в подканале;
- разрушение направленным конвективным потоком жидкости из ядра пристенного пузырькового слоя при кипении с недогревом ($x < 0$);
- изменение спектра капель (дробление и срыв с поверхности дистанционирующей решетки) при дисперсно-кольцевом режиме течения ($x > 0$);
- образование пленки жидкости на поверхности дистанционирующей решетки и стекание ее на ТВЭЛ при дисперсно-кольцевом режиме течения ($x > 0$).

Влияние наличия РИ в потоке в расчёте учитываются путем введения поправок на величину межканального обмена и дополнительными коэффициентами для базовой части «классической» корреляции для КТП, либо с помощью специальных поправок, учитывающих влияние РИ на поперечный турбулентный обмен между кипящим подслоем и ядром потока.

1.2 Методики определения величины КТП в ТВС водоохлаждаемых ядерных реакторах

1.2.1 Эмпирические корреляции

Прежде чем переходить к описанию моделей возникновения КТП в потоке, основанных на физических механизмах (или феноменологии кризиса), следует коротко остановиться на «классических» корреляциях, которые используются для определения величины КТП в активных зонах ядерных реакторов с водой под давлением.

В данном разделе будут рассмотрены корреляции, сделанные в нескольких подходах, две из которых применялись главными конструкторами ТВС для определения величины КТП при обосновании ТТН АЗ.

1.2.1.1 Корреляция ОКБ «ГИДРОПРЕСС» (Ю.А. Безрукова)

Корреляция была создана в ОКБ «ГИДРОПРЕСС» ([6], [80]) специально для определения критических тепловых потоков в ТВС реактора ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и в настоящий момент имеет следующий вид:

$$q_{cr} = 0,795 \cdot (1 - x)^{-0,5 + 0,105 \cdot P} \cdot G^{-0,127 + 0,311 \cdot (1 - x)} \cdot (1 - 0,0185 \cdot P), \quad (1.1)$$

где q_{cr} – критический тепловой поток, МВт/м²; x – относительная энтальпия; G – массовая скорость, кг/(м²·с); P – давление, МПа.

Корреляция создана на основе формулы Смолина [81] и учитывает влияние на КТП трех основных режимных параметров – относительной энтальпии, расхода и давления. Причем также учитывается взаимовлияние этих параметров на КТП – влияние давления при изменении относительной энтальпии и влияние относительной энтальпии при изменении расхода.

Авторы также подчеркивают, что при ее создании использовались только данные для пучков, состоящих из гидравлически равноценных ячеек, имеющих одинаковые подогревы теплоносителя. Таким образом, измеряемые в эксперименте средние параметры теплоносителя на выходе можно без большой погрешности отнести к локальным параметрам на выходе из пучка. Благодаря этому авторы методики рекомендуют ее как «ячейковую» (т.е. подходящую для использования в составе субканальных кодов).

Данная формула является «классической» для проектных расчетов активных зон реакторов ВВЭР и используется во всех отраслевых теплофизических кодах.

Для определения величины КТП в пучках с аксиальной неравномерностью энерговыделения, авторами корреляции был предложен соответствующий фактор формы. Авторами формы было выполнено экспериментальное исследование кризиса теплоотдачи на 7-ми стержневых моделях ТВС реакторов ВВЭР с аксиальной неравномерностью энерговыделения различной формы [8], [82] при двух различных формах профиля тепловыделения имитаторов.

Модели имели характеристики, аналогичные моделям с равномерным профилем, экспериментальные результаты которых использовались при создании базовой корреляции.

В результате было предложено следующее выражение для фактора формы:

$$F_f = \left[\frac{\int_{z-0,72}^z q(z') dz'}{0,72 \cdot q(z)} \right]^n, \quad (1.2)$$

где показатель степени n рекомендуется брать равным минус 1 или же вычислять по формуле:

$$n = 3,79 - 19,61 \frac{P}{P_{cr}} + 17,88 \left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^2 \quad (1.3)$$

По определению, фактор формы представляет собой поправочный множитель в виде отношения двух КТП – КТП при равномерном аксиальном профиле энерговыделения q_{cr}^{unif} и КТП при неравномерном аксиальном тепловом потоке $q_{cr}^{non.unif}$:

$$F_f = \frac{q_{cr}^{unif}}{q_{cr}^{non.unif}} \quad (1.4)$$

Тогда величина КТП при использовании базовой корреляции и фактора формы будет определяться в виде:

$$q_{cr}^{non.unif} = q_{cr}^{unif} \cdot F_f \quad (1.5)$$

где q_{cr}^{unif} – КТП, определенное по базовой корреляции для равномерного аксиального теплового потока.

1.2.1.2 Корреляция W-3 (L.S. Tong)

Своей корреляцией Tong обобщил экспериментальные данные полиномиальной зависимостью [7], в которую входят члены, содержащие численные коэффициенты и значения основных режимных параметров, таких как давление, относительная энтальпия, массовая скорость, гидравлический диаметр.

Формула получила название W-3 Equivalent uniform flux DNB correlation – корреляция для эквивалентного равномерного теплового потока:

$$q_{cr} = [0,2664 + 0,8357 \cdot \exp(-124,1 \cdot d_t)] \cdot [0,8258 + 0,0003413 \cdot (h' - h_{in})] \cdot \\ \cdot [2,022 - 0,06238 \cdot P + (0,1722 - 0,01427 \cdot P) \cdot \exp((18,177 - 0,5987 \cdot P) \cdot x)] \cdot \\ \cdot [(0,1484 - 1,596 \cdot x + 0,1729 \cdot x \cdot |x|) \cdot 2,326 \cdot G + 3271] \cdot [1,157 - 0,869 \cdot x], \quad (1.6)$$

где q_{cr} – критический тепловой поток, кВт/м²; P – давление, МПа; G – массовая скорость, кг/(м²·с); x – относительная энтальпия; d_t – тепловой диаметр, м; h_{in} – энтальпия воды на входе в канал, кДж/кг.

Хотя в начале своих исследований Tong был приверженцем локальной теории возникновения DNB, в своей корреляции W-3 в одном из членов полинома он использует энтальпию воды на входе в обогреваемый канал h_{in} , что является, вообще говоря, элементом т.н. мощностной методики определения КТП.

Для базовой корреляции Tong на основании обработки данных, полученные на многостержневых моделях ТВС с неравномерным аксиальным профилем тепловыделения различной формы [7], [9], а также на основе записи уравнения баланса энергии пристенного пузырькового слоя [48], предложил запись фактора формы.

Tong предложил следующую модель – при больших массовых скоростях и давлениях при движении жидкости внутри обогреваемого канала образуется пузырьковый слой (рисунок 1.9). Этот слой вязкий, он состоит из пузырей относительно большого размера, которые движутся параллельно поверхности нагрева и укрывают пристенный слой перегретой жидкости с мелкими пузырями пара, которые отрываются от поверхности нагрева. Это «укрывание» изолирует слой жидкости возле стенки от основного ядра потока. Перегрев этого слоя жидкости и местный (локальный) тепловой поток определяют локальную температуру стенки, а, следовательно, и переход к кризису [47], [69].

Из описанной модели следует, что энтальпия жидкости, получаемая из баланса энергии слоя перегретой жидкости, является показателем начала кризиса теплоотдачи.

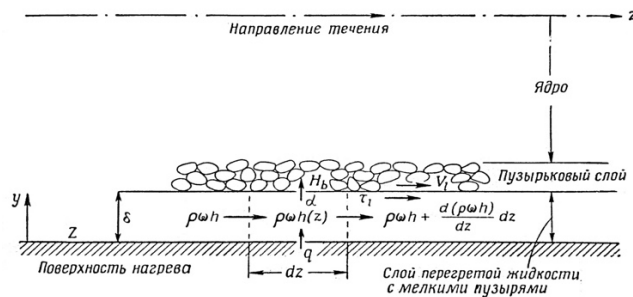


Рисунок 1.9 – Физическая модель слоя перегретой жидкости между пузырьковым подслоем и поверхностью нагрева [47].

Tong записал следующее уравнение энергии для слоя перегретой жидкости при средних параметрах в этом слое:

$$\frac{d(\rho\omega \cdot h \cdot \delta \cdot P_h)}{dz} + \frac{\alpha \cdot P_h}{c_p} (h - h_b) = q \cdot P_h, \quad (1.7)$$

где $\rho\omega$ – массовая скорость; h – энтальпия пристенного слоя жидкости; h_b – энтальпия кипящего слоя жидкости; α – коэффициент теплоотдачи от пристенного слоя перегретой жидкости к пузырьковому слою; P_h – обогреваемый периметр канала; c_p – изобарная теплоемкость; δ – толщина пристенного слоя перегретой жидкости; q – тепловой поток с поверхности канала; z – расстояние от точки входа в канал до точки начала кипения жидкости, измеренное в направлении потока.

Вводя некоторые допущения касательно свойств пристенных слоев, и выделяя постоянные (согласно допущениям) или неизвестные параметры в отдельный коэффициент C , равный:

$$C = \frac{\alpha}{\rho\omega \cdot \delta \cdot c_p} \quad (1.8)$$

Tong записывает фактор формы в следующем виде:

$$F_f = \left[\frac{C}{q(z)(1 - \exp(-C \cdot l_{cr}))} \cdot \int_0^{l_{cr}} q(z') \cdot \exp(-C \cdot (l_{cr} - z')) dz' \right]^{-1}, \quad (1.9)$$

где l_{cr} – положение точки начала кризиса, отсчитанное от точки начала закипания недогретой жидкости.

Параметр C представляется автором в виде следующего комплекса, эмпирические коэффициенты в котором получены на основе обработки экспериментальных данных по КТП, полученных на моделях с аксиальной неравномерностью энерговыведения различной формы.

$$C = \frac{6,9 \cdot (1 - x)^{4,31}}{\left(\frac{G}{1000}\right)^{0,478}} \quad (1.10)$$

Размерность длины у эмпирического выражения коэффициента C интерпретирует его как коэффициент релаксации, т.е. расстояние, на котором влияние величины локального теплового потока на формирование кризисной структуры пограничного слоя затухает.

Описанные рассуждения является попыткой феноменологического подхода к определению поправки к чисто эмпирической базовой корреляции.

1.2.1.3 Корреляция RNC-SUB (Д.А. Олексюка)

Данная корреляция создана специально для использования в составе ячеековых кодов SC-1 и SC-INT в Отделе теплофизических исследований НИЦ «Курчатовский институт» [83].

Критический тепловой поток для пучков с равномерным аксиальным распределением тепловыделения представляется в виде функции от переменных, которые определяют влияние основных режимных параметров на величину КТП:

$$q_{cr} = F(x) \cdot F(P) \cdot F(G) \cdot F(S/d_r) \cdot F(d_r/D_h) \quad (1.11)$$

где q_{cr} – критический тепловой поток, МВт/м²; x – относительная энтальпия; P – давление, МПа; G – массовая скорость, кг/(м²·с).

Функция относительной энтальпии:

$$F(x) = \exp(1,601 - 2,536 \cdot x) \quad (1.12)$$

Функция давления:

$$F(P) = 1,335 - 1,150 \cdot \left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{0,131} \quad (1.13)$$

Функция массовой скорости:

$$F(G) = 0,179 + 1,375 \cdot \left(\frac{G}{1000}\right)^{(0,280 - 0,766 \cdot x)} \quad (1.14)$$

Кроме функций, определяющих влияние основных режимных параметров, присутствуют также дополнительные множители, учитывающие влияние:

Шага расположения твэлов в решетке:

$$F(S/d_r) = 1,00 - 0,80 \cdot \exp \left[-2,75 \exp \left(200 \frac{d_r}{z} \right) \left(\frac{S_{rod}}{d_r} - 1 \right) \right] \quad (1.15)$$

где S_{rod} – шаг решетки ТВЭЛ в ТВС;

Отношения диаметра ТВЭЛ к тепловому диаметру кризисного подканала:

$$F(d_r/D_h) = 0,90 + 0,10 \cdot \left(\frac{d_r}{D_h} \right)^{0,8} \quad (1.16)$$

где D_h – тепловой диаметр данного подканала.

Кроме того, для корреляции RNC-SUB был получен фактор формы. За основу был взят фактор формы Tong, а на основе обработки экспериментальных данных было получено выражение для коэффициента C :

$$C = \frac{5,2 \cdot (1 - x)^{5,0}}{\left(\frac{G}{1000} \right)^{0,33}}, \quad (1.17)$$

Результирующая величина КТП с учетом всех поправок определяется следующим образом:

$$q_{cr} = F(x) \cdot F(P) \cdot F(G) \cdot F(S/d_r) \cdot F(d_r/D_h) \cdot F_f \quad (1.18)$$

Подобный подход к созданию корреляции позволяет осуществлять «гибкую» настройку корреляции в зависимости от изменения различных факторов – режимных параметров, распределения энерговыделения, конструкции ТВС.

Также, отдельно необходимо отметить, что в субканальном коде SC-INT, в состав которого внедрена корреляция для КТП RNC-SUB, присутствует возможность дополнить ее коэффициентом, отвечающим за влияние на величину КТП РИ.

Подобные коэффициенты также имеют значение около единицы (принимают значение выше единицы) и призваны корректировать величину КТП за верхней кромкой РИ, обеспечивая характерный «подброс» величины КТП. Обычно в состав этих коэффициентов входит несколько множителей, которые отражают «эффективность» воздействия решетки на поток теплоносителя и, в конечном счете, на увеличение КТП.

Одним из таких множителей может быть коэффициент гидравлического сопротивления решетки, или, в частном случае, такая составляющая общего КГС, как сопротивление формы решетки. Вторым множителем обычно выступает экспонента в определенной степени, зависящей от параметров подканалов ТВС, режимных параметров теплоносителя и, опять же, конструктивных особенностей решетки. Данный множитель учитывает экспоненциальное затухание возмущения, которое вносит РИ в поток теплоносителя.

В субканальном коде SC-INT поправка, учитывающая наличие в конструкции ТВС РИ, получила название F_{int} и в общем виде выглядит следующим образом [84]:

$$F_{int} = 1 + a_1 \cdot F_1(\zeta, z_{int}, G, x), \quad (1.19)$$

где a_1 – эмпирическая константа; ζ – интегральный параметр, характеризующий эффективность РИ (в данном случае принят коэффициент гидравлического сопротивления решетки); z_{int} – расстояние от последней по ходу потока РИ до рассматриваемого поперечного сечения пучка, м; x – относительная энтальпия; G – массовая скорость, кг/(м²·с).

Тогда корреляция для величины КТП в ТВС q_{cr}^{FA} с учетом распределения аксиального профиля энерговыделения и при наличии в конструкции ТВС РИ выглядит следующим образом:

$$q_{cr}^{FA} = q_{cr}^{base}(x, G, p) \cdot F_f \cdot F_{int} \quad (1.20)$$

где q_{cr}^{base} – критический тепловой поток с поверхности «горячего» твэла по базовой корреляции, не учитывающей влияние интенсификации теплообмена, F_f – фактор формы аксиального профиля тепловыделения, F_{int} – функция, учитывающая интенсификацию теплообмена за счет наличия в конструкции ТВС РИ.

1.2.1.4 Корреляции Осмачкина В.С. и Смолина В.Н.

Для полноты обзора необходимо также затронуть известные в отечественной практике корреляции В.С. Осмачкина [11] и В.Н. Смолина [12], [81].

Корреляция получена В.С. Осмачкиным в попытке вывести полуэмпирическую формулу исходя из физических предпосылок возникновения КТП в пучках стержней, исследования которого выполнялись на теплофизическом стенде КС. В результате работ, выполненных в Отделе теплофизических исследований НИЦ «Курчатовский институт» [85], в настоящее время формула приобрела следующий вид:

$$q_{cr} = k_n \frac{f_1 \cdot f_4 \cdot G^{0,2} \cdot (f_3 - f_2 \cdot G^{0,4} \cdot x)}{1 + \frac{z}{3,54}}, \quad (1.21)$$

Поправочные функции $f_1 - f_4$, определяющие влияние физических свойств теплоносителя в предкризисной области, имеют следующий вид:

$$f_1 = r \cdot \rho' \cdot \left(g \cdot (g \cdot a')^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{v'}{a'} \right) \cdot d \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{d}{\mu'} \right)^{\frac{1}{5}} / 345, \quad (1.22)$$

$$f_2 = \frac{1}{3,5} \cdot \left(\frac{d}{\rho' \cdot \sigma} \right)^{\frac{1}{5}}, \quad (1.23)$$

$$f_3 = \frac{0,7}{1 + \frac{0,01343}{Fr^{0,5}} \cdot \frac{\rho'}{\rho''}} + 0,3, \quad (1.24)$$

$$f_4 = 1 + 0,7 \cdot \exp \left[-11,4 \cdot \left(1 - \left(\frac{p}{p_{cr}} \right)^2 \right) \right], \quad (1.25)$$

где q_{cr} – критический тепловой поток, кВт/м²; $d = 0,0115$ м – размерная константа; $Fr = (G \cdot v')^2 / (g \cdot d)$ – критерий Фруда; $k_n = 1,21$ – коэффициент, учитывающей поперечную

теплогидравлическую неоднородность, и должен применяться при переходе от одномерного к субканальному расчету. Давления в формуле (1.25) подставляются в барах.

Стоит отметить попытку авторов [85] исследовать влияние расчетного подхода на получаемую величину КТП. Оригинальная методика разрабатывалась для проведения расчетов в одномерном приближении. При проведении расчетов в субканальном приближении, для 603 точек, полученных на 12 пучках, абсолютная погрешность составила $\bar{\Delta} = 19,7 \%$ при среднеквадратическом отклонении (СКО) $\bar{\sigma} = 8,7 \%$, тогда как при одномерном расчете $\bar{\Delta} = 2,4 \%$ и $\bar{\sigma} = 8,6 \%$. На основе указанных расчетных исследований, авторы предлагают использовать корректирующий множитель, значение которого составляет 1,21. Факт значительного отличия величины КТП в зависимости от способа расчета отмечается в [86] и сопровождается рекомендацией при прочих равных условиях создавать или использовать для расчета КТП в пучках стержней специализированные методики.

В.Н. Смолин и К.Е. Поляков в НИКИЭТ на основе своей корреляции для труб [81], [87] создали формулу для определения КТП в пучках стержней [12]. Методика отличается от аналогичных тем, что ее авторы для анализа величины КТП выделили режимы движения двухфазного потока – пузырьковый режим, дисперсный режим и переходный от кольцевого режима к дисперсному – и для каждого из них записывали свою корреляцию.

$$q_{cr}^1 = 0,024 \cdot r \cdot \rho''^{0,5} \cdot (\sigma \cdot (\rho' - \rho'') \cdot g)^{0,25} \cdot \left(\frac{\rho \omega}{\rho'} \cdot \left(\frac{\rho' - \rho''}{g \cdot \sigma} \right)^{0,25} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{v''}{v'} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot (1 - x)^n \cdot \frac{K_p}{K_h}, \quad (1.26)$$

$n = 1,3$ при $x < 0$ и $n = 0,7$ при $x \geq 0$; K_p – множитель, учитывающая повышение критического теплового потока за счет дистанционирующих решеток; K_h – множитель, учитывающий гидравлическую неравноценность ячеек пучка.

$$q_{cr}^2 = \frac{1}{45} \cdot r \cdot (g \cdot \sigma \cdot \rho'')^{0,25} \cdot (\rho' - \rho'')^{0,5} \cdot \ln \left(0,1 \cdot \frac{v''}{v'} \cdot \left(\frac{\sigma \cdot \rho''}{\mu' \cdot \rho \omega} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{d_r}{d_h} \right)^{0,5} \cdot \frac{(1 - x)^{0,5}}{x} \right) \cdot \frac{K_p}{K_h}, \quad (1.27)$$

$$q_{cr}^3 = 0,83 \cdot r \cdot \left(\frac{\mu''^2 \cdot \rho'^2 \cdot (\rho' - \rho'') \cdot g}{\sigma} \cdot \frac{v'}{v''} \cdot \rho \omega \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{1 - x}{(x \cdot (\rho' - \rho'') + \rho'')^{\frac{2}{3}}} \cdot \frac{K_p}{K_h} \quad (1.28)$$

где q_{cr}^1 – КТП в режиме пузырькового движения пароводяной смеси (область недогрева и малые паросодержания) и в области движения кипящей пленки в кольцевом режиме; q_{cr}^2 – КТП в области перехода кольцевого режима течения в дисперсный; q_{cr}^3 – КТП для дисперсного режима течения пароводяной смеси, кВт/м².

Определение результирующей величины КТП происходит в соответствии со следующим выражением:

$$q_{cr} = \min(q_{cr}^1, \max(q_{cr}^2, q_{cr}^3)), \quad (1.29)$$

1.2.1.5 Полиномиальные корреляции

В завершение обзора корреляций, будет полезным отметить актуальный вид их записи, получивший развитие – корреляции в виде полиномов с различной комбинацией локальных параметров и значительным количеством стоящих перед ними числовых констант.

Примером может стать разработанные в АО «ОКБМ Африкантов» [88], [89] корреляции CRT для определения величины КТП в кассетах семейства ТВСА-Т – топливной сборке для реактора ВВЭР-1000, разработанной для использования на АЭС «Темелин» [90]:

$$q_{cr} = B_0 \cdot (1 - B_1 x + B_2 P_1 + B_3 x^2 + B_4 P_1^2 + B_5 x P_1 + B_6 x W_1 + B_7 P_1 W_1) \cdot (1 + B_8 \cdot P_1^{B_9} W_1^{B_{10}}) \cdot P_1^{B_{11}} \cdot W_1^{B_{12}} \cdot F_{SC}, \quad (1.30)$$

Где q_{cr} , критический тепловой поток, МВт/м², $B_0 - B_{12}$ – эмпирические константы, $P_1 = p/10$; $W_1 = \rho\omega/1000$, F_{SC} – поправочный коэффициент, учитывающий геометрические характеристики ячеек. Аналогичный вид записи имеет корреляция CRK [91], разработанная для определения КТП при обосновании ТТН кассет ТВС-К разработки АО ОКБМ «Африкантов».

Основное преимущество подобных корреляций заключается в их высокой точности при аппроксимации выделенной группы экспериментальных данных, полученных для данной конструкции ТВС и данных диапазонов режимных параметров. Подобный подход обеспечивает уменьшение консерватизма при определении величины DNBR при обосновании ТТН АЗ с данной ТВС.

1.2.2 Скелетные таблицы

Одной из альтернатив корреляциям для КТП может стать использование так называемых «скелетных» таблиц КТП (CHF Look up table – LUT). Общеприняты две подобные таблицы – таблицы Groeneveld [92] и таблицы В.П. Бобкова [93] (ГНЦ РФ-ФЭИ). Такие таблицы представляют из себя многомерный массив (по умолчанию – трехмерный), содержащий значительное (около 30 тысяч в последней редакции Groeneveld 2006 года (LUT-2006)) количество экспериментальных точек с достижением КТП в круглых трубах (обычно, внутренним диаметром 8 мм). Подобный способ определения КТП часто применяется в интегральных теплогидравлических кодах, таких как Relap5, КОРСАР [94] и т.д.

Хотя такие таблицы работают с «реальными» точками КТП, для применения их к пучкам стержней к первичной величине применяется значительное количество поправок, а процесс интерполяции между узлами многомерной таблицы не тривиален. Например, в случае использования LUT Groeneveld в коде Relap5 mod 3.3 [95], значение величины КТП находится внутри трехмерной таблицы (Рисунок 1.10) по следующему алгоритму: 4 интерполяции по давлению p – между узлами C1, C2, C3, C4, затем 2 интерполяции по массовой скорости G – между узлами C5, C6, и финальная интерполяция по относительной энтальпии X_e .

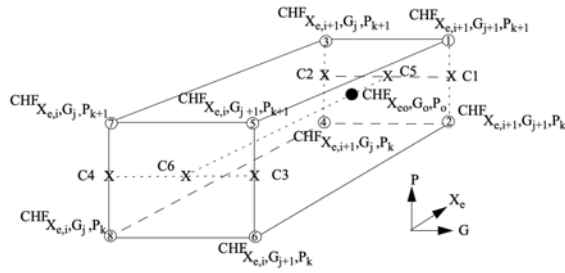


Рисунок 1.10 – Способ нахождения величины КТП с помощью таблиц Groeneveld в коде Relap5 mod 3.3 [95]

После нахождения экспериментальной величины КТП, к ней применяется ряд поправок в следующем виде:

$$q_{cr} = CHF_{table} \cdot CHF_{mul}, \quad (1.31)$$

Где CHF_{mul} – поправка, определяемая как произведение сомножителей:

$$CHF_{mul} = \prod_{i=1 \dots 8} k_i \quad (1.32)$$

Где k_i поправки (факторы): k_1 – поправка на гидравлический диаметр (поправка на отличие рассматриваемой геометрии от гидравлического диаметра круглых труб, на которых получены массивы данных таблицы: $(0.008/D)^{0.33}$ при $D < 0.016$ и $(0.008/0.016)^{0.33}$ при $D > 0.016$), k_2 – «поправка на пучок», k_3 – поправка на наличие дистанционирующих решеток, k_4 – поправка на обогреваемую длину, k_5 – поправка на аксиальную неравномерность энерговыделения и т.д. Диапазон данных в скелетных таблицах, заложенных в Relap5 mod 3.3 содержит точки в весьма широком диапазоне режимных параметров: по давлению от 0,1 до 20,0 МПа, по массовой скорости от 0,0 до 7500 кг/(м²·с), по относительной энтальпии от минус 0,5 до 1,0.

Как можно видеть из соотношений (1.31), (1.32) и их описания, в зависимости от условий, к которым применяется методика, оригинальная экспериментальная величина КТП CHF_{table} может претерпеть значительное изменение. В связи с этим, табличные методы определения КТП в практике теплогидравлических расчетов АЗ водоохлаждаемых реакторов применяются в основном при анализе аварийных процессов в диапазоне режимных параметров, значительно выходящих за рамки применимости «классических» корреляций.

1.2.3 Сравнение описанных «классических» методик

Для удобства анализа, основные параметры рассмотренных корреляций – диапазоны режимных параметров, заявленные авторами погрешности (среднеарифметическая Δ и ее СКО σ) и количество точек, на которых погрешности были получены – представлены в таблице 1.1. Из таблицы следует, что рассмотренные корреляции имеют весьма различающийся диапазон режимных параметров.

Кроме того, стоит отметить несколько фактов. Первое – способ получения погрешности. Например, для своей корреляции, Смолин приводит погрешности определения критической мощности (мощности сборки, соответствующей величине КТП), тогда как для большинства приведенных в таблице 1.1 корреляций представлены погрешности определения локального КТП, величины которых существенно больше. Стоит отметить, что величина СКО, σ , в значительной степени влияет на величину DNBR, вне зависимости от способа (консервативного или статистического) его определения [5], [96].

Второе – заявленная для каждой из корреляций погрешность справедлива только в приведенном диапазоне режимных параметров и определенных конструкций ТВС, так как числовые коэффициенты в корреляциях получены в результате обработки экспериментальных данных, полученных на моделях ТВС со строго определенными геометрическими характеристиками. Данное утверждение в особенности справедливо для корреляций, значение числовых коэффициентов в которых получено по результатам сопоставления ограниченной выборки данных, полученных на моделях ТВС одного конструкционного исполнения. Из рассмотренных это корреляции Безрукова, Tong и CRT.

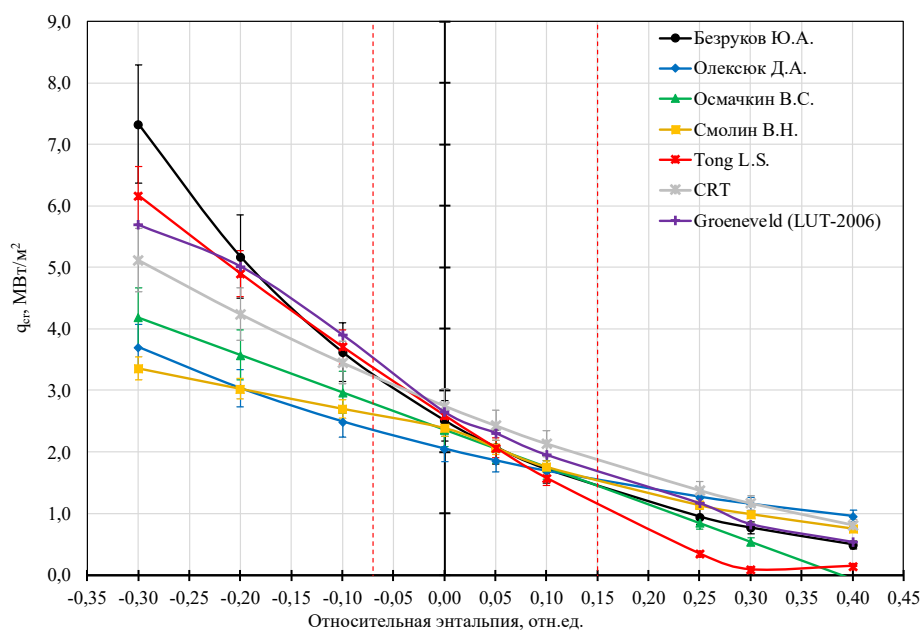
Таблица 1.1 – Диапазоны применимости и погрешности рассмотренных корреляций для КТП

Корреляция	Режимные параметры			Погрешности		Количество точек
	p , МПа	G , кг/(м ² ·с)	x , отн.ед	Δ , %	σ , %	
Ю.А Безруков	7,45 – 16,70	700 – 3800	- 0,07 – 0,40	1,0	13,1	765
В.С. Осмачкин	3,00 – 19,00	200 – 4500	- 0,20 – 0,80	5,6	14,8	690
В.Н. Смолин	2,90 – 18,60	350 – 5000	- 0,20 – 0,60	1,5	5,5	2868
Д.А. Олексюк	3,30 – 20,00	500 – 5000	- 0,30 – 0,90	0,5	13,9	4252
L.S. Tong	7,00 – 16,00	1350 – 6750	- 0,25 – 0,15	0,1	7,6	809
CRT	13,0 – 17,0	1000 – 4000	- 0,10 – 0,30	0,1	10,0	700

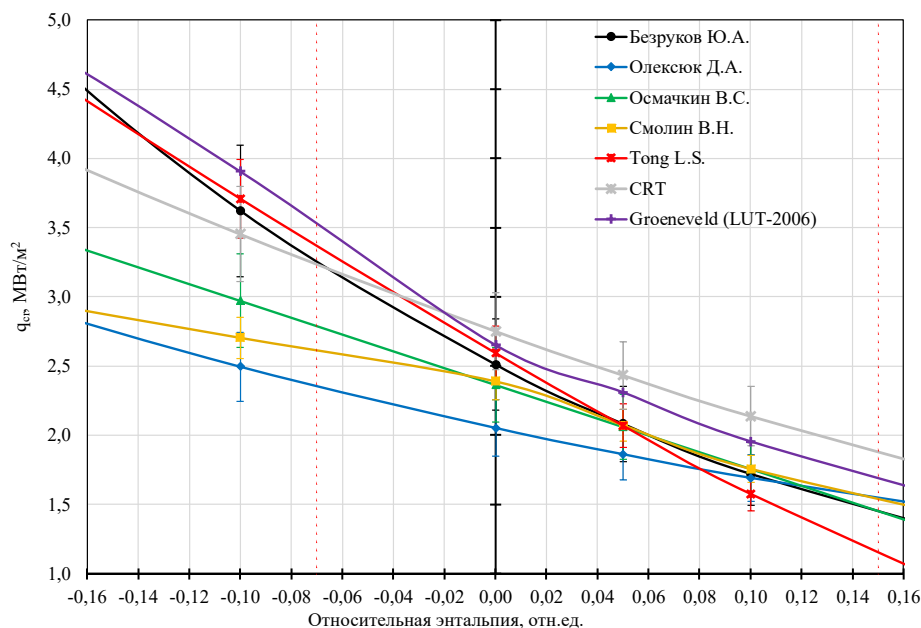
Для анализа поведения описанных корреляций в зависимости от основных режимных параметров, был выполнен расчет для условий простой геометрии – трубы длиной 2500 мм с гидравлическим диаметром 10,6 мм (что эквивалентно гидравлическому диаметру регулярного подканала ТВС реактора ВВЭР). Величина КТП на рисунках 1.11 и 1.12 приведена для выходного сечения трубы при варьировании одного из режимных параметров и фиксации остальных. Фиксированными значениями являлись величина относительной энтальпии $x = 0,05$, массовой скорости $G = 3500$ кг/(м²·с) и давления $p = 16,0$ МПа. Указанные параметры являются характерными для условий в «горячей струе» реактора ВВЭР-1000. Вертикальными пунктирными линиями на графиках отмечены наименьшие общие диапазоны применимости

корреляций, соответствующие таблице 1.1. Также для сравнения, на графиках представлены данные скелетных таблиц Groeneveld (LUT-2006) [92] без применения поправочных коэффициентов – как иллюстрация экспериментальных данных.

Из представленных графиков можно видеть, что анализируемые корреляции имеют сильную зависимость от величины относительной энтальпии (Рисунок 1.11), и значительно менее ярко выраженную зависимость от двух остальных режимных параметров (Рисунок 1.12). Отдельно необходимо отметить, что явление инверсии не отражает ни одна из корреляций.

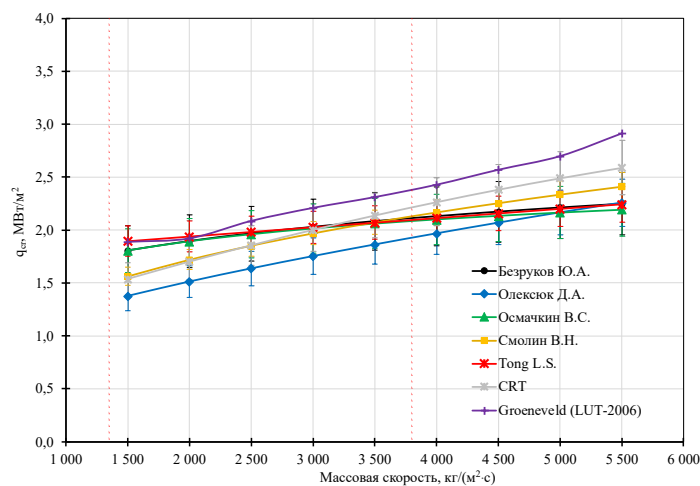


(a)

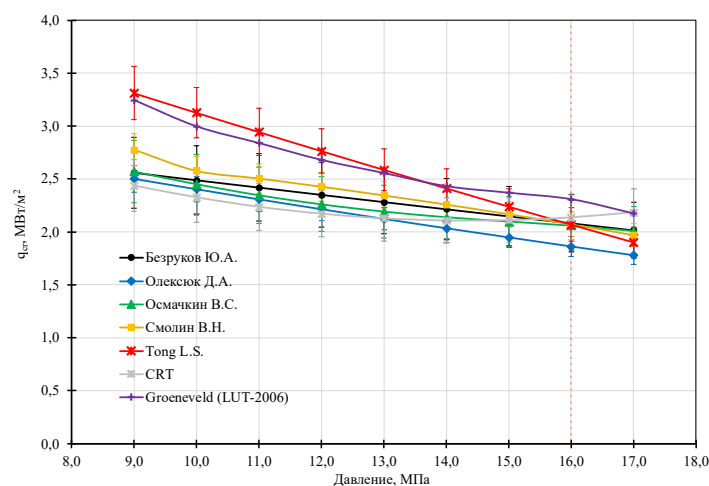


(б)

Рисунок 1.11 – Величина КТП при варьировании относительной энтальпии при фиксированных массовой скорости $G = 3500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и давлении $p = 16,0 \text{ МПа}$: (а) – общая область; (б) – укрупненно область наименьшего общего диапазона.



(а)



(б)

Рисунок 1.12 – Величина КТП при варьировании:

(а) – давления при фиксированной относительной энтальпии $x = 0,05$ отн. ед. и массовой скорости $G = 3500$ кг/(м²·с); (б) – массовой скорости при фиксированной относительной энтальпии $x = 0,05$ отн. ед. и давлении $p = 16,0$ МПа.

Также стоит обратить внимание на различие в значениях КТП в области отрицательных относительных энтальпий ($x < 0,0$). В области сильных недогревов до температуры насыщения ($x = -0,3$), результат, полученный по различным корреляциям, может различаться более чем в два раза (7,33 МВт/м² величина КТП по корр. Безрукова и 3,40 МВт/м² по корр. Смолина). Однако, стоит отметить, что такое сравнение хоть и характерно, но не слишком корректно, так как данные корреляции не обоснованы при столь низких значениях относительной энтальпии, а величина $x = -0,3$ выходит за диапазон режимных параметров всех рассмотренных корреляций (см. таблицу 1.1). Однако в общей области определения при $x = 0,0$ (что советует номинальному режиму нормальной эксплуатации реакторов ВВЭР), значения КТП могут различаться до 30 % в зависимости от корреляции.

Такое различие в величине КТП при одинаковых значениях локальных параметров теплоносителя является свидетельством значительного влияния конструктивных особенностей ТВС, а также экспериментальных данных (особенно в области отрицательных относительных энтальпий, где экспериментальных точек мало). В свете этого необходимо отдельно отметить, что процесс создания и валидации корреляций в настоящее время в России не регламентирован, не существует четкого требования к равномерности заполнения экспериментальными данными заявленного ими диапазона применения [97, 98].

Из анализа вида корреляций можно отметить следующее. Все описанные корреляции содержат значительное количество эмпирических коэффициентов, что увеличивает влияние выборки данных. Например, корреляция Безрукова (1.1) создана на основе данных, полученных исключительно на экспериментальных моделях ТВС реакторов ВВЭР. Это же замечание справедливо и в отношении корреляции W-3 Tong (1.6). Корреляция Осмачкина (1.21), созданная на физических предположениях, в современном виде имеет значительное количество числовых констант, кроме того, в ней присутствует множитель $z/3,54$, где 3,54 – константа, связанная с длиной выбранных моделей ТВС. Это противоречит тезису, что кризис типа DNB зависит только от локальных параметров потока теплоносителя. В корреляции W-3, присутствует влияние входных параметров теплоносителя в канал ($h' - h_{in}$), который имеет ощутимый вес при расчете результирующей величины.

Методика Смолина ((1.26) – (1.29)) имеет значительно меньшее число эмпирических констант и, в отличие от остальных, имеет свое выражение для различных режимов течения теплоносителя. Однако «переключение» корреляций происходит по формальному признаку (1.29), тогда как подобная методика подразумевает выбор требуемой корреляции в соответствии с картой режима двухфазных потоков. Согласно таким картам, текущий режим определяется в соответствии с комбинацией характерных величин двухфазного потока, например массовой скорости и истинного объемного паросодержания.

Подытоживая вышесказанное, можно сделать вывод: в случае необходимости оценки величины КТП при даже незначительном изменении конструкции ТВС (например, изменении диаметра или шага расположения твэл), использование корреляций может привести к весьма непредсказуемому результату. Это же утверждение относится к случаю изменения режимных параметров эксплуатации ТВС.

1.2.4 Модели КТП, основанные на физическом представлении (феноменологии) механизма возникновения КТП

Феноменологические (механистические) модели КТП – модели, основанные на физических механизмах возникновения кризиса теплоотдачи. В отличие от описанных выше в качестве примера корреляций, которые определяют величину КТП, исходя из общезначимых

соображений о влиянии на КТП основных режимных параметров (x, G, p , иногда h_{in}), механистические модели возникновения КТП создаются на основе записи основных физических уравнений для данного представления о механизме с дополнительным набором замыкающих соотношений. Обычно, основные физические уравнения записываются в предположении о некоей эволюции пристенной кипящей структуры, которая заканчивается образованием паровой пленки достаточно большого размера, то есть возникновением DNB. Представления о конечной форме предкризисной структуры различаются от модели к модели и являются их характерными чертами [99].

Для всех механистических моделей в основе лежит представление, основанное на визуальных наблюдениях предкризисной структуры, формирующейся в потоке жидкости. В дополнение к вышеуказанным, стоит упомянуть о двух работах, в которых визуальные и зондовые наблюдения за структурой двухфазной смеси выполнялись для потока теплоносителя [100], [101]. В этих подходах предполагается, что непосредственно перед наступлением кризиса (DNB), над нагреваемой поверхностью образуются крупномасштабные (относительно отдельно взятых паровых пузырей) паровые образования, которые в дальнейшем срастаются, образуя паровую пленку, накрывающую теплопередающую поверхность, температура которой в этом месте резко возрастает. Что немаловажно в контексте дальнейших выкладок, в работе [102], отмечается, что на основе выполненных визуальных исследований структуры кипящего микрослоя в работах [103], [104], непосредственно перед наступлением КТП относительная доля несмоченной поверхности под паровыми образованиями может достигать 0,6 – 0,8.

Японский теплофизик Katto предложил разделить [105] физические модели DNB на следующие группы:

1. Критический перегрев жидкости: предполагается, что DNB возникает, когда тонкий подслой жидкости (под накрывающим его пузырьковым слоем) достигает критического перегрева (Tong et al. [9]);
2. Подавление переноса энтальпии в пузырьковый слой из-за отделения пограничного слоя от стенки (Кутателадзе и Леонтьев [106] и Hancox and Nicoll [107]);
3. Блокирование поперечного потока жидкости к стенке потоком пара от стенки (Bergelson [108] или Смогалева [109]);
4. Пересыхание жидкого подслоя под паровым бланкетом, текущими вдоль стенки над кипящим жидким микрослоем (Lee and Mudawar [16] и Katto [105]);
5. Слияние (коалесценция) пузырьков пара в пристенном пузырьковом слое, вызванное недостаточной скоростью удаления пара с границы пузырькового слоя в ядро потока (см. Hebel et al. [110] и Weisman and Pei [15]). Неким подтипом данной группы может являться модель Ягова и Пузина [13].

В настоящий момент, активно развиваются (в основном в Китае) два направления механистических моделей – это модель Weisman о коалесценции пузырей [15] и модель Mudawwar о паровом blankets [16]. Остановимся на них подробнее.

1.2.4.1 Модели коалесценции паровых пузырей (МКП)

Модель основана на предположении [15], что DNB возникает после того, как пузыри пара в пограничном слое сливаются в паровую пленку с образованием локального сухого пятна. Слияние (коалесценция) пузырей происходит после достижения некоторого критического значения плотности упаковки пузырей в объеме, выше которой отдельно взятый эллиптической формы пузырь пара (с соотношением длины к диаметру 3/1) существовать не может, и происходит слияние соседних пузырей. По модели авторов, истинное объемное паросодержание в пограничном кипящем слое, при котором начинается коалесценция, равно $\varphi_2 = 0.82$.

Данная величина, взятая авторами как одно из базовых предположений, может быть подвергнута сомнению, что они сами признают в [111]. Однако в [111] авторы рассматривают исследование Стрыковича [112], на основе которого критикуют их предположение о $\varphi_2 = 0.82$, из которого следует, что объемное паросодержание в пристенном слое изменяется в более широком диапазоне (что φ варьируется от 0,40 до 0,93.). Однако авторы методики заявляют, что после внимательного изучения работы Стрыковича можно показать, что измеренные φ на самом деле были довольно постоянными в диапазоне от 0,80 до 0,92 для всех тепловых потоков ниже $\sim 3.8 \times 10^6$ Вт/м² (давление воды при давлении 30 бар). Только при очень сильном недогреве и очень высоких тепловых потоках паросодержание около стенки при КТП значительно снижается. Однако для этой области авторы в дальнейшем предлагают отдельную модернизацию своей методики [113]. Кроме того, для этого рассуждения справедливы указанные работы [102], [103], [104]. Стоит также отметить, что для МКП авторами были сделаны модификации для учета средних значения паросодержания [114], а также необогреваемой поверхности [115].

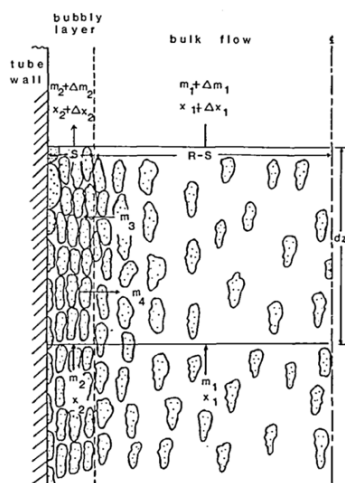


Рисунок 1.13 – Схема взаимодействия (транспорта) между ядром потока и пузырьковым слоем [15] в модели МКП

Основные предположения в МКП следующие:

1. При недогреве и кипении при низком паросодержании пузырьковый слой накапливается вдоль канала до тех пор, пока не заполнит область у стенки, где турбулентные вихри слишком малы для радиального перемещения пузырьков. Предполагается, что на участке возникновения КТП пузырьковый слой имеет максимальную толщину.
2. КТП возникает, когда объемная доля пара в пузырьковом слое немного превышает объемную долю (критическую долю), при которой может поддерживаться множество слегка сплюснутых эллипсоидальных пузырьков без существенного контакта между пузырьками.
3. Объемная доля пара в пузырьковом слое определяется балансом между выходящим потоком пара и входящим потоком жидкости на границе раздела пузырьковый слой – ядро потока.

Графическую иллюстрацию перечисленных предпосылок, а также общую схему массообмена между пограничным пузырьковым слоем и ядром потока, можно видеть на рисунке 1.13.

В дополнение к осевому потоку в контрольном объеме пузырькового слоя и из него, существует радиальный обмен между пузырьковым слоем и областями ядра потока. После записи и преобразования основных уравнений сохранения для рассматриваемого участка кипящего потока с пристенной областью, получается следующая запись:

$$\frac{q''_{DNB}}{h_{fg}G'} = (x_2 - x_1) \frac{h_l - h_{ld}}{h_f - h_{ld}} \quad (1.33)$$

где h_{ld} – энтальпия в сечении начала отрыва пузырей; h_f – энтальпия насыщенной жидкости; h_l – энтальпия жидкости в данной аксиальной координате.

Величины x_1 и x_2 представляют собой величину массового паросодержания в ядре потока и пузырьковом слое соответственно, при возникновении DNB. Значение x_2 рассчитывается как массовое паросодержание, соответствующее максимальной доле пара, которая, как раз, и принимается $\varphi_2 = 0.82$. Далее вводится два коэффициента пропорциональности в правую часть уравнения (1.33).

Величина G' представляет собой массовый расход в пузырьковый слой. Этот массовый расход определяется турбулентными флуктуациями скорости на границе пузырькового слоя. Предполагается, что только часть возникающих турбулентных флуктуаций скорости остается эффективна при достижении стенки. Эффективными колебаниями скорости являются те, при которых скорость превышает среднюю скорость отхода пара от стенки, обусловленную образованием пара у стенки. На границе раздела пузырьковый слой – ядро потока эффективный поток массы к стенке равен:

$$G' = \psi i_b G \quad (1.34)$$

где G – общий аксиальный поток массы.

Произведение $i_b G$ представляет собой поток, направленный к стенке при отсутствии потока наружу. Параметр i_b , представляющий интенсивность турбулентности на границе раздела пузырькового слоя и ядра (полученный на основе работы Serizawa and Kataoka [116]), рассчитывается как произведение интенсивности однофазной турбулентности на границе пузырькового слоя и коэффициента усиления двухфазной турбулентности. В результате получается

$$i_b = 0.462 Re^{-0.1} (k')^{0.6} \left(\frac{D_b}{D} \right)^{0.6} \left[1 + a \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right) \right] \quad (1.35)$$

где a – эмпирическая константа, зависящая от G ; D – диаметр канала (используется гидравлический диаметр D_{hyd}); D_b – диаметр пузырька; Re – число Рейнольдса; ρ_g – плотность пара; ρ_l – плотность жидкости.

Параметр ψ , который представляет колебания скорости, которые эффективны при достижении нагреваемой стенки, полученный в предположении, что флуктуации скорости обычно распределяются со средним значением, равным нулю, и стандартным отклонением $\sigma_{v'}$:

$$\psi = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})} \exp - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{v_{11}}{\sigma_{v'}} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{11}}{\sigma_{v'}} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_{11}}{\sigma_{v'}} \right) \quad (1.36)$$

где v_{11} – радиальная скорость, обусловленная парообразованием; $\sigma_{v'}$ – стандартное отклонение радиальных флуктуаций скорости (равны $(G/\bar{\rho})i_b$); $\bar{\rho}$ – средняя плотность.

Два эмпирических коэффициента k' и a , требуемые в соответствии с приведенной выше формулировкой, были определены путем сравнения с большим числом экспериментов с равномерным тепловым потоком при КТП.

В окончательном виде уравнение для определения КТП:

$$\frac{q''_{DNB}}{h_{fg} G'} = i_b \psi (x_2 - x_1) \frac{h_f - h_{ld}}{h_l - h_{ld}} \quad (1.37)$$

Для работы модели предлагаются следующие параметры двухфазной смеси:

1. Модель объемного паросодержания φ – гомогенная без проскальзывания;
2. Модель для определения энтальпии начала отрыва паровых пузырей h_{ld} – Levy [117];
3. Модель для определения массового паросодержания Lahey&Moody [118];
4. Модель отрывного диаметра пузыря Levy [117].

1.2.4.2 Модель парового blankets (МПБ)

Авторы оригинальной методики [16] основывают свою модель на предположении, что DNB наступает при потере устойчивости на границе раздела пар – жидкость в нижней части парового blankets, который накрывает кипящий подслой жидкости на теплопередающей поверхности.

Более конкретные предположения, сделанные авторами, следующие:

1. Blankets образуются из маленьких пузырьков, скапливающихся в виде вертикальных деформированных цилиндров. На развитие каждого blankets сильное влияние оказывают соседние blankets, которые, как правило, ограничивают его рост по окружности и предотвращают попадание жидкости в подслой с боков blankets. Таким образом, предполагается, что эквивалентный диаметр каждого слоя приблизительно равен диаметру пузырька при отрыве от стенки. Предполагается, что вылетающие пузырьки сливаются в деформированный слой, который сохраняет довольно постоянный эквивалентный диаметр при растяжении в направлении потока жидкости из-за образования большего количества пара при испарении подслоя. Соседние слои могут в конечном счете сливаться по окружности, образуя непрерывный слой на внутренней стенке трубы (см. рисунок Рисунок 1.14);

2. Предполагается, что скорость парового blankets в турбулентном потоке является суперпозицией локальной скорости жидкости и относительной скорости парового blankets, определяемой балансом между силами плавучести и сопротивления, действующими на blankets;

3. Тонкий жидкий подслой под слоем blankets прерывается образованием сухого пятна после возникновения неустойчивости Гельмгольца на границе раздела жидкий подслой – поверхность blankets (см. рисунок Рисунок 1.15). Предполагается, что длина blankets равна критической длине волны Гельмгольца;

4. КТП возникает, когда скорость потери массы жидкого подслоя в результате испарения превышает скорость притока жидкости, поступающей в подслой из ядра потока.

Поскольку точность первоначальной МПБ [16] была несколько ниже желаемой, Авторами работы [119] была разработана модификация. Были внесены следующие основные изменения:

1. Использование модели гомогенного двухфазного потока для определения двухфазных свойств жидкости вместо однофазных;

2. Использование энтальпии жидкости, поступающей в жидкий подслой под blanketом, которая равна объемной энтальпии жидкости ниже насыщения и энтальпии насыщения выше насыщения.

Конечное уравнение для определения КТП, основанное на записи основных законов сохранения, выглядит следующим образом:

$$q''_{DNB} = \frac{G_m \delta_m [h_{fg} + (h_L - h_m)]}{L_m} \quad (1.38)$$

Где G_m – массовый расход жидкости, протекающей в жидком подслое; δ_m – толщина жидкого подслоя; L_m – длина парового blankets; h_L – энтальпия насыщенной жидкости; h_m – энтальпия жидкости, протекающей в микрослое.

Предполагалось, что развитием парового blankets управляет неустойчивость Гельмгольца. Следовательно, длина парового blankets L_m была принята равной критической длине волны Гельмгольца, и после упрощения,

$$L_m = \frac{2\pi\sigma(\rho_f + \rho_g)}{\rho_f \rho_g U_b^2} \quad (1.39)$$

U_b – скорость парового blankets; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

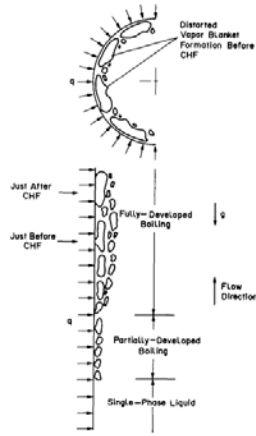


Рисунок 1.14 – Структура недогретого потока при возникновении КТП при высоких давлениях и массовой скорости [119]

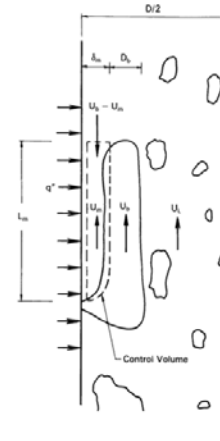


Рисунок 1.15 – Схематичное изображение парового blankets [119]

Величина G_m может быть легко определена через

$$G_m = \rho_f U_b \quad (1.40)$$

где ρ_L – плотность насыщенной жидкости, а U_b – скорость парового blankets, определяется балансом сил плавучести и сопротивления, действующих на паровой blankets (см. рисунок 1.16).

Толщина жидкого подслоя δ_m определяется балансом сил, действующих на паровой blankets в поперечном направлении. Момент импульса, создаваемый испарением жидкого подслоя в паровой blankets $\dot{M}_1$, уравнивается поперечной силой F_R , вызванной вращением слоя из-за относительной скорости между двумя фазами.

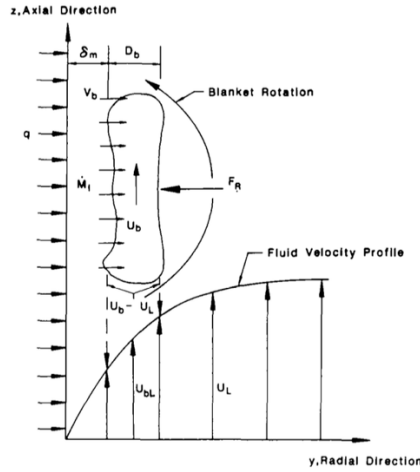


Рисунок 1.16 – Принципиальная схема парового blankets, движущегося в вертикальном турбулентном потоке перед началом кризиса теплоотдачи [119].

После записи уравнений сил, действующих на паровой blanket согласно схеме, приведенной на рисунке 1.16, было получено следующее уравнение:

$$U_b^3 - U_b^2 U_{bL} - \frac{\pi \sigma D_b (\rho_f^2 - \rho_g^2)}{12 \mu_f \rho_f \rho_g} = 0 \quad (1.41)$$

Уравнение (1.41) имеет только один действительный корень, который может быть явно выражен в виде:

$$U_b = S_1 + S_2 + \frac{U_{bL}}{3} \quad (1.42)$$

где

$$S_1 = \left[\frac{S_3}{3} + \frac{U_{bL}^3}{27} + \left(\frac{S_3^2}{4} + \frac{S_3 U_{bL}^3}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (1.43)$$

$$S_2 = \left[\frac{S_3}{3} + \frac{U_{bL}^3}{27} - \left(\frac{S_3^2}{4} + \frac{S_3 U_{bL}^3}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (1.44)$$

$$S_3 = \frac{\pi \sigma D_b (\rho_f^2 - \rho_g^2)}{12 \mu_f \rho_f \rho_g} \quad (1.45)$$

где U_{bL} – величина скорости парового blankets на половине его толщины; D_b – отрывной диаметр пузыря.

В оригинальной МПБ [16] скорость жидкости U_L определялась с помощью логарифмического закона распределения скоростей. Однако авторы модернизированной методики [119] учли, что, вообще говоря, в пристенной области в жидкости находится пар, поэтому модернизировали соотношения для U_L с учетом параметров двухфазного потока:

$$U_t = \left(\frac{\tau_w}{\rho_{2\phi}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.46)$$

$$\tau_w = \frac{1}{2} f \frac{G^2}{\rho_f} = \frac{1}{2} \frac{(0.046 Re_{2\phi}^{-0.2}) G^2}{\rho_f} \quad (1.47)$$

$$U_L = U_t \left(5 \ln \left(y \frac{\rho_{2\phi} U_t}{\mu_{2\phi}} \right) - 3.05 \right) \quad (1.48)$$

и

$$U_{bL} = U_t \left\{ 5 \ln \left[\rho_{2\phi} \left(\delta_m + \frac{D_b}{2} \right) \frac{U_t}{\mu_{2\phi}} \right] - 3.05 \right\} \quad (1.49)$$

Последней важной деталью методики, где и присутствуют эмпирические коэффициенты, является пересчет скорости U_{bL} (уточнение необходимо по причине того, что в выражении (1.49) величина δ_m принимается априорно и в процессе итерационного счета уточняется):

$$U_{bL} = U_b - \Delta U \quad (1.50)$$

где ΔU определяется следующим образом:

$$\Delta U = U_b - U_{bL} = \frac{F_I}{C \rho_f \left(\frac{\partial U_L}{\partial y} \right) \left(\frac{\pi D_b^2}{4} L_m \right)} \quad (1.51)$$

где F_I – сила, возникающая от поступления пара в паровой бланкет;

C – коэффициент, улучшение которого также отличает модель Lin&Lee от оригинальной модели Lee&Mudawwar:

$$C = a_1 Y_r^{a_2} Re^{(a_3 - \frac{a_4 \alpha}{1 - x_r})} \quad (1.52)$$

где Y_r – параметр, учитывающий влияние стенки на вращение парового бланкета, определяемый как:

$$Y_r = \frac{\delta_m + D_b}{\delta_m} \quad (1.53)$$

x_r – истинное массовое паросодержание; α – истинное объемное паросодержание; a_1 , a_2 , a_3 и a_4 – эмпирические константы, определяемые из сопоставления расчета с экспериментальными данными.

Параметры двухфазной смеси используются следующие:

1. Модель объемного паросодержания ϕ – гомогенная без проскальзывания;
2. Модель массового паросодержания x_r Levy [117];
3. Модель отрывного диаметра пузыря Cole and Rohsenow [120].

1.2.4.3 Модель испарения пристенной жидкой микропленки (модель Захарова)

Из отечественных моделей DNB в потоке жидкости можно выделить модель Захарова [14] КТП в потоке жидкости при высоких приведенных давлениях основана на модернизации

модели Ягова [50]. В основе модели лежит предположение о том, что кризис теплоотдачи наступает при полном испарении тонкой пристенной кипящей жидкой пленки под паровым конгломератом, который образован путем слияния индивидуальных паровых пузырей.

В общем виде формула записывается в следующем виде:

$$q_{cr} = \frac{r\rho'\delta_{пл}}{\tau} \quad (1.54)$$

где r – скрытая теплота парообразования, кДж/кг; ρ' – плотность жидкости при температуре насыщения, кг/м³; $\delta_{пл}$ – толщина пристенной жидкой пленки, м; τ – частота отвода паровых конгломератов, 1/с.

В результате всех преобразований, автор получил следующую запись корреляции:

$$q_{cr} = C_1 \frac{r\rho'}{\tau_{1,2}} \frac{1}{\sqrt{C_2 \frac{r\rho''q_{cr}}{\lambda'\sigma T_s} + \frac{\varphi}{d_{0,2}^2}}} \quad (1.55)$$

где $\tau_{1,2}$ – частота отвода паровых конгломератов от стенки, 1/с; $d_{0,2}$ – отрывные диаметры пузырей, м; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; ρ'' – плотность пара на линии насыщения, кг/м³; T_s – температура насыщения, К; λ' – коэффициент теплопроводности воды на линии насыщения, Вт/(м·К); φ – истинное объемное паросодержание; C_1 и C_2 – эмпирические коэффициенты, определяемые из сопоставления с экспериментальными данными.

В формуле (1.55) индексы 1 и 2 при частоте отвода паровых конгломератов τ и отрывном диаметре пузырей d_0 означают запись этих выражений для области «малых» и «больших» скоростей. Таким образом, в модели учитывается экспериментально установленный факт неоднозначного влияния на КТП массовой скорости [49] при различных величинах паросодержания.

Для определения границы между этими двумя областями записывается оригинальное выражение:

$$Z''_* = Re^{0,25} We^{0,44} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,8} \quad (1.56)$$

Где Re – число Рейнольдса; We – число Вебера.

И сопоставления с экспериментальными данными автором было установлено, что границей между областью «малых» и «больших» скоростей является параметр $Z''_* = 350$. В случае, если $Z''_* > 350$, то все замыкающие соотношения в (1.55) записываются для области «больших» скоростей.

Автор предлагает оригинальную запись отрывных диаметров пузырей для каждой из выделенных областей по скоростям. Согласно модели, отрывной диаметр пузыря влияет не только на динамику пристенного слоя, но и на гидравлическое сопротивление: в случае, когда

отрывной диаметр пузыря d_0 меньше толщины вязкого подслоя δ_* , характер гидравлического сопротивления похож на гидравлически гладкую трубу, тогда как в случае $d_0 > \delta_*$, пузырьковый подслои выступает аналогом шероховатой поверхности (см. рисунок 1.17).

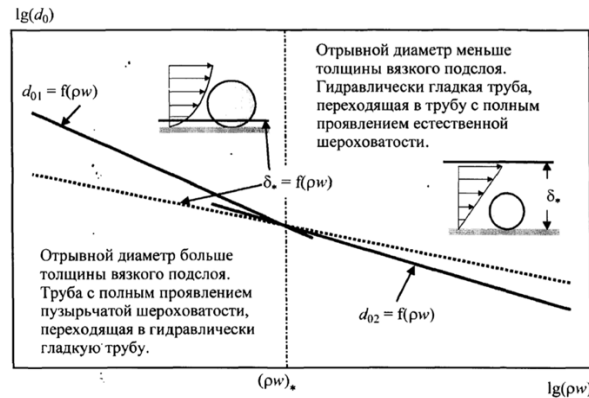


Рисунок 1.17 – Иллюстрация зависимости отрывного диаметра пузыря от массовой скорости согласно [14]

Полученные автором записи для отрывных диаметров $d_{0,1,2}$ следующие:

$$d_{01} = 0,07 \frac{v'}{u_*} \left(\frac{\sigma}{\rho' v' u_*} \right)^{1/(1,8\sqrt{\xi}+1)} \quad (1.57)$$

$$d_{02} = 1,2 \frac{v'}{u_*} \left(\frac{\sigma}{\rho' v' u_*} \right)^{1/3} \quad (1.58)$$

Где u_* – динамическая скорость, м/с; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления, определяемый по формуле Альтшуля [121].

Выражения для частоты отвода паровых конгломератов записываются исходя из модельных представлений о том, что ламинарный подслои постоянно увеличивает во времени свою толщину, однако периодически он разрушается, и часть пара (полностью конгломерат или его раздробленную часть) из него выносятся в ядро потока турбулентными вихрями [122] – [127] (см. рисунок 1.18). При этом этими же вихрями в пристенный слой приносится пар из ядра.

Автор предполагает, что если отрывной диаметр пузырей d_{02} больше толщины вязкого подслоя, то механизм эвакуации связывается с вторжением в пристенный кипящий слой крупномасштабных турбулентных вихрей, которые выносят в поток паровые конгломераты; если отрывной диаметр пузырей d_{02} меньше толщины вязкого подслоя, то их вынос в поток должен определяться структурой и динамикой вязкого подслоя.

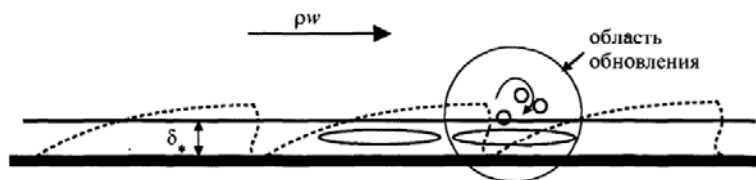


Рисунок 1.18 – Структура вязкого подслоя и его обновления в [14] согласно [122], [123] и [124].

Выражение для периодичности отвода паровых конгломератов от стенки в области «малых» и «больших» скоростей выглядит следующим образом:

$$\tau_1 = \frac{\tau_1 d_k}{\rho \omega \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,4}} \quad (1.59)$$

$$\tau_2 = 100 \frac{v'}{u_*^2 \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,2}} \quad (1.60)$$

Параметры двухфазной смеси рассчитываются по оригинальной методике на основе следующих моделей:

1. Модель объемного паросодержания φ Лабунцова [125];
2. Модель массового паросодержания x_r Созиева [126].

1.2.4.4 Развитие и современное состояние механистических моделей и краткое резюме

Несмотря на предсказательную способность механистических моделей в следствии их базирования на физически обоснованных соотношениях, обратной стороной их использования является значительное количество замыкающих соотношений, входящих в них, для определения таких микропараметров, как отрывной диаметр пузырей пара, толщины кипящего жидкого микрослоя и парового blankets, локальное истинное массовое и объемное паросодержание. И если с паросодержанием ситуация относительно однозначна, и для определения этого параметра существуют методики определения, полученные на релевантных для реакторов экспериментальных данных, то для первых трех параметров расчетные соотношения могут давать результат, различающийся на порядок. В моделях данное различие нивелируется вариацией нескольких «подгоночных» эмпирических коэффициентов, означающих недостаточно точное знание физики процесса кипения в области высоких давлений и массовых скоростей.

Мерой актуальности той или иной научной гипотезы, в некотором роде, можно считать количество ее последователей. Из значительного количества предложенных механистических моделей кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении, как было сказано, в наибольшей

степени получили развитие и модификации как самими авторами, так и другими теплофизиками, именно две описанные выше модели.

Модель МКП Weisman, например, была распространена самими авторами на область как сильно недогретого кипения [128], так и промежуточных относительных энтальпий [129]. Кроме того, самими авторами модель была модернизирована для условий течения в пучках стержней [130] и при наличии в потоке необогреваемой стенки [131]. Однако, модель была также некоторыми авторами упрощена, например в [132], без заметной потери точности была упрощена процедура определения параметров двухфазного потока.

Что касается модели МПБ Mudawwar, то она, практически сразу после своего появления, была развита Katto [133] (на основе более ранних представлений которого, вообще говоря, во многом базируется оригинальная модель Mudawwar). Однако модификация Katto привнесла в модель увеличение количества эмпирических коэффициентов, за что была несколько раскритикована Weisman в его обзоре [111].

Что касается современного состояния развития механистических моделей, то в настоящее время наиболее активную работу в этом направлении ведут теплофизики из Китая. Достаточно сказать, что по МКП только с 2019 года опубликовано четыре работы [134], [135], [136], [137], причем последняя датирована 2023 годом. Отдельного упоминания заслуживает работа [134], где МКП была модернизирована специально для учета решеток-интенсификаторов теплообмена, которые находятся в составе ТВС реакторов PWR. Модернизации подвергся член i_b , ответственный за двухфазную турбулентность. Модель МПБ также развивается [138], [139], [140], причем последняя работа весьма цитируема.

1.3 Способы расчетного определения локальных параметров потока теплоносителя в ТВС водоохлаждаемых реакторов

Как было показано в предыдущем разделе, все методики определения величины КТП при DNB, будь то «классические» корреляции или механистические модели КТП, требуют в качестве исходных данных величин локальных параметров потока теплоносителя в каждой расчетной точке, для которой требуется определить величину КТП. Дополнительно, в некоторых методиках напрямую (например, в корреляциях В.Н. Смолина [12] или В.С. Осмачкна [11]), или косвенно для замыкающих соотношений (в механистических моделях), необходимы свойства однофазного теплоносителя и теплоносителя при температуре насыщения.

Выше было показано, что на величину КТП влияют различные факторы, такие как распределение по длине обогреваемого канала энерговыделения, наличие необогреваемых поверхностей, решеток-интенсификаторов и так далее. Все эти факторы, вообще говоря, влияют в первую очередь на локальные параметры потока теплоносителя и их перераспределение, и

могут быть учтены не множителями к корреляции для КТП, а на более «базовом» уровне – через влияние на локальные параметры.

Касаясь локальных параметров потока теплоносителя, стоит отметить еще одно обстоятельство. В данной работе определение величины КТП в первую очередь связывается с необходимостью DNBR, при обосновании т.н. стационарной ТТН. Однако реальный процесс с возникновением КТП может быть во многом нестационарен, то есть происходить в переходных процессах на РУ. В работе [141] было отмечено, что если при описании КТП в динамических процессах применять т.н. стационарную локальную гипотезу, при которой считается, что изменение параметров потока теплоносителя или теплового потока со стенки во времени можно отдельно не учитывать при определении КТП (так как времена зарождения и отрыва пузырей в рассматриваемых режимах кипения должны быть много меньше характерных времен изменения параметров, вызванных переходными процессами), достигаются удовлетворительное сопоставление расчетных величины КТП с экспериментами, в которых кризис достигался нестационарным изменением режимных параметров (расхода или мощности). При этом расчет можно проводить корреляциями без специальных поправок на нестационарность. Однако, в таком подходе важен реалистичный расчет мгновенных локальных значений параметров потока двухфазного теплоносителя.

Таким образом, инструмент получения локальных параметров потока – субканальный теплогидравлический код – становится не менее важным при определении КТП, чем сама методика.

1.3.1 Субканальный расчет АЗ

1.3.1.1 Краткое описание метода и обзор программ

В АЗ ядерного реактора в случае применения тепловыделяющих элементов стержневой конструкции, объединенных в сборки, теплоноситель движется в пространстве между параллельными стержнями. Пространство между стержнями можно разделить плоскостями на параллельные взаимодействующие между собой области – подканалы, которые затем аксиальными слоями разделяются на элементарные объемы. Далее, для каждого выделенного элементарного объема записывается система основных уравнений сохранения для жидкости совместно с комплексом замыкающих соотношений, которая затем решается для всей совокупности элементарных объемов, в результате чего определяются три основных – локальных – параметра потока теплоносителя для каждого объема: x , G и p .

К настоящему времени как в России, так и в мире, накоплен большой опыт в создании и использовании программ детального теплогидравлического расчета АЗ реакторов различного типа в субканальном приближении. Они отличаются областью применимости, в частности типом

теплоносителя (вода, жидкий металл, газ), возможностью решения динамических задач, детальностью описания теплогидравлических процессов.

Одной из основных специфик программ субканального расчета активных зон, помимо набора замыкающих соотношений для теплоотдачи и трения, является применяемая модель межканального взаимодействия, а также уравнения, описывающие межканальный обмен в однофазной и двухфазной (в случае водного теплоносителя) областях посредством турбулентного и конвективного поперечного перемешивания теплоносителя.

К отечественным субканальным кодам для расчета АЗ водоохлаждаемых реакторов можно отнести следующих представителей расчетных средств.

Программы, разработанные в АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС» - ПУЧОК-1000 [142], ТИГРСР (ОКБ «ГИДРОПРЕСС») [143], ТЕМПА-1Ф и ее модификации (ОКБ «ГИДРОПРЕСС») [144], [145]. Последняя позволяет моделировать трехмерное нестационарное течение однофазного теплоносителя в произвольной совокупности смежных каналов с учетом возможного изменения их проходного сечения.

Программы, разработанные в ГНЦ-РФ ФЭИ – ВЯЗ-М [146]. Для данной программы имеется также ряд модификаций.

Программа COBRA-TF (США) [147] разработана в Oak Ridge National Laboratory и Pennsylvania State University для проведения теплогидравлических расчетов активной зоны водоохлаждаемых ядерных реакторов в приближении наилучшей оценки при проектных и запроектных авариях. Ее отличительной особенностью является математическая модель, учитывающая течение двух фаз (вода, пар) в трех полях (поле непрерывной жидкости, поле непрерывного пара и поле капель жидкости).

1.3.1.2 Описание программы SC-INT

Используемая в настоящей работе программа субканального теплогидравлического расчета SC-INT [148] является модификацией программы SC-1 [149]. Основным направлением модификации был учет влияния решеток-интенсификаторов тепломассообмена на параметры теплоносителя и величину критического теплового потока. В 2023 году программа SC-INT прошла процедуру аттестации в Ростехнадзоре РФ [150].

Основным назначением SC-INT является определение следующих теплогидравлических параметров активных зон ядерных реакторов типа ВВЭР в стационарных режимах нормальной эксплуатации:

- распределение локальных параметров теплоносителя в подканалах (регулярных, иррегулярных, в том числе подканалах около направляющего канала стержней СУЗ):
 - массовой скорости;
 - энтальпии;

- массового и объемного паросодержаний;
 - перепада давления.
- распределение локального критического теплового потока;
 - местоположение ячейки с минимальным запасом до кризиса теплоотдачи;
 - распределение температуры оболочек ТВЭЛов и топлива, оболочки направляющего канала стержней СУЗ.

На рисунке 1.19 из фрагмента активной зоны реактора типа ВВЭР выделена одна ТВС, в которой показан один из подканалов и относящийся к нему элементарный объем, изображенный на рисунке 1.20.

В программе SC-INT реализована модель одножидкостного двухфазного потока с учетом неравновесного пара, образующегося за счет поверхностного кипения воды и проскальзывания пара относительно жидкой фазы. Учет выполняется за счет различных реализованных, в том числе в рамках настоящего диссертационного исследования, моделей массового и объемного паросодержаний.

Система дифференциальных уравнений такой модели содержит четыре уравнения (неразрывности, сохранения энергии, сохранения импульса в аксиальном направлении и сохранения импульса в поперечном направлении). Первые три уравнения записываются для каждого элементарного расчетного объема, четвертое уравнение – для каждой связи в поперечном направлении между элементарными объемами. В дополнение к получаемой таким образом системе дифференциальных уравнений используются модели теплообмена в элементах активной зоны, уравнения состояния для воды и водяного пара и другие замыкающие соотношения.

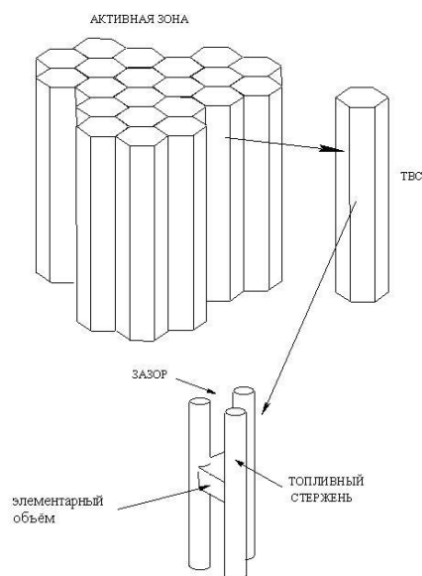


Рисунок 1.19 – Выделение элементарного расчетного объема

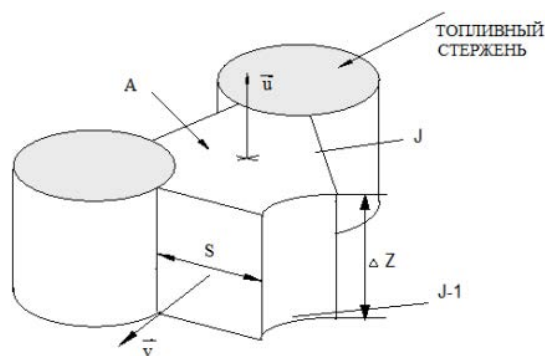


Рисунок 1.20 – Элементарный расчетный объем

Описанные в нижеследующих подразделах основные замыкающие соотношения SC-INT будут в дальнейшем использованы либо при валидации кода на экспериментальных данных по локальным параметрам теплоносителя, либо при подготовке локальных параметров для работы механистической корреляции для КТП.

1.3.1.2.1 Теплофизические свойства теплоносителя, паросодержание

В программе SC-INT рассматриваются два состояния теплоносителя:

- недогретая до температуры насыщения вода;
- смесь воды и водяного пара.

Свойства для недогретой воды вычисляются на основе бикубических сплайнов по давлению и энтальпии. Свойства воды и пара на линии насыщения задаются в виде кубических сплайнов по давлению, созданных на основе таблиц [151]. В двухфазной области вычисление теплофизических свойств смеси происходит через массовое и объемное паросодержания.

Основной методикой учета наличия неравновесного пара при поверхностном кипении в программе SC-INT является методика В.С. Осмачкина, предложенная в работе [152], в соответствии с которой бурный рост паросодержания начинается при $h > h_\alpha$, когда пузырьки пара могут отрываться от поверхности. Недогрев жидкости $\Delta h_\alpha = h' - h_\alpha$ в диапазонах $p = 4.0 \div 15.0$ МПа, $q = 0.5 \div 2.0$ МВт/м², $G = 1000 \div 4000$ кг/(м²·с) определяется по формуле:

$$\Delta h_\alpha = \frac{q}{G} \cdot 7.5 \cdot \left(\frac{q}{(h'' - h') \cdot \rho''} \cdot \frac{d_{hy}}{v'} \right)^{0.08} \cdot \left(\frac{u_0 \cdot d_{hy}}{v'} \right)^{0.2}, \quad (1.61)$$

где q имеет размерность кВт/м²; $u_0 = G/\rho'$ – скорость циркуляции, м/с.

Истинное массовое паросодержание вычисляется по следующей зависимости:

$$x_r = \frac{h - \tilde{h}'}{h'' - \tilde{h}'}, \quad (1.62)$$

где для определения $\tilde{h}'$ используется следующее соотношение:

$$\tilde{h}' = h' - (h - h_\alpha + \Delta h_\alpha) \cdot \exp \left(-2 \cdot \frac{h - h_\alpha}{\Delta h_\alpha} \right) \quad (1.63)$$

Для учета проскальзывания паровой фазы относительно жидкой предлагается вычислять истинное объемное паросодержание через коэффициент проскальзывания:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \frac{1 - x_r}{x_r} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} \cdot S^*} \quad (1.64)$$

В программе SC-INT для определения коэффициента проскальзывания используется формула, предложенная В.С. Осмачкиным в работе [152]:

$$S^* = 1 + \frac{0.6 + 1.5 \cdot \varphi_{gom}^2}{\sqrt[4]{Fr_0}} \cdot \left(1 - \frac{p}{p_{cr}}\right), \quad (1.65)$$

где Fr_0 – критерий Фруда, определяемый по скорости циркуляции; φ_{gom} – объемное паросодержание, определяемое по гомогенной модели.

1.3.1.2.2 Коэффициент гидравлического сопротивления трения

Программа SC-INT позволяет использовать различные корреляции для описания коэффициентов сопротивления трения при течении теплоносителя.

По умолчанию, для турбулентного течения в шероховатых круглых трубах выбрана формула, предложенная А.Д. Альтшулем [153]:

$$\lambda_f^r = 0.11 \cdot \left(\frac{\Delta}{d_{hy}} + \frac{68}{Re} \right)^{0.25}, \quad (1.66)$$

где λ_f^r – коэффициент трения для каналов круглого сечения; Δ – эквивалентная равномерно зернистая шероховатость, м.

Для расчета коэффициента гидравлического сопротивления трения в каналах сложной формы вводится поправка на некруглость [154]:

$$\lambda_f = \lambda_f^r \cdot \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_f^r} \right)_{sc}, \quad (1.67)$$

где коэффициент $(\lambda_f / \lambda_f^r)_{sc}$ зависит от геометрической формы проходного сечения канала.

Для расчета коэффициента гидравлического сопротивления трения при течении потока двухфазного теплоносителя используется корреляция В.С. Осмачкина [152]:

$$\psi = \left[1 + x_r \cdot \left(\frac{\mu'}{\mu''} - 1 \right) \right]^{-0.2 \cdot x_r} \times \left\{ 1 + 0.57 \cdot x_r^{0.125} \cdot (1 - x_r)^2 \cdot \left[\frac{1}{0.2 + Fr_0^{0.5} \cdot (\rho'' / \rho')} - 5.2 \cdot x_r^2 \right] \right\} \quad (1.68)$$

1.3.1.2.3 Поперечный турбулентный переток

В программе SC-INT турбулентное перемешивание осуществляется на равномассовой основе. Для расчета поперечного турбулентного перетока при отсутствии кипения теплоносителя

(истинное массовое паросодержание $x_r < 0$) применительно к условиям ВВЭР используется зависимость [155]:

$$w_0^T = K_{turb} \cdot \beta_1 \cdot \overline{Re}^{\beta_2} \cdot (\overline{d_{hy}} \cdot \bar{G}) \cdot \left(\frac{S^g}{L}\right), \quad (1.69)$$

где K_{turb} – коэффициент, характеризующий увеличение турбулентного перемешивания за решетками-интенсификаторами теплообмена, отн. ед.; $\overline{Re}$ – усредненное по двум обменивающимся подканалам число Рейнольдса; $\overline{d_{hy}}$ – усредненный гидравлический диаметр, м; $\bar{G}$ – усредненная массовая скорость, кг/(м²·с); S^g/L – отношение зазора между подканалами к их межцентровому расстоянию, отн.ед., β_1 и β_2 – коэффициенты, определяемые по результатам сопоставления с экспериментом. В формуле (1.69) осреднение параметров происходит по двум соседним элементарным объемам, для которых вычисляется поперечный турбулентный переток.

Для учета зависимости поперечного турбулентного перетока от истинного массового паросодержания используется методика Беуса [156]. Турбулентный поток w_0^T (область 0 на рисунке 1.21) рассчитывается по выражению (1.69). Далее определяется величина x_c по формуле:

$$x_c = \frac{\frac{0.4}{\bar{G}} \cdot [\overline{d_{hy}} \cdot g \cdot \rho' \cdot (\rho' - \rho'')]^{0.5} + 0.6}{(\rho'/\rho'')^{0.5} + 0.6} \quad (1.70)$$

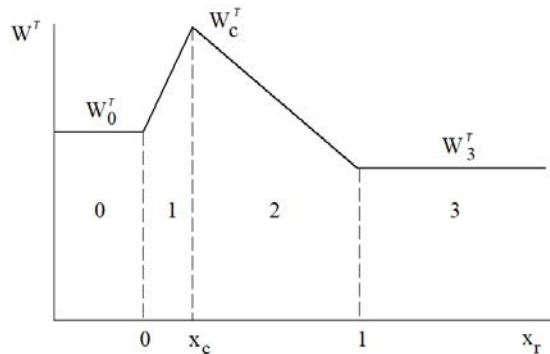


Рисунок 1.21 – Изменение поперечного турбулентного перетока с ростом истинного массового паросодержания

При $x_r < x_c$ (область 1) интенсивность турбулентного перемешивания рассчитывается следующим образом:

$$w^T(x_r) = w_1^T(x_r) = w_0^T + \Delta w_c^T \cdot x_r \quad (1.71)$$

$$\Delta w_c^T = 0.04 \cdot \left(\frac{S^g}{\overline{d_{hy}}}\right)^{1.5} \cdot \bar{G} \cdot \frac{2 \cdot \bar{A}}{\overline{d_{hy}}} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right) \cdot \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \quad (1.72)$$

$$\gamma = [x_r \cdot (1 - \varphi) \cdot \rho'] / [(1 - x_r) \cdot \varphi \cdot \rho''] \quad (1.73)$$

При $x_r > x_c$ (области 2 и 3) имеем:

$$w^T(x_r) = \max(w_2^T(x_r), w_3^T) \quad (1.74)$$

$$w_2^T(x_r) = w_3^T + \frac{(w^T(x_c) - w_3^T) \cdot \left(\frac{x_r}{x_c} - a\right)}{(1 - a)} \quad (1.75)$$

$$a = 0.57 \cdot \left(\frac{\bar{G} \cdot \bar{d}_{hy}}{\mu''}\right)^{0.117} \quad (1.76)$$

где w_3^T (область 3) рассчитывается по формулам однофазного турбулентного перемешивания, но с числом Рейнольдса, определяемым через динамическую вязкость пара на линии насыщения.

1.3.1.2.4 Коэффициент теплоотдачи

Нижеприведенная методика для расчета коэффициентов теплоотдачи при различных режимах течения теплоносителя представлена в [157].

Коэффициент теплоотдачи к однофазному теплоносителю α_0 определяется через число Нуссельта по формуле Dittus-Boelter [158] следующим образом:

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} = \frac{\alpha_0 D}{k_1} \quad (1.77)$$

где k_1 – коэффициент теплопередачи, Вт/(м·К)

При кипении теплоносителя вычисляются коэффициент теплоотдачи к однофазному теплоносителю α_0 по формуле (1.77) и коэффициент теплоотдачи при кипении в большом объеме α_{pb} :

$$\alpha_{pb} = 4.34 \cdot q^{0.7} \cdot [p^{0.14} + 1.35 \cdot 10^{-2} \cdot p^2], \quad (1.78)$$

где q имеет размерность Вт/м². p – МПа.

Далее в зависимости от режима кипения вычисляется коэффициент теплоотдачи. В случае поверхностного кипения:

$$\alpha = \alpha_{pb} / \tanh\left(\frac{\alpha_{pb}}{\alpha_0} - \frac{\alpha_{pb} \cdot (T_s - T)}{q}\right) \quad (1.79)$$

В случае развитого пузырькового кипения:

$$\alpha = \sqrt{\alpha_0^2 + (0.7 \cdot \alpha_{pb})^2 + 7 \cdot 10^{-9} \cdot \left(\frac{\rho' \cdot u \cdot r}{q}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot (0.7 \cdot \alpha_{pb})^2} \quad (1.80)$$

где $u = u_0 \cdot \left(1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)\right)$.

1.4 Способы экспериментального исследования локальных характеристик потока теплоносителя в моделях ТВС

Как было сказано выше, при настройке методик для КТП, имеет место использование локальных параметров потока в месте возникновения кризиса теплоотдачи, которые получаются расчетным путем с помощью субканальных кодов. Замыкающие соотношения содержат значительное количество эмпирических коэффициентов, для которых необходима настройка на сопоставлении расчетных величины по локальным параметрам потока теплоносителя с экспериментальными, полученными в условиях, максимально приближенным к реальным условиям – как по геометрии, так и по величине параметров. Подобная настройка повышает точность расчета кодом локальных параметров.

Основной интерес при настройке соотношений кода представляют измерения трех следующих параметров:

- Локальной температуры теплоносителя;
- Локальной скорости теплоносителя;
- Массового и объемного паросодержания;
- Микропараметров двухфазного потока – отрывные диаметры пузырей пара, толщин кипящих пленок;
- Перепад давления в одно- и двухфазной области на участках моделей ТВС.

Специфика исследования указанных параметров в моделях ТВС водоохлаждаемых реакторов связана со значительной величиной рабочих параметров теплоносителя, при которых выполняются эксперименты.

Таковыми характерными параметрами являются:

- Давление 150 – 170 бар;
- Температура 350 °C
- Массовая скорость $1000 \div 4000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Такие параметры водного теплоносителя, который становится весьма агрессивной и эрозионно-активной средой, определяют наличие толстостенных корпусов экспериментальных участков. Такие корпуса, работающие под большим давлением, естественно являются оптически непрозрачными что затрудняет, а часто делает невозможным использование неинвазивных датчиков, вывод из внутренней полости экспериментального канала наружу инвазивных датчиков становится весьма проблематичным. Кроме того, водный теплоноситель при таких параметрах может приводить к разрушению со временем рабочих частей датчиков, оказывающихся в потоке. Таким образом, применение инвазивных датчиков в значительной степени затруднено.

В свою очередь, применение неинвазивных методов затрудняет или делает невозможным оптически непроницаемый корпус ЭК, который, к тому же, значительно ослабляет и рассеивает поток элементарных частиц (например, гамма-излучение, которое показывает себя успешно на слабо рассеивающих средах [159, 160]).

Это исключает использования таких методов, как лазерная доплеровская велосиметрия LDV (PIV, LIV), которые являются мощными инструментами исследования структуры однофазного [161, 162] и двухфазного [163, 164] потока в моделях тепловыделяющих сборок, и получившие широкое распространение как за рубежом, так и в России (например, в цикле исследования Института теплофизики им. Кутателадзе СО РАН [165, 166]). Сильная рассеивающая способность материалов ЭК заставляет использовать специфические методы просвечивания канала с использованием нейтронов [167, 168].

В связи с этим актуальной становится задача выбора датчика для определения величины локальных параметров теплоносителя, представляющих наибольший интерес для настройки моделей субканального кода.

1.4.1 Температура

Локальное исследование температуры теплоносителя чаще всего выполняется с помощью термопар, вводимых в поток теплоносителя в пространстве ячеек ЭМ в конце зоны тепловыделения. Термопары могут выполняться из кабеля диаметром 1 мм, позиционироваться в ячейке с помощью направляющих капиллярных трубок, закрепленных на ДР, а выводиться наружу канала с помощью гермовводов специальной конструкции.

Применение термопар с индивидуальной градуировочной характеристикой, хорошее термостатирование холодных спаев термопар, а также выполнение специальных режимов с изотермическим течением теплоносителя в ЭК для последующего тарирования термопар по показаниям платиновых термометров сопротивления, установленных на входе и выходе из ЭК, позволяет обеспечить погрешность измерения локальной температуры на уровне ± 1 °C.

Отдельно стоит отметить важность контроля координаты нахождения горячего спаи термопары в плоскости ячейки для последующего анализа полученного температурного значения.

1.4.2 Скорость

1.4.2.1 Термокорреляционные датчики

Термокорреляционные датчики скорости основаны на регистрации сигналов турбулентных пульсаций температуры, регистрируемых двумя (в базовом варианте) термопарами, установленными в потоке с некоторой разбежкой в аксиальном направлении (в направлении течения жидкости). Последующая обработка сигналов, снятых двумя термопарами, их фильтрация и построение автокорреляционных функций, позволяют выделить характерные

пики пульсации температуры в показаниях обоих датчиков, и получить временную задержку их регистрации. Зная временный сдвиг регистрации пульсаций и расстояние между датчиками, возможно определение скорости потока. В случае наличия больше двух термопар в зонде, из анализа сигналов возможно определить не только скорость, но и преобладающее направление течения (получить трехмерное поле скорости). Подобная работа была выполнена специалистами Лаборатории №5 Инженерной теплофизики ОИВТ РАН совместно с ГНЦ РФ-ФЭИ [169, 170].

Данный метод требователен к принимающей сигналы с термопар аппаратуре, так как необходимо с высокой точностью регистрировать высокочастотные температурные пульсации, что также накладывает жесткие требования к инерционности первичных датчиков – термопар.

Опыт эксплуатации двух термокорреляционных датчиков в составе многостержневых моделей на стенде КС показал, что в случае использования в качестве датчика термопары из кабеля КТМС с изолированным горячим спаем, то его инерционность не позволяет построить автокорреляционные функции по полученному в результате сигналу, так как как пульсации имеют низкую амплитуду и слаборазличимы.

Для устранения этого необходимо снизить инерционность. Этого можно добиться двумя путями: во-первых, снизить диаметра термопары и сделать ее горячий спай неизолированным от потока. Однако появляется ряд проблем, связанных с прочностью термопар из кабеля диаметром 0,5 мм в набегающем потоке и изготовлением надежного неизолированного горячего спая путем сварки корпуса термопары (без применения компаундов на основе смол, которые разрушатся под воздействием агрессивной среды водного теплоносителя высоких параметров). Кроме того, применение неизолированного спая в электрообогреваемых моделях ТВС практически полностью исключено, так как термопары располагаются в области протекания выпрямленных токов высокой частоты, силы и напряжения.

1.4.2.2 Термоанемометры

Термоанемометр представляет собой измерительное устройство, принцип действия которого основан на использовании миниатюрного нагреваемого элемента - металлической нити диаметром 2 – 10 мкм и длиной несколько миллиметров. В качестве чувствительного элемента чаще всего применяются нити из платины, ее сплавов с иридием или вольфрама, обладающие значительным температурным коэффициентом сопротивления.

Принцип работы базируется на зависимости между скоростью охлаждения нагретой электрическим током нити потоком и изменением ее термоэлектрических характеристик. Процесс теплообмена между нитью и потоком приводит к изменению температуры и, соответственно, электрического сопротивления нити, что позволяет определять как скорость течения, так и температуру теплоносителя. Данная зависимость описывается законом Кинга [171], устанавливающим связь между теплотериями нити и скоростью обтекающего потока.

Полное количество тепла, отводимое от чувствительного элемента в процессе измерений, определяется комплексом факторов, в которые входят: параметры потока, такие как скорость обтекания, угол атаки относительно нити, температурный напор между нитью и потоком $t_{wire} - t_f$; геометрические характеристики нити: длина активной части (L), диаметр (d), форма поперечного сечения; свойства материала нити – температурный коэффициент сопротивления, теплопроводность

Использование одновременно нескольких – двух/трех термоанемометров, позволяет выполнять измерения нескольких компонент вектора скорости потока [172]. Метод термоанемометрии обладает высокой чувствительностью и возможностью регистрации пульсационных составляющих локальной скорости (с частотами до 500 кГц [173]).

Термоанемометрический метод, не смотря на свою проработанность [174], [175] имеет ряд недостатков: высокая чувствительность к загрязнению нити, приводящая к искажению показаний и необходимости частого обслуживания; механическая хрупкость чувствительного элемента, подверженного обрывам и перегоранию; значительная стоимость оборудования и его эксплуатации. Дополнительные сложности создают нелинейность выходного сигнала, требующая калибровочных процедур, а также ограничения по применению в агрессивных средах, которой является водяной теплоноситель при высоком давлении и температуре.

1.4.2.3 Трубки Пито

Трубки Пито имеют широкое распространение для определения скоростей потока. Принцип измерения скорости с помощью трубок Пито основан на уравнении Бернулли и том факте, что вдоль линии тока сумма т.н. статического и динамического давления сохраняется, то есть вдоль линии тока полное давление постоянно. Таким образом, чем выше скорость, тем выше разница между динамической и статической составляющей полного давления. Измеряя разницу между статической составляющей полного давления и полным давлением в конкретной точке потока, можно получить его динамическую составляющую, которую затем пересчитать в скорость.

По своей сути, трубка Пито является размещенным в потоке приемником полного давления P_{total} , тогда как статическое деление P_{static} отбирается со стенки канала в сечении установки трубки (приемника полного давления). Импульсные линии от трубки и отбора давления со стенки подсоединяются к прибору, регистрирующему дифференциальную разность давления. Из измеренной разницы давлений определяется скорость жидкости u_f из следующего соотношения:

$$u_f = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_f}} \quad (1.81)$$

Где разница ΔP между полным давлением P_{total} и его статической P_{static} составляющей:

$$\Delta P = P_{total} - P_{static} \quad (1.82)$$

При обработке полученных экспериментальных данных необходимо, вообще говоря, вводить поправку на профиль распределения статического давления по сечению канала, что вводит дополнительную погрешность в определяемую величину – скорость.

Решением этой проблемы может быть применение трубки Пито-Прандтля. Такая конструкция является датчиком типа «труба в трубе», который осуществляет из одной точки (вообще говоря, не одной, но близких) отбор и полного давления и статической составляющей.

Для использования трубок Пито необходимо также производить контроль локальной температуры теплоносителя (в идеальном случае, контроль температуры необходимо производить непосредственно в месте расположения трубки Пито) для последующего определения плотности теплоносителя.

В отечественной практике проведения исследований на многостержневых моделях ТВС при реакторных параметрах измерение скоростей с помощью трубок Пито получили несколько ограниченно распространение. Такие измерения проводились на стенде СВД-2 ГНЦ РФ-ФЭИ [176, 177] и на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт».

Отдельной задачей является использование трубок Пито для определения скорости в двухфазном потоке, то есть скорости пароводяной смеси v_{mix} . Основной трудностью является определение плотности смеси ρ_{mix} , так как для двухфазного потока скорость будет определяться из модифицированного выражения (1.81), которое для пароводяной смеси записывается следующим образом:

$$v_{mix} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_{mix}}} \quad (1.83)$$

Плотность двухфазной смеси ρ_{mix} при предположении об отсутствии проскальзывания (разности скоростей) между паровой и жидкой фазой определяется следующим образом:

$$\rho_{mix} = \varphi \cdot \rho' + (1 - \varphi) \cdot \rho'' \quad (1.84)$$

где ρ_{mix} – плотность парожидкостной смеси, кг/м³; ρ' и ρ'' – плотность жидкости и пара соответственно, кг/м³; φ – истинное объемное паросодержание, отн. ед;

Из соотношения (1.84) следует, что для корректного определения плотности пароводяной смеси в данной точке, необходимо знать локальное истинное объемное паросодержание. Измерение истинного объемного паросодержания является крайне трудоемкой задачей, которая на различных установках решается различными способами. Однако, известно, например, решение, реализованное на теплофизическом стенде FRIGG компании Westinghouse [178], [179].

1.4.3 Паросодержание (короткие сведения)

Измерение локального паросодержания одна из, быть может, наиболее необходимых и, в тоже время, трудоемких и сложных задач. Измерение локального паросодержания необходимо для валидации как субканальных кодов, особенно двухжидкостных, так и для моделей генерации паровой фазы в CFD-кодах.

Как уже отмечалось в разделе 1.1.2.2, возникновение кризиса теплоотдачи в пучках стержней во многом определяется спецификой межканального взаимодействия в ТВС, а также распределением характеристик потока теплоносителя по сечению подканалов. В связи с этим, крайне важно экспериментально измерять локальные параметры двухфазного потока (скорость, распределение паросодержания по сечению), а также характеристики паровой фазы – размер (диаметр) диспергированной фракции (пузыри пара в воде либо капли в паровом ядре), объем, занимаемой паровой фазой, площадь межфазной поверхности.

Существуют неинвазивные средства контроля двухфазного потока – различные устройства для томографии. Однако, их использование для решения задач исследования локального паросодержания в моделях ТВС затруднено по ряду причин, часть из которых была описана выше. В связи с этим, в настоящее время применяются инвазивные методы, основанные на акустических, резистивных и оптических методах.

У всех этих методов общим способом измерения количества пара является факт регистрации взаимодействия чувствительного элемента зонда с паровой фазой. Регистрация контакта с паровой фазой происходит посредством радикального изменения ответного сигнала, который генерирует датчик. Изменение этого сигнала происходит посредством изменения электрического или акустического сопротивления/проводимости между чувствительными элементами датчика при их контакте с паровым включением, в простейшем случае – накалывании пузырька пара на чувствительный элемент; или же посредством изменения способности чувствительного элемента отражать свет. Так как процесс взаимодействия парового включения – пузырька (или конгломерата пузырей) является случайным, то при обработке данных с датчиков локального паросодержания пользуются осредненными по времени величинами, например – усредненное по всем реализациям время контакта датчика с паром.

Можно выделить следующие методы:

- ультразвуковые, разновидностью которых является метод накалывания [180], [181];
- сетчатые методы [182];
- электроконтактные методы, разновидностью которых являются электроконтактные методы [183], [184];
- оптические методы [178], [179];
- изокINETический отбор [185].

1.5 Постановка задачи

Не смотря на всю развитость модельных представлений о кризисе теплоотдачи типа DNB как в условиях большого объема, так и в условиях потока теплоносителя, основная информация, корректирующая или развивающая их, должна быть получена из эксперимента, в особенности такого, который демонстрировал бы структуру кипящего потока со всеми ее макро- и микро особенностями, формирующуюся непосредственно перед и во время возникновения DNB. Проведение подобных экспериментов в пучках стержней при параметрах эксплуатации реактора на данный момент практически исключено.

Однако, можно совершить попытку «предсказать» физику явления кризиса, попытавшись применить к обобщению достаточного массива данных различные модели, основанные на феноменологии его возникновения. Подобная попытка представляется в виде внедрения физически-обоснованных моделей КТП вместе с замыкающими соотношениями в составе методики в код, предварительно настроенный на расчет локальных параметров теплоносителя в пучках стержней, а также настройка замыкающих соотношений методик на большом массиве данных по КТП в пучках стержней. Полученная таким образом методика определения КТП будет обладать предсказательной способностью, что даст возможность оценивать величину КТП на этапе проработки проекта ТВС как при изменении ее конструкции, так и диапазона режимных параметров ее эксплуатации. Из желания предпринять эту попытку и вытекают цели и задачи диссертационного исследования. Общая структура исследования представлена на рисунке 1.22.

Методика определения КТП и ее компоненты



Рисунок 1.22 – Общая структура универсальной методики определения величины КТП, ее составных частей и экспериментальных исследований, направленных на поддержку ее валидации

Таким образом, задачи диссертационного исследования:

1. Разработка методики определения КТП в широком диапазоне режимных параметров на основе феноменологии возникновения кризиса теплоотдачи в потоке теплоносителя;
2. Выбор механистической модели для определения КТП при DNB, ее модификация, выбор набора замыкающих соотношений; выбор модели для описания DO;
3. Внедрение выбранных моделей КТП в состав кода SC-INT, их модернизация для наилучшего описания экспериментальных данных и моделирования физических процессов;
4. Разработка способов исследования и последующей обработки экспериментальных данных по локальным параметрам потока теплоносителя (температуры и скорости) на многостержневых моделях ТВС; Разработка методики валидации и настройки моделей субканального кода на экспериментальных данных по локальным параметрам потока;
5. Создание базы рекомендованных данных по локальным параметрам КТП в пучках стержней
6. Настройка коэффициентов методики и ее валидация на основе базы данных НИЦ КИ по локальным параметрам в КТП, получение погрешности корреляции;
7. Демонстрация возможностей полученной методики для определения величины DNBR в ТВС новых конструкций.

1.6 Выводы к Главе 1

1. Кризис теплоотдачи – теплофизический процесс, при возникновении которого возможно повреждение, деградация или разгерметизация оболочек ТВЭЛ с последующим разрушением топливной таблетки, что приводит к нарушению первых двух барьеров безопасности. В связи с этим, при обосновании теплотехнической надежности АЗ водоохлаждаемых реакторов определение величины коэффициента запаса до кризиса (DNBR) – основной этап.
2. Кризис теплоотдачи в потоке теплоносителя – сложное теплофизическое явление, зависящее, в первую очередь, от режима течения теплоносителя, распределения по сечению канала определяющих параметров двухфазного потока – массового и объемного парсоодердания. Кризис пузырькового кипения (DNB) определяется локальными параметрами теплоносителя – для определения величины КТП необходимо использовать локальный подход, кризис при пересыхании жидкой пленки (DO) при дисперсно-кольцевом течении определяется интегральными параметрами. На данный момент нет единой, общепринятой физической модели возникновения кризиса типа DNB;

3. В реакторах с водой под давлением в режимах нарушений нормальной эксплуатации и аварийных процессах, наиболее вероятно возникновение кризиса типа DNB, в некоторых аварийных процессах возможно возникновения кризиса типа DO;

4. Для определения величины КТП при обосновании ТТН в настоящее время используются корреляции, основанные на обобщении экспериментальных данных, полученных в результате экспериментов на моделях ТВС конкретных геометрий в определенном диапазоне режимных параметров;

5. Выполненное сравнение показывает, что существующие корреляции различаются своим поведением в зависимости от режимных параметров, причем в зависимости от относительной энтальпии – значительно, не отражают характерных явлений, таких как инверсия кризиса теплоотдачи в зависимости от массовой скорости; различаются диапазонами своего применения и заявленной погрешностью. В случае изменения конструкции ТВС или режимных параметров ее эксплуатации, применения таких корреляций не может быть обоснованно. Применение скелетных таблиц в таком случае позволяет получить только качественную оценку ввиду значительного количества поправок к базовой величине КТП;

6. В связи с этим, актуальным является создание методики для определения величины КТП в широком диапазоне конструктивных параметров ТВС и режимных параметров теплоносителя, основанной на физических закономерностях возникновения DNB. Логично создание подобной методики на основе феноменологических (механистических) моделей DNB;

7. Созданная методика будет «работать» в составе субканального кода, который будет «готовить» для нее локальные параметры теплоносителя. Кроме того, для настройки эмпирических коэффициентов, необходима база данных локальных параметров теплоносителя в экспериментальных состояниях с достижением КТП;

8. Для повышения точности расчета субканальным кодом указанных локальных параметров, необходима его валидации/настройка его замыкающих соотношений на основе экспериментальных данных, с измерением таких локальных параметров, как локальная скорость, температура в моделях ТВС;

9. Способов измерения параметров потока теплоносителя достаточно много, однако специфика проведения на многостержневых моделях ТВС при параметрах эксплуатации ядерных реакторов – высокое давление, температура и массовая скорость, накладывают значительное ограничение на номенклатуру используемых датчиков.

10. В подобных экспериментах локальную скорость целесообразно измерять зондами отбора полного давления – трубками Пито. Поля температуры могут получаться путем установки в теплоноситель термопарных датчиков высокой точности.

2 Экспериментальное исследование локальных параметров теплоносителя и кризиса теплоотдачи на моделях ТВС реакторов ВВЭР и их расчетный анализ

С целью насыщения банка экспериментальных данных по КТП моделями, на которых возможна более точная настройка замыкающих соотношений кода SC-INT, что приводит к повышению точности расчетного определения локальных параметров теплоносителя в месте возникновения кризиса, были выполнены циклы экспериментов по исследованию характеристик и локальных параметров теплоносителя – температуры и скорости, на экспериментальных моделях ТВС, на которых в дальнейшем исследовался кризис теплоотдачи. Исследования выполнялись на теплофизическом стенде КС. Исследования локальной температуры проводились на стенде КС начиная с 2010 года, исследования локальных скоростей в моделях, предназначенных для исследований КТП, были начаты при непосредственном участии автора в 2023 году. Полученные как в настоящем исследовании, так и в запланированных в будущем, данные по величине локальных параметров, позволят насытить банк данных моделям, для которых возможно с высокой точностью настроить входные параметры субканальных кодов, что повысит точность их расчета при КТП, и, тем самым, обоснованно снизить погрешности валидации кодов, а также точность соотношений самих методик для КТП.

2.1 Описание экспериментального стенда КС и общее описание конструкции моделей ТВС

Все описанные в настоящей работе экспериментальные исследования выполнены на теплофизическом стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт» [186]. Стенд КС представляет собой полномасштабный теплофизический стенд, состоящий из трех независимых циркуляционных петель – первой петли высокого давления (ПВД-1) (рисунок 2.1), второй петли высокого давления (ПВД-2) и петли низкого давления (ПНД).

Петля низкого давления представляет собой полномасштабную модель контура многократной принудительной циркуляции (КМПЦ) реактора РБМК с возможностью организации расхода через экспериментальный канал (ЭК) до 500 т/ч при давлении до 9,6 МПа. В состав ПНД также включена полномасштабная модель контура естественной циркуляции реактора АСТ-500.

Основной петлей стенда КС является петля ПВД-1 (рисунок 2.1), рассчитанная на максимальное давление 17,2 МПа и имеющая в своем составе два ЭК, которые способны вмещать экспериментальные модели (ЭМ) ТВС до 37 стержней при гексагональной упаковке имитаторов ТВЭЛ [187] и до 36 стержней при квадратной упаковке.

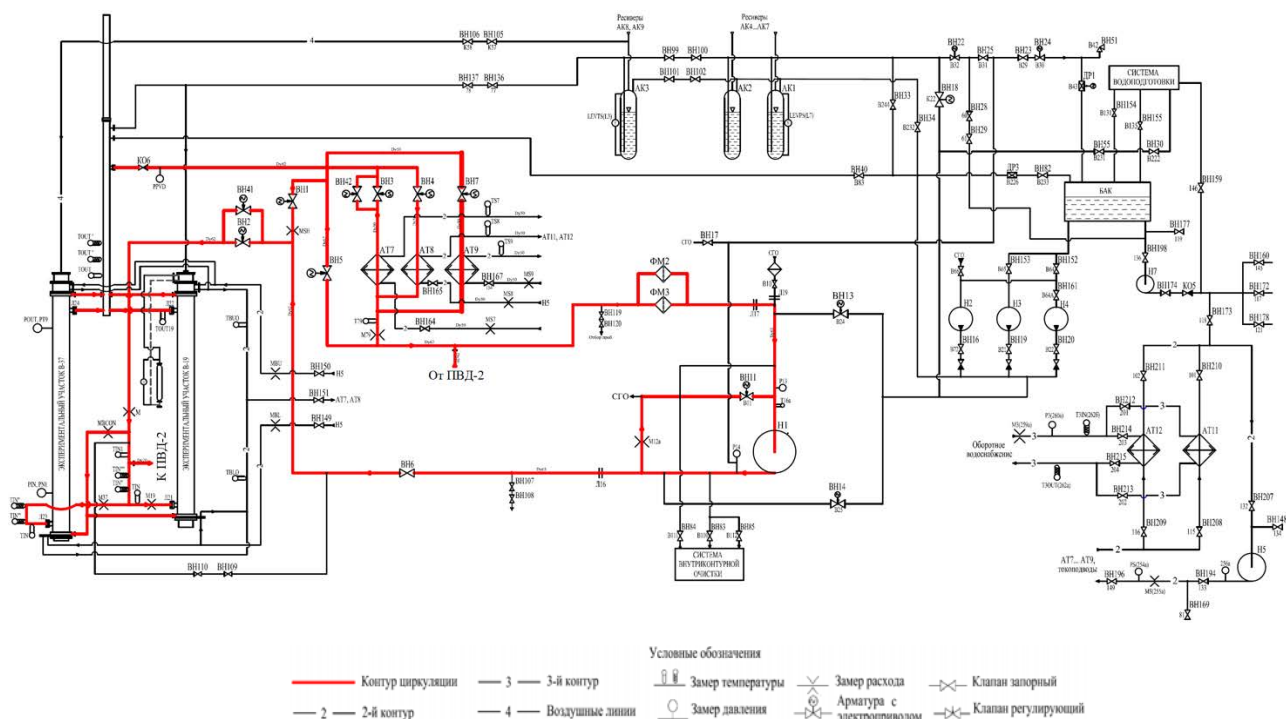


Рисунок 2.1 – Принципиальная схема петли ПВД-1 стенда КС

Петля ПВД-1, принципиальная схема которой представлена на рисунке 2.1, представляет собой замкнутый циркуляционный контур, в котором, помимо ЭК, присутствует герметичный циркуляционный насос с частотным регулятором оборотов электродвигателя, обеспечивающий расход через экспериментальные каналы до 65 т/ч. В контур также включены три теплообменника, отводящие теплоту от первого контура стенда ко второму, а также предварительный нагреватель для выполнения экспериментов с изотермическим режимом течения теплоносителя в ЭК.

Каналы представляют собой толстостенные металлические трубы (корпус), которые несут полное давление теплоносителя. Внутри труб располагаются талькохлоритовые или керамические втулки, выполняющие роль электроизоляции модели ТВС от корпуса канала и формирующие проходное сечение требуемой формы для теплоносителя. Вход и выход теплоносителя – боковые, через кольцевые камеры, «успокаивающие» поток при входе (выходе).

По длине каналов расположены отборы давления (РТ – pressure tap), между которыми в различных комбинациях могут быть включены дифференциальные манометры. Максимальная погрешность измерения перепада давления оценивается в 1,5 % от верхнего предела измерения.

На входе и выходе из каналов для измерения температуры теплоносителя установлено по три платиновых термометра сопротивления (ТСП). Максимальная абсолютная погрешность температуры составляет $\pm 1,5$ °С.

Экспериментальный канал В-37, способен вмещать в себя модели с длиной зоны тепловыделения до 5200 мм, ЭК В-19 – модели с длиной зоны тепловыделения до 4500 мм. Схемы ЭК представлены на рисунке 2.2.

Экспериментальная модель ТВС обогревается путем пропускания выпрямленного электрического тока через стальную тепловыделяющую часть имитаторов ТВЭЛОВ. Максимальная мощность, подведенная к модели, может достигать 12 МВт. Мощность измеряется с помощью шунтов, включенных в цепь выпрямительных агрегатов стенда и делителя напряжения. Погрешность определения мощности не превышает 0,5 %.

Расход теплоносителя через канал измеряется с помощью расходомера переменного перепада давления: дифференциального манометра, установленного в узел с суживающим устройством – диафрагмой стандартного исполнения по ГОСТ 26969-86 [188]. Суммарная погрешность измерения расхода связана с отклонением геометрии диафрагмы от номинальных значений, погрешностью измерения перепада на диафрагме, погрешностью учета отклонения параметров теплоносителя в месте установки диафрагмы в данном экспериментальном режиме от номинальных расчетных для диафрагмы. Суммарная погрешность определения расхода теплоносителя зависит от диапазона его изменения и составляет для диапазона от 10 т/ч до 50 т/ч соответственно от 3,5 % до 0,5 %.

Система измерений и сбора данных стенда КС именуется системой автоматизации эксперимента (САЭ).

В процессе выполнения экспериментов на стенде КС измеряются:

- мощность электронагрева пучка имитаторов ТВЭЛОВ (напряжение и сила тока);
- температуры имитаторов ТВЭЛОВ и теплоносителя;
- давления в различных точках контура циркуляции;
- перепады давления;
- массовые расходы теплоносителя;
- весовые уровни и другие параметры.

САЭ служит для измерения различных параметров, записи в архив результатов измерений, выдачи сигналов предупредительной сигнализации и аварийной защиты. САЭ включает в себя датчики, вторичные приборы и другие устройства.

Датчиками, предназначенными для измерения температур, давлений, перепадов давлений, уровней и расходов сред в различных элементах стенда, являются:

- термометры сопротивления;
- термометрические преобразователи (термопары);
- измерительные преобразователи давления типа «Сапфир»;
- манометры (показывающие, дистанционные и электроконтактные);
- дифференциально-трансформаторные датчики перепада давления типа ДМ.

Погрешности измерений основных параметров эксперимента с доверительной вероятностью 95 % составляют:

- давление теплоносителя $\pm 0,1$ МПа;
- перепад давления между отборами $\pm 0,5$ кПа;
- погрешность измерения входной и выходной температуры ± 1 °С;
- расход теплоносителя не более $\pm 2,0$ %;
- мощность обогрева $\pm 1,0$ %;

Модели состоят из электрообогреваемых имитаторов твэлов, фрагментов штатных дистанционирующих решеток, расставленных в заданной последовательности, и средств измерения.

Каждый имитатор состоит из трех основных частей:

- тепловыделяющей части, выполненной из стальной трубки;
- верхнего медного токоподвода, выполненного из медной трубки, через которую осуществляется разгрузка внутренней полости имитатора и вывод термопар, фиксирующих кризис теплоотдачи или измеряющих аксиальное распределение температуры имитатора;
- нижнего медного токоподвода, выполненного из медного стержня, который по средством гибких проводов, компенсирующих тепловые расширения модели в процессе эксперимента, соединяется с нижним токоподводящим конусом.

Для задания требуемых свойств пучка стержней по энерговыведению – радиальному или аксиальному и его максимальной тепловой мощности, выполняется его предварительной проектирование, по результатам которого определяются толщины стенок трубок.

Для формирования радиальной неравномерности энерговыведения, например, формы «купол» с центральными «горячими» и периферийными «холодными» имитаторами, для периферийных имитаторов применяются трубки с меньшей толщины стенки, что увеличивает их электрическое сопротивление. Для достижения большего количества выделяемого при электронагреве тепла, в целом применяются трубки с меньшей толщиной стенки с целью увеличения общего электрического сопротивления пучка.

После проектирования пучка и получения материала, партия трубок проходит этап первичных измерений характеристик – внешних диаметров, толщин стенок и электрических сопротивлений. Затем, отобранные для конкретного экземпляра пучка трубки подвергаются расширенным измерениям, заключающимся в измерении электрического сопротивления четырехпроводной схемой на базе в 100 мм через каждые 200 – 250 мм для получения графиков изменения сопротивления имитатора по длине, измерения внешних диаметров трубок в местах измерения сопротивления во взаимоперпендикулярных плоскостях для получения степени овализации трубок и так далее.

По результатам измерений делается вывод о соответствии выбранных трубок заданным допускам, а характеристики в дальнейшем используются в расчетах.

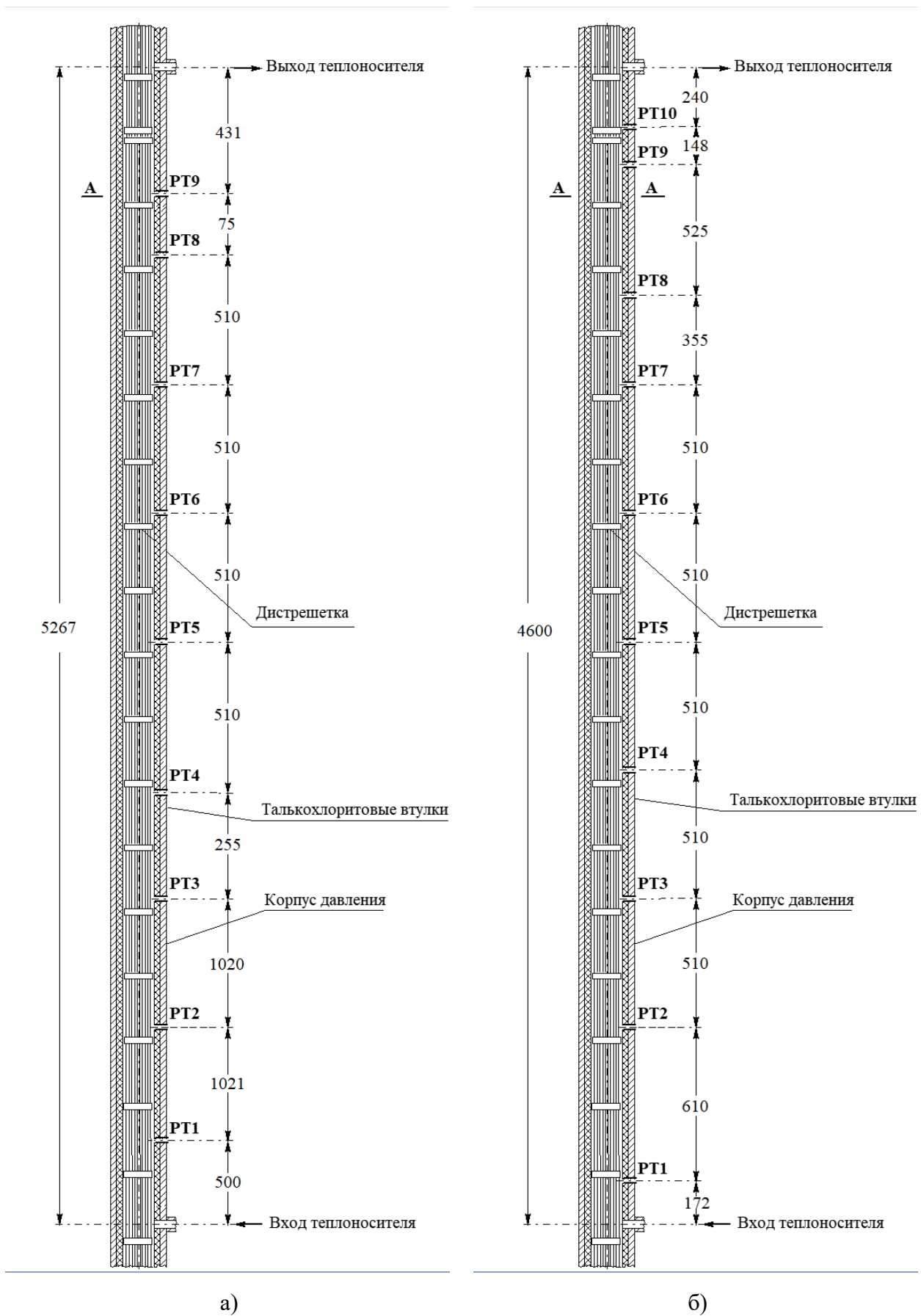


Рисунок 2.2 – Схемы экспериментальных каналов а) В-37 и б) В-19 ПВД-1 КС

2.2 Методики проведения экспериментальных исследований

В процессе проведения экспериментальных исследований, базово выполняются следующие три режима:

- с изотермическим течением теплоносителя. Использовались для получения перепадов давления и значения скоростей в изотермических режимах;
- с неизотермическим течением в однофазной области теплоносителя (с подводом мощности к пучку). Использовались для исследования поперечного распределения температуры теплоносителя и его скорости, перепадов давления, а также проверки сходимости теплового баланса установки;
- режимы исследования кризиса теплоотдачи.

2.2.1 Методика проведения экспериментов по измерению локальных параметров теплоносителя и перепадов давления

2.2.1.1 Гидравлические исследования в изотермическом режиме течения

Начальные исследования гидравлического сопротивления для каждой из исследуемых моделей ТВС проводятся в изотермическом режиме течения теплоносителя в ЭК (без электронагрева пучка) при каждом из требуемых давлений, обычно это следующие давления: 9,0, 12,0, 14,0, 15,5, 16,0 и 17,0 МПа.

Исследования начинаются при подаче на вход ЭК воды с температурой 50 °С и продолжаются при последовательном повышении входной температуры на 50 °С до достижения её величины 200 °С. Далее матрица расширена промежуточными значениями температур. От 200 °С до 300 °С (максимально достижимой на данный момент температуры теплоносителя на входе в ЭК ПВД-1 стенда КС) режимы снимаются с шагом в 25 °С.

При каждом значении входной температуры перепады давления измеряются при массовых скоростях в диапазоне от 1000 – 5000 кг/(м²·с) с шагом в 500 кг/(м²·с).

Время установления очередного режима при новой входной температуре теплоносителя составляет от 45 минут до одного часа. Время установления очередного режима при переходе на новый расход теплоносителя при неизменной входной температуре – не менее 10 мин.

2.2.1.2 Тарировка термопар, измеряющих температуру теплоносителя

Стационарные режимы с различной температурой теплоносителя, достигнутой без подвода к экспериментальной модели электрической мощности, используются в последующем для процедуры тарировки термопар, установленных в ячейках пучка над зоной тепловыделения.

При обработке этих данных, постоянная и одинаковая по поперечному сечению пучка температура теплоносителя будет определяться как среднее значение показаний термометров сопротивления, расположенных на выходе из ЭК, и приниматься в качестве истинной

температуры T_{base} (обычно разброс трех термометров сопротивления не превышает 0,5 °C). В настоящее время реализован алгоритм отбраковки показания одного из трех термометров сопротивления, с последующим осреднением температуры по двум оставшимся приборам. Найденная таким образом температура на выходе принимается в дальнейшем в качестве базовой.

Обработка данных для изотермических режимов позволяет найти для каждой «мокрой» термопары индивидуальную зависимость отклонения ее показаний от базовой температуры при разных значениях температуры на входе в ЭК. Величина отклонений для каждой температуры также анализируется на предмет случайных выбросов – в случае, если температурное отклонение выходит за рамки 3σ от среднего значения отклонения для данной температуры, то точка автоматически отбраковывается.

По результатам анализа и отсеивания отклонений (температуры в данном режиме от базовой) для каждой термопары, будут получены индивидуальные зависимости либо в виде линейной аппроксимации, либо полиномов, с помощью которых в дальнейшем для данной термопары определяется величина отклонений от текущей температуры при обработке экспериментальных данных по поперечным распределениям температуры, полученным при подводе к пучку электрической мощности.

Данный алгоритм был внедрен в программный комплекс по первичной обработке экспериментальных данных на стенде KC PROEKS, результат работы которого для одной из термопар представлен на рисунке 2.3.

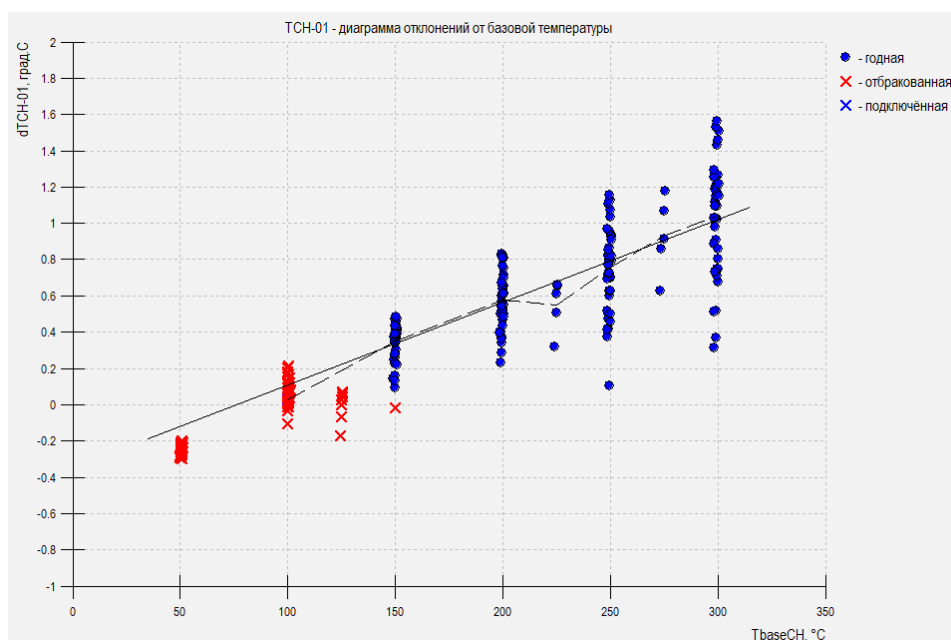


Рисунок 2.3 – График тарировки кривой термопары, измеряющей температуру теплоносителя

На рисунке 2.3 красными крестиками отмечены точки, выброшенные из анализа (для температуры 50 и 100 °C) вручную, а также точка на 150 °C, выброшенная алгоритмом автоматически.

2.2.1.3 Исследования поперечного распределения температуры теплоносителя и локальной скорости

Измерение температур теплоносителя в ячейках над верхней границей зоны тепловыделения пучков всех исследуемых экспериментальных моделей производится во всех режимах.

Однако, для получения зависимостей по перемешиванию теплоносителя в пучке стержней в однофазной области наибольший интерес представляют стационарные состояния с электронагревом пучка, в которых нет кипения теплоносителя ни в одной из его ячеек.

Для получения данных по перемешиванию в однофазной области в широком диапазоне режимных параметров, эксперименты выполнялись в следующем диапазоне режимных параметров:

- при всех рабочих давлениях теплоносителя;
- для каждого давления диапазон массовых скоростей от 1500 до 5000 кг/(м²·с) с шагом в 500 кг/(м²·с);
- для каждой массовой скорости диапазон температуры теплоносителя на входе в пучок от 160 до 280 °С (для давлений 120 и 140 бар) или до 300 °С (для давлений 160 и 170 бар).

2.2.2 Методика проведения экспериментов по КТП

Эксперименты по кризису теплоотдачи начинаются с установления требуемого расхода теплоносителя и его температуры на входе в экспериментальный участок (согласно матрице экспериментов). При этом мощность, поданная на модель, устанавливается на 10 – 15 % ниже ожидаемой критической мощности. Стационарное состояние определяется по стабилизации значения температуры на входе в канал при постоянной электрической мощности.

Затем оператор увеличивает мощность с шагом примерно в 0,5 % от ожидаемой критической мощности. После каждого шага увеличения мощности выдерживается пауза в течение 30 – 60 секунд для стабилизации параметров потока теплоносителя в экспериментальном канале. При увеличении мощности и в паузах между этим увеличением оператор постоянно контролирует давление на выходе из канала, расход и температуру на входе в экспериментальный канал.

Критерием возникновения кризиса теплоотдачи является непропорциональный рост температуры, регистрируемый термопарами внутри имитаторов ТВЭЛОВ после очередного увеличения мощности. Под непропорциональным ростом понимается повышение температуры на 15 °С и более за один шаг увеличения электрической мощности, подаваемой на модель. При обнаружении кризиса мощность поддерживается на постоянном уровне. Если температура на термодатчике, регистрирующем кризис (одном или нескольких), повышается более чем на 30 °С по сравнению с “квазистационарной” температурой, измеренной до обнаружения кризисного

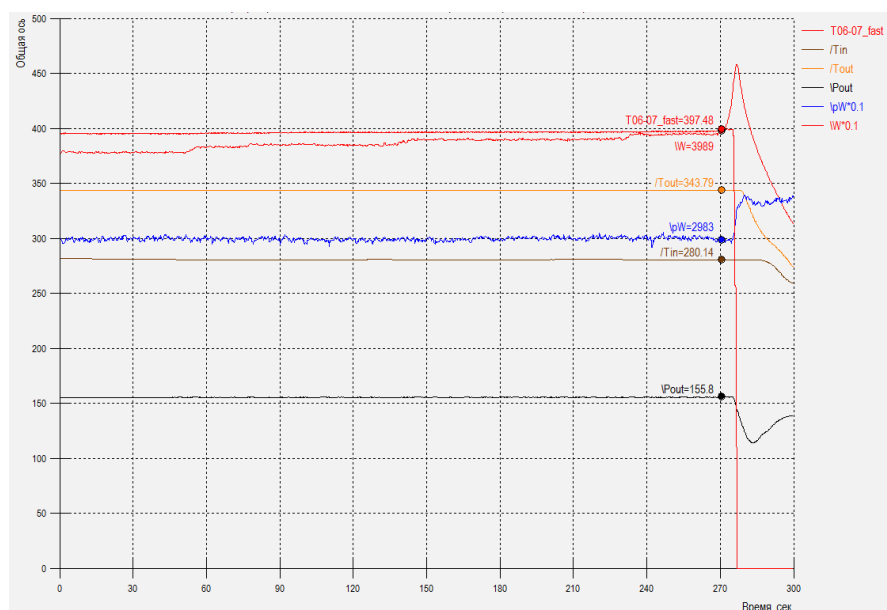
состояния, срабатывает автоматическое частичное снижение мощности (при этом происходит снижение мощности, подаваемой на модель не менее чем на 15 %).

Если кризис отсутствует при параметрах, заданных в матрице эксперимента, мощность дополнительно увеличивается ступенями величиной менее 0,5 % от расчетной критической мощности. Процесс продолжается до тех пор, пока не будет обнаружен кризис теплоотдачи.

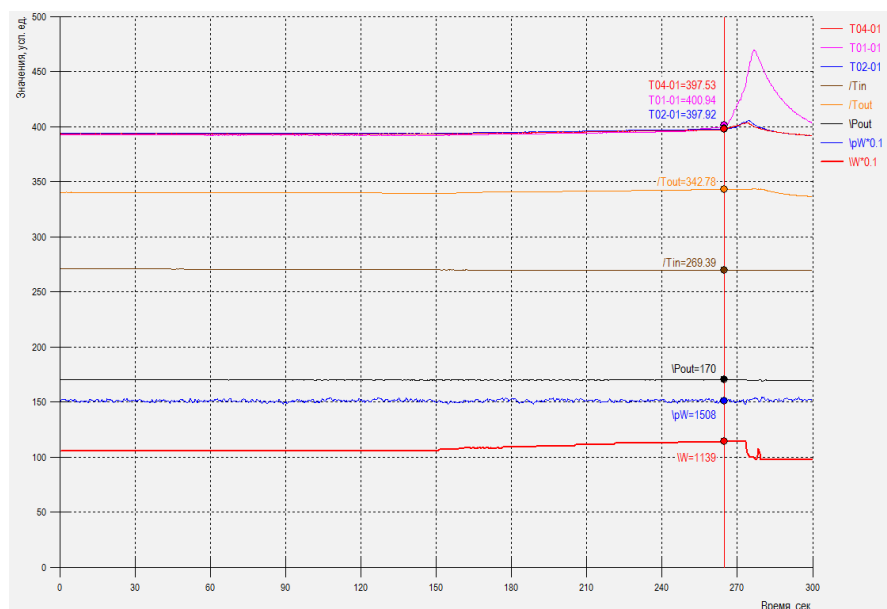
На этапе постобработки, выполняемой с помощью программы PROEKS, за величину критической мощности принимается величина электрической мощности, поданной на экспериментальную модель ТВС, которая усреднена в пределах интервала в четыре секунды (по две секунды «вперед» и «назад» от точки, которая принята за начало кризиса). Началом кризиса на этапе постобработки считается точка на зависимости от времени температуры по показаниям термопары, расположенной в зонде внутри имитатора, которая соответствует устойчивому увеличению температуры во времени с градиентом не менее 0,6 °C/c (под «устойчивым увеличением» понимается факт того, что указанная величина градиента сохраняется во времени на протяжении не менее чем 3 с).

Примеры методики выполнения экспериментов и способа постобработки приведены на рисунке 2.4. На рисунке 2.4а) представлен график режима с достижением кризиса теплоотдачи по показаниям термопары Т06-09 (имитатор №6, аксиальная координата №9), достигнутый на модели с аксиальной неравномерностью энерговыделения. На графиках также представлены основные параметры – температура на входе в ЭК, давление на выходе из ЭК, массовая скорость (рассчитанная из величины массового расхода с учетом площади проходного сечения пучка), электрическая мощность, поданная на модель ТВС. На рисунке 2.4а) видна работа системы автоматической аварийной защиты стенда КС, которая осуществила полный сброс мощности по достижении температурой «кризисного» термодатчика уставки, заданной оператором заранее в автоматическом режиме. Отчетливо видно наступление кризиса теплоотдачи на очередном ступенчатом набросе электрической мощности. На рисунке 2.4б) представлен график режима с достижением кризиса теплоотдачи сразу по показаниям сразу трех термопар, расположенных в имитаторах №№4, 1 и 2, причем первой подскок температуры зафиксировала ТП в имитаторе №4, что отражено на графике PROEKS (термопара перечислена первой в списке). В приведенном примере оператор снизил мощность вручную, не дожидаясь срабатывания аварийной защиты в виде частичного или полного сброса мощности.

Аналогичные графики генерируются программой PROEKS для каждого зафиксированного режима, после чего выполняется их детальный анализ.



а)



б)

Рисунок 2.4 – Графики режимов с достижением кризиса теплоотдачи: а) на модели с аксиальной неравномерностью энерговыведения, б) на модели ТВС-2006

2.2.3 Исследования поперечного распределения температуры теплоносителя, локальной скорости и перепадов давления на моделях ТВС реакторов ВВЭР

2.2.3.1 Описание экспериментальных исследований и моделей ТВС

В 2023 и 2024 году на ЭК-19 ПВД-1 были выполнены эксперименты на двух экспериментальных моделях тепловыделяющих сборок ТВС-2006. Первая модель обладала 19-стержневым пучком имитаторов с длиной зоны тепловыделения 1865 мм. Пучок имел равномерное аксиальное и радиальное поле энерговыведения. Имитаторы твэлов пучка имели

средний наружный диаметр 9,03 мм. Пучок имел название KS-TVS2006-00. Вторая модель также обладала 19-стержневым пучком с аналогичной длиной зоны тепловыделения и равномерным аксиальным тепловыделением, однако радиальное поле тепловыделения было неравномерным – формы «купол» с коэффициентом радиальной неравномерности $K_r = 1,22$. Имитаторы твэлов пучка имели средний наружный диаметр 9,109 мм. Пучок имел название KS-TVS2006-01. Модель размещается внутри талькохлоритового пакета электроизоляционных втулок, имеющих средний размер под ключ 58,17 мм (по результатам измерений втулок по всей высоте канала). На рисунке 2.5 представлено поперечное сечение ЭМ с пучком KS-TVS2006-01.

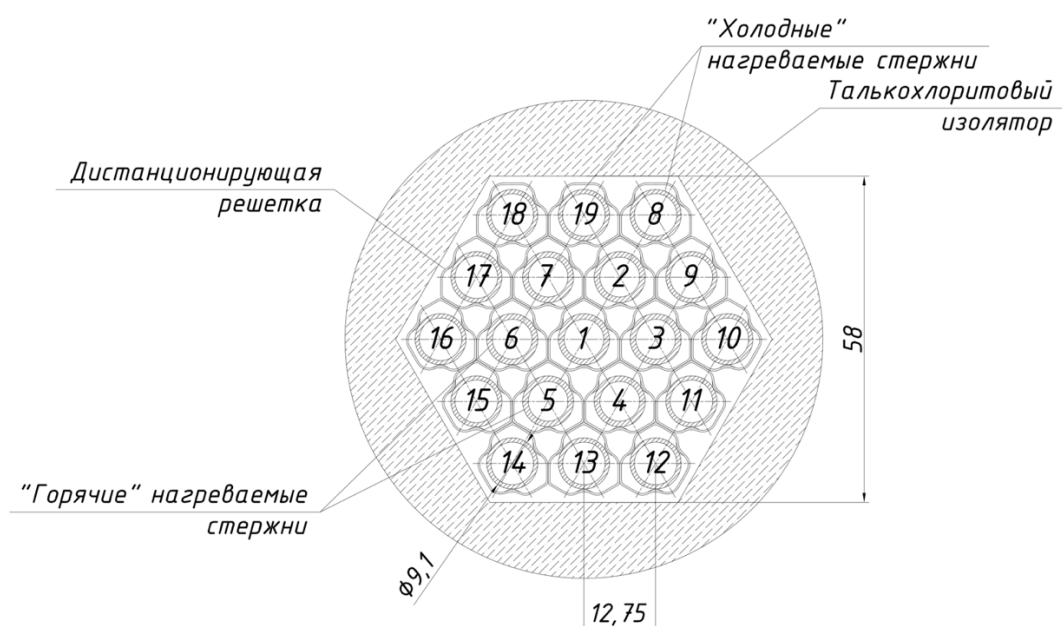


Рисунок 2.5 – Поперечное сечение 19-стержневой модели с пучком KS-TVS2006-01 (корпус экспериментального канала не показан, для размера под ключ талькохлоритовой электроизоляционной втулки указан номинальный проектный размер)

На выходе из зоны тепловыделения моделей были установлены датчики измерения локальных характеристик потока теплоносителя.

Для измерения температуры использовались 28 термодпар. Термодпары изготовлены из кабеля КТМС с диаметром оболочки 1 мм и имеют изолированные горячие спаи. В эксперименте использовались термодпары КТМС с индивидуальными градуировочными характеристиками. Для каждой термодпары в ее канал модуля САЭ АИ100 заведены 8 точек градуировки от 0 °С градусов с шагом 50 °С до 350 °С. Горячие спаи термодпар располагались в 45 мм выше верхней границы зоны тепловыделения.

Для измерения локального расхода теплоносителя в ячейках пучка, на выходе зоны тепловыделения установлены трубки Пито. Опыт отработки измерений с помощью трубок Пито был получен автором диссертационного исследования в процессе проведения исследований

локальных параметров на 25-стержневых моделях тепловыделяющих сборок ТВС-КВАДРАТ [91] разработки АО «ОКБМ Африкантов», выполняемых на стенде КС [189], [190]. Методика обработки данных, полученная при проведении исследований, использована в настоящем диссертационном исследовании.

Отбор полного давления выполнен в виде стальной трубки 2х0,25 со снятой под 10° фаской на наружной поверхности у рабочего торца. Торец трубки размещается над верхней границей зоны тепловыделения в плоскости отбора P_{out} , который используется в качестве отбора статического давления для всех трубок.

В модели установлено четыре трубки Пито:

- в регулярной центральной ячейке № 4;
- в регулярной внешней ячейке № 10;
- в регулярной внешней ячейке № 21;
- в периферийной ячейке № 35.

Трубки Пито закрепляются и дистанционируются в решетках GT1 и GT2, находящихся на верхних медных токоподводах. Выводятся из канала через переходник, выполненный в виде капилляра внешним диаметром 1,5 мм, который заводится в камеру для вывода термопар и через штуцер с ниппелем выводится наружу.

Линии отбора полного давления от трубок Пито подсоединяются каждая к своему дифференциальному манометру Сапфир-22 ДД. Минусовые линии дифманометров, в свою очередь, соединены с общим коллектором, который подсоединяется к импульсной линии, идущей от отбора P_{out} (отбор РТ8 либо РТ9 канала В-19 (Рисунок 2.26)).

Схема расположения датчиков локальных параметров и фотографии устройства для их позиционирования представлены на рисунке 2.6.

Для измерения величины перепадов давления по длине модели использовалось четыре отбора статического давления, соединенные дифференциальными манометрами в различных конфигурациях.

На 19-стержневой модели ТВС-2006 с пучком KS-TVS2006-01, были выполнены эксперименты по расширенному исследованию гидравлических характеристик экспериментальной модели с целью определения КГС фрагмента ДР в составе пучка и зависимости его величины от числа Re .

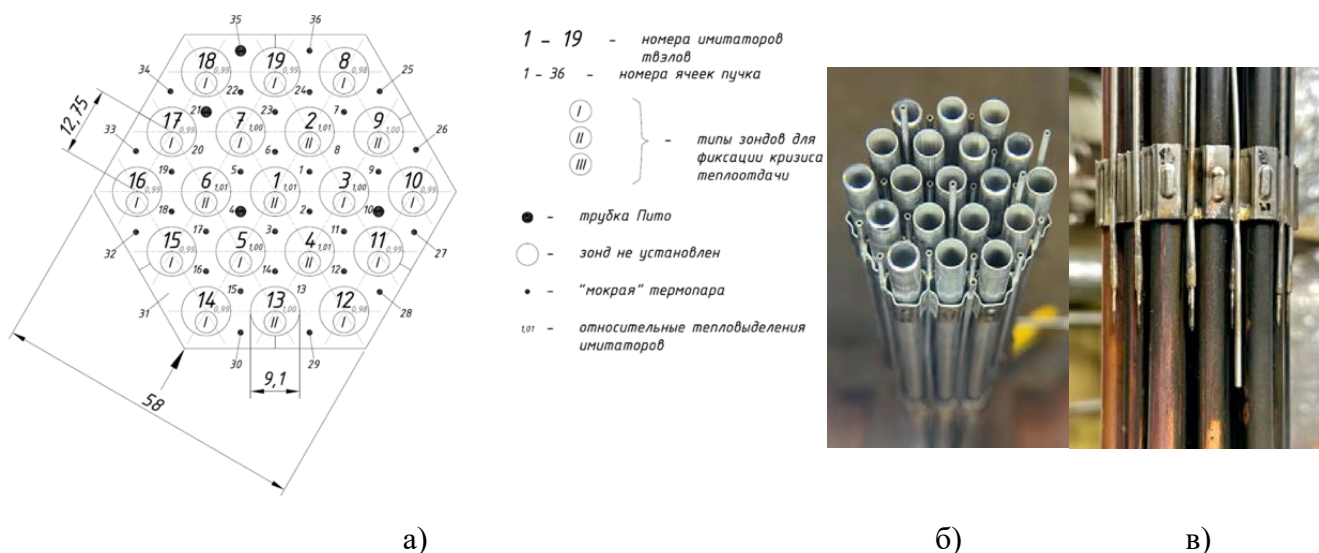


Рисунок 2.6 а) Схема поперечного сечения модели ТВС-2006 с указанием типа и расположения датчиков, б) вид на капилляры для позиционирования термопар и трубки Пито в составе устройства позиционирования на этапе его сборки и в) установленном на пучок виде

Для дистанционирования имитаторов применялись фрагменты штатных ДР, выполненные из стали 06Х18Н10Т. Общий вид фрагмента ДР, который будет применяться для дистанционирования имитаторов в 19-стержневых моделях, представлен на рисунке 2.7. Фрагмент состоит из 10 регулярных ячеек (позиция А на рисунке) и 9 периферийных ячеек (позиция Б). Фрагмент штатной ДР, как и реальная решетка, имеет высоту 30 мм.

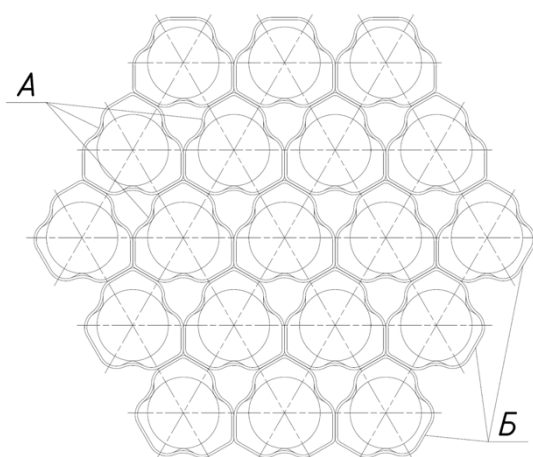


Рисунок 2.7 – Фрагмент штатной ДР ТВС-2006, использующейся в 19-стержневой модели ТВС.

А – ячейки регулярного поля, Б – ячейки периферийного поля.

В результате, были получены значения перепадов давления для четырех серий экспериментов, в которых варьировалось количество фрагментов ДР на ЗТВ: (на отборе 5-9 (Рисунок 2.26)): в серии 1 на ЗТВ находилось 5 ДР, в серии 2 – 6 ДР, в серии 3 – 7 ДР и в серии 4 – 8 ДР соответственно. Для каждой серии, значения перепадов получены при четырех давлениях теплоносителя: 120, 140, 160 и 170 бар; для каждого давления эксперименты выполнены в

диапазоне массовой скорости от 1500 до 4500 кг/(м²·с), а для каждой массовой скорости в диапазоне температур теплоносителя от 50 до 300 °С.

После выполнения расширенных гидравлических исследований, на модели ТВС-2006 с пучком KS-TVS2006-01 были выполнены эксперименты по исследованию поперечного распределения температуры теплоносителя, локальной скорости, перепадов давления (все в неизотермических режимах), а также кризиса теплоотдачи.

2.2.3.2 Расчетный анализ экспериментальных исследований

После первичной обработки экспериментальных данных, тарировки термопар и отсеивания некондиционных показаний датчиков, была выполнена настройка замыкающих соотношений расчетного кода SC-INT, для корректного описания конкретной исследованной модели ТВС.

При расчетном анализе перепадов давления была использована корреляция для коэффициента трения при турбулентном течении в каналах круглого сечения (1.66), предложенная Альтшулем А.Д. [153] с поправкой на «некруглость» (1.67) [154].

Величина эквивалентной зернистой шероховатости Δ для всех выделенных при анализе типов подканалов задавалась равной 10 мкм как средневзвешенная величина, определенная по результатам измерений шероховатости поверхности имитаторов ТВЭЛов и внутренней поверхности талькохлоритовых электроизоляционных втулок, а величина поправки на некруглость определялась расчетно.

Величины коэффициента гидравлического сопротивления (КГС) штатных фрагментов ДР ТВС-2006, применяемых в модели KS-TVS2006-00, были определены из сопоставления с экспериментальными данными, и оказались близкими к референтным значениям КГС поля ячеек штатной ДР. Для модели KS-TVS2006-01 были выполнены более детальные эксперименты, описанные выше, результат анализа которых будет приведен ниже.

Сопоставление полученных расчетных величин перепадов давления с экспериментальными для выделенных участков представлены на рисунке 2.8. Для более чем 290 экспериментальных режимов при околонулевой величине среднеарифметического отклонения экспериментальных данных от расчетных величина СКО составила $\bar{\sigma}_{DP} = 5,2 \%$.

При расчетном анализе температур теплоносителя определялись коэффициенты в корреляции для поперечного турбулентного перетока на единицу длины w^T (1.69).

Так как исследуемая модель оснащалась только штатными ДР, K_{turb} задавался равным единице. Величина β_2 задавалась равной -0,1, а величина коэффициента β_1 определялась из сопоставления расчета с экспериментальными данными по критерию наименьшей величины СКО. В результате, из анализа 104 режимов, величина β_1 была получена равной 0,011, а величина СКО $\bar{\sigma}_{Tch} = 5,5 \%$ при нулевом среднеарифметическом отклонении.

Распределение среднеарифметических отклонений эксперимента от расчета, усредненных по всем режимам для подканалов модели KS-TVS2006-00, представлены на рисунке 2.9.

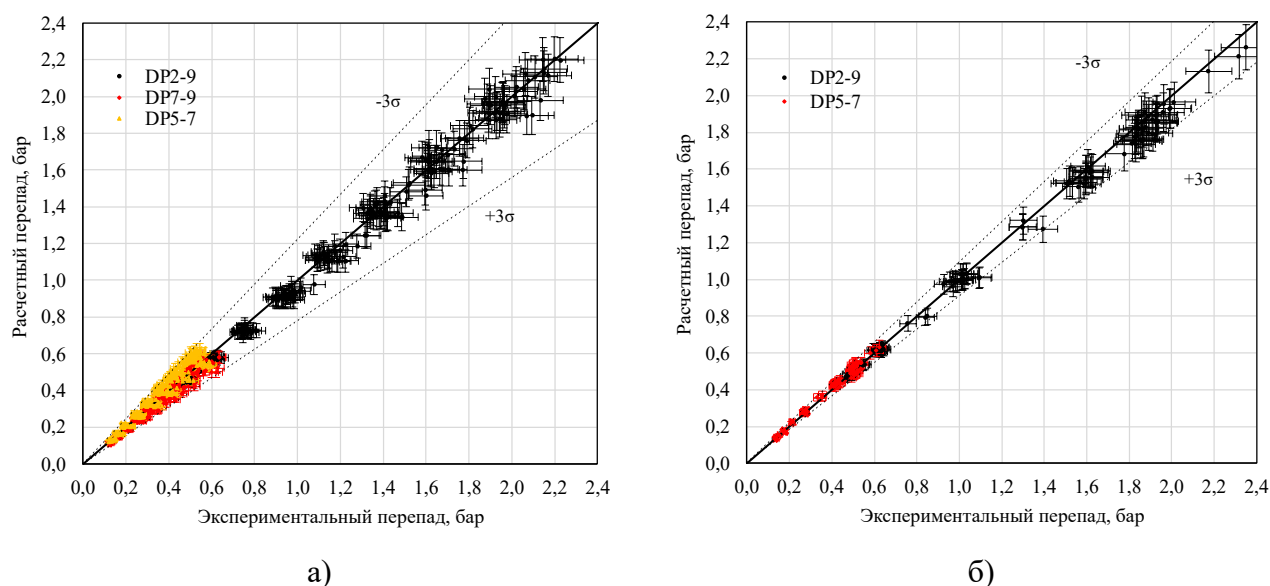


Рисунок 2.8 – Сравнение расчетного перепада давления на участках моделей ТВС-2006 с экспериментом для пучка KS-TVS2006-00 (а) для изотермических режимов и (б) режимов с подводом мощности

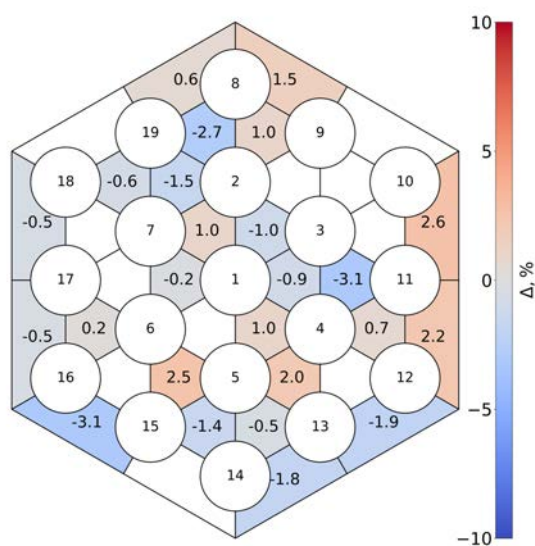


Рисунок 2.9 – Распределение по подканалам относительных отклонений (отнесенных к подогреву), экспериментальных значений температуры от расчетных, усредненных по всем режимам для пучка KS-TVS2006-00

После успешной настройки замыкающих соотношений кода на предыдущих этапах, был выполнен анализ локальных скоростей. Экспериментальные скорости были получены по формулам (1.81) и (1.82) из величины измеренного перепада давления ΔP_{Pitot} .

К величине скорости, полученной по коду SC-INT, для дальнейшего сопоставления с экспериментальными данными была применена поправка. Причина введения поправки заключается в том, что субканальный код определяет среднюю по проходному сечению величину скорости, тогда как трубка Пито осуществляет локальный отбор полного давления. В связи с этим, скорость, пересчитанная из показаний трубки Пито является локальной, и, в случае ее расположения в центре ячейки, большей, нежели средняя. Величина превышения локальной скорости над средней по сечению определяется профилем скорости в ячейке.

Значение поправки к расчетной величине на неравномерность профиля скорости определялась несколькими способами. Во-первых, были проанализированы поправки для труб и пучков стержней. Во-вторых, было выполнено CFD моделирование регулярной и периферийной ячеек для условий геометрии режимных параметров эксперимента. Для полученного профиля скорости была оценена доля проходного сечения, занимаемая трубкой Пито, и количество «накрываемых» трубкой изотак, на основе чего определялось отношение средней скорости, полученной по показаниям трубки Пито, к средней скорости по сечению ячейки. Полученные по эмпирическим соотношениям и по результатам CFD моделирования значения поправки оказались близки (с различием не более, чем на 5 %).

Для модели KS-TVS2006-00 для 150 экспериментальных состояний с изотермическим режимом течения теплоносителя и 80 состояний в режимах с подводом мощности, получена нулевая среднеарифметическая погрешность описания расчетом эксперимента при СКО $\bar{\sigma}_{U_{ch}} = 6,8 \%$ (Рисунок 2.10).

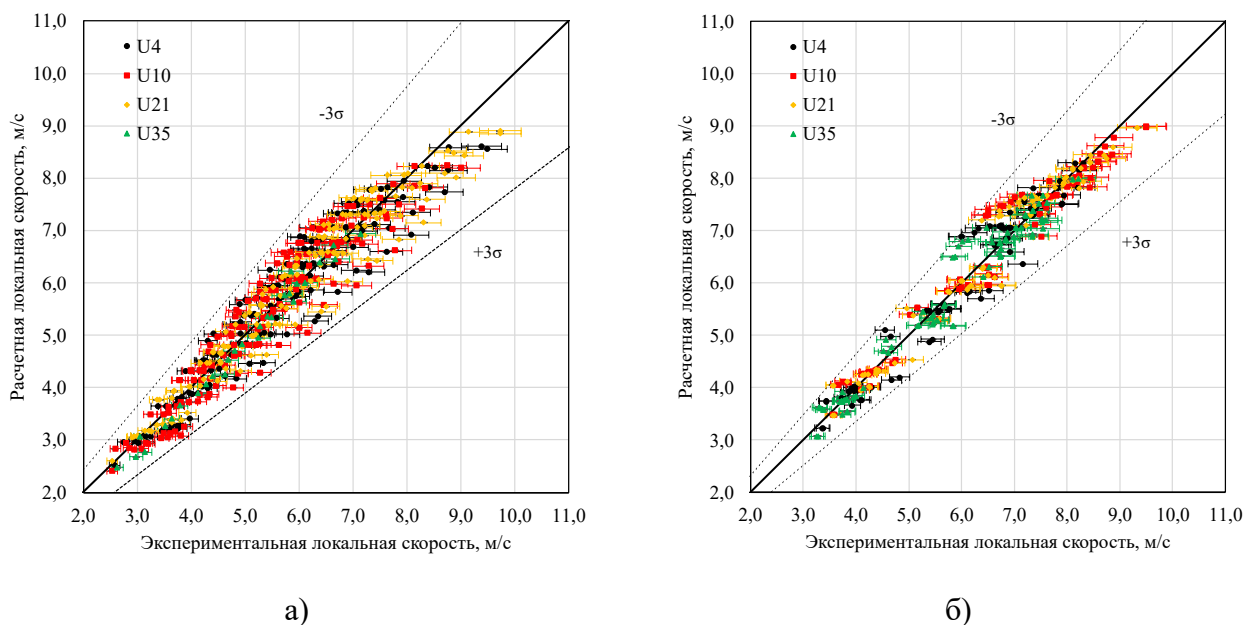


Рисунок 2.10 – Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей теплоносителя в подканалах №4 (U4), №10 (U10), №21 (U21) и №35 (U35) для модели TBC-2006 с пучком KS-TVS2006-00 (а) для изотермических режимов и (б) режимов с подводом мощности

По результатам анализа распределения скоростей, было незначительно скорректировано распределение местных КГС по подканалам модели ТВС (так как имеет место их различная величина в связи с различными элементами ячеек ДР, выходящих в подканалы модели ТВС), а также величина поправки на некруглость.

При выполнении экспериментов по расширенному исследованию гидравлических характеристик на модели KS-TVS2006-01, было получено 644 экспериментальные точки.

В результате анализа полученных экспериментальных данных, было получено:

– значене величины КГС фрагмента штатной дистанционирующей решетки, применяемой в составе экспериментальных моделей KS-TVS2006;

– зависимость величины КГС фрагмента ДР от числа Рейнольдса.

Одним из способов определения величины КГС применяемого в экспериментах фрагмента ДР является способ «непосредственного» определения КГС из величины перепада давления, которое вызывается из-за потерь энергии потока на местном сопротивлении. Данный перепад в эксперименте может возникать вследствие дополнительной решетки, установленной на данном участке измерений перепада давления.

Таким образом, сравнивая величины перепада давления «от серии к серии» для экспериментальных состояний с одинаковыми режимными параметрами (массовой скоростью и температурой), возможно определение величины перепада, вызванного единичной ДР $\Delta p_{1ДР}$:

$$\Delta p_{1ДР} = \Delta p_j^{5-9} - \Delta p_{j-1}^{5-9}, \quad (2.1)$$

где Δp_j^{5-9} – перепад давления на участке 5-9 в j -й серии экспериментов, бар.

Результирующая величина КГС определяется из соотношения, получаемого на основе обобщенного уравнения Бернулли:

$$\Delta p = \xi \frac{\rho u^2}{2}, \quad (2.2)$$

где Δp – суммарное гидравлическое сопротивление какого-либо участка гидравлической сети, Па, ξ – коэффициент гидравлического сопротивления, отн. ед.; u – средняя скорость теплоносителя на участке 5-9, м/с; ρ – плотность воды на участке 5-9, кг/м³, при данных температуре и давлении.

Тогда величина КГС:

$$\xi = \frac{2\Delta p}{\rho u^2}, \quad (2.3)$$

Стоит оговориться, что в случае такого сравнения считается, что перепад давления, вызванный трением на твэльной части и на стенках электроизоляционных талькохлоритовых

втулок, образующих проходное сечение для теплоносителя (в дальнейшем – чехол) является постоянной величиной, а добавляемые на участке 5-9 в каждой серии ДР оказывают слабое влияние друг на друга возмущением потока теплоносителя.

По результатам анализа экспериментальных данных, было установлено, что наибольшей представительностью обладают величины КГС, полученные из сравнения экспериментальных данных Серии 4 и Серии 1 (Рисунок 2.11).

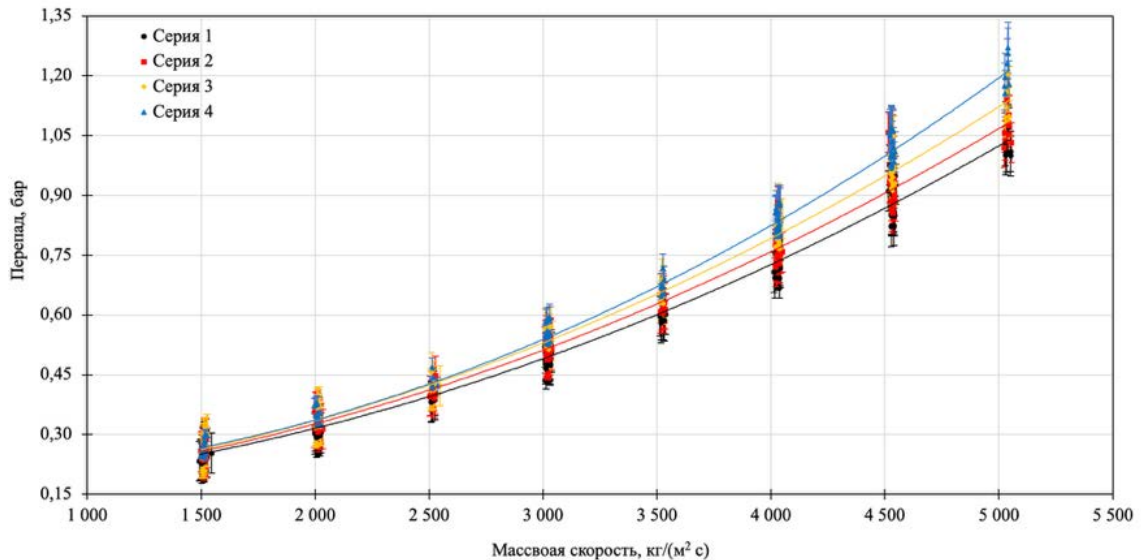


Рисунок 2.11 – Зависимость перепадов давления на участке 5-9 от массовой скорости для различных серий (для серий с первой по четвертую). Сплошные линии – осредняющие кривые.

Вторым способом определения величины КГС ДР является вычленение из общего перепада составляющей, вызванной наличием в потоке ДР. Считается, что перепад давления на участке Δp_{i-9}^{5-9} в каждом (i -м) режиме вызван тремя составляющими: трением на твэльной части пучка и стенках чехла, нивелирной составляющей и перепадом непосредственно на местном сопротивлении в виде фрагмента ДР [191].

В общем виде можно записать:

$$\Delta p_{\text{ДР}} = \Delta p^{5-9} - (\Delta p_{\text{тр}}^{5-9} + \Delta p_{\text{нивел}}^{5-9}), \quad (2.4)$$

где $\Delta p_{\text{нивел}}^{5-9}$ – нивелирная величина перепада давления, определяемая как:

$$\Delta p_{\text{нивел}}^{5-9} = \rho \cdot g \cdot l^{5-9}, \quad (2.5)$$

где $g = 9,81$ – ускорение свободного падения, м/с²; $l^{5-9} = 1,90$ – длина участка между отборами давления 5 и 9 экспериментального канала В-19, м (рисунок 2.2).

Составляющая $\Delta p_{\text{тр}}^{5-9}$ может определяться различными способами. В общем случае, величина потерь давления, вызванная трением, определяется по формуле Дарси-Вейсбаха [192], [193] следующим образом:

$$\Delta p_{\text{тр}}^{5-9} = \xi_{\text{тр}} \frac{\rho u^2}{2}, \quad (2.6)$$

где $\xi_{\text{тр}}$ – безразмерный линейный коэффициент сопротивления трения [191], определяемый как:

$$\xi_{\text{тр}} = \lambda_{\text{тр}} \frac{l^{5-9}}{D_{\Gamma}}, \quad (2.7)$$

где D_{Γ} – гидравлический диаметр канала, м; $\lambda_{\text{тр}}$ – коэффициент сопротивления трения (определяемые по формуле (1.66)).

По результатам проведенных экспериментальных исследований, величина трения на гладкой части пучка стержней (под гладкой частью подразумевается пучок без ДР) превышает величину, полученную по формуле (1.66), на величину около 5 %. Это также согласуется с исследованиями гидравлики пучков стержней, описанные, например, в исследованиях Субботина [194] или Rehme [59, 195 – 197]. Для учета указанных отличий в коэффициенте трения в пучке стержней, вводится поправка на «некруглость» в виде (1.67).

В случае рассматриваемого эксперимента, потери давления на трение $\Delta p_{\text{тр}}^{5-9}$ можно определять двумя различными способами. Первый способ – учитывать трение на чехле совместно с трением на пучке стержней, второй способ – учитывать трение на чехле отдельно. В обоих случаях при расчетах величины коэффициента линейного сопротивления трения $\xi_{\text{тр}}$ в качестве коэффициента трения $\lambda_{\text{тр}}$ используется формула Альтшуля (1.66), однако величины шероховатости Δ и гидравлического диаметра используются различные.

Финальные соотношения для определения величины перепада давления, вызванные фрагментом ДР, для первого указанного способа запишется в виде:

$$\Delta p_{\text{ДР}} = \Delta p^{5-9} - \left[\left(\frac{\lambda_{\text{тр}}^{\text{пучок}}}{\lambda_{\text{тр}}^{\text{круг}}} \right) 0,11 \left(\frac{\Delta}{D_{\text{гид}}} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} \frac{l^{5-9}}{D_{\text{гид}}} \frac{\rho u^2}{2} + \rho \cdot g \cdot l^{5-9} \right], \quad (2.8)$$

где величина Δ задавалась равной 7,5 мкм для поверхностей твэлов и чехла, мкм; $D_{\text{гид}}$ – рассчитывался для смоченного периметра, учитывающего смачиваемость чехла, м.

Для второго указанного способа соотношение для определения перепада давления запишется в виде:

$$\Delta p_{\text{ДР}}^{5-9} = \Delta p^{5-9} - \left\{ 0,11 \left(\frac{\Delta_{\text{чехол}}}{D_{\Gamma}^{\text{чехол}}} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} \frac{l^{5-9}}{D_{\Gamma}^{\text{чехол}}} + \left(\frac{\lambda_{\text{тр}}^{\text{пучок}}}{\lambda_{\text{тр}}^{\text{круг}}} \right) 0,11 \left(\frac{\Delta_{\text{пучок}}}{D_{\text{гид}}^{\text{пучок}}} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} \frac{l^{5-9}}{D_{\text{гид}}^{\text{пучок}}} \right] \frac{\rho u^2}{2} + \rho \cdot g \cdot l^{5-9} \Bigg\}, \quad (2.9)$$

где $\Delta_{\text{пучок}}$ – шероховатость пучка, задававшаяся в расчетах 5 мкм, определена из измерения шероховатости стальных трубок применявшихся для изготовления имитаторов твэлов;

$\Delta_{\text{чехол}}$ – шероховатость чехла, определенная как по результатам измерения шероховатости поверхности талькохлоритовых втулок, образующих шестигранное проходное сечение, так и по результатам проливки пустого канала В-19 при различном значении массовой скорости, выполненное отдельно от основной программы экспериментов. В результате анализа измерений шероховатости втулок и величины перепадов давления на участке 5-9, полученной при проливке, величина $\Delta_{\text{чехол}}$ задавалась равной 30 мкм. В данную величину, помимо непосредственно шероховатости стенок втулок (12,5 мкм), входит также падение давления на стыках втулок.

$D_{\text{г}}^{\text{чехол}}$ – гидравлический диаметр, рассчитанный с учетом смачиваемости чехла и без учета смачиваемости пучка;

$D_{\text{г}}^{\text{пучок}}$ – гидравлический диаметр, рассчитанный с учетом смачиваемости пучка и без учета смачиваемости чехла.

Полученная для каждого обработанного i -го режима в j -й серии экспериментов величина $\Delta p_{\text{ДР}}^{5-9}_{i,j}$, отражает величину перепада давления на всех установленных на участке 5-9 фрагментах ДР в данной серии.

Для получения результирующей величины КГС единичного фрагмента ДР, полный перепад на ДР (вне зависимости от каким их двух способов он рассчитан) необходимо разделить на их установленное на участке число:

$$\Delta p_{1\text{ДР}}^{5-9}_{i,j} = \frac{\Delta p_{\text{ДР}}^{5-9}_{i,j}}{n_{\text{ДР}}^{5-9}_j}, \quad (2.10)$$

где $n_{\text{ДР}}^{5-9}_j$ – число ДР, установленное на участке 5-9 в j -й серии экспериментов. $n_{\text{ДР}}^{5-9} = 5, 6, 7, 8$ для Серий 1, 2, 3 и 4 соответственно.

Тогда величина КГС для каждого режима в данной серии будет равна:

$$\xi_{\text{ДР},i,j} = \frac{2 \cdot \Delta p_{1\text{ДР}}^{5-9}_{i,j}}{(\rho u^2)_i}, \quad (2.11)$$

Результаты определения величины КГС из порежимного сравнения перепадов на участке 5-9 представлены на рисунке 2.12.

Величина КГС для диапазона автомобильного участка течения теплоносителя (для характеристики этого участка при анализе выбран диапазон чисел Re выше 150000), определялась как среднее арифметическое величин КГС для всех подходящих режимов:

$$\overline{\xi_{\text{ДР}}}_j = \frac{1}{n_{\text{реж}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{реж}}} \xi_{\text{ДР},i,j}, \quad (2.12)$$

Полученная величина КГС равна 0,33 при величине СКО 0,04.

Результаты определения величины КГС фрагмента ДР по результатам анализа каждой серии по описанным выше двум подходам, а также по методу анализа «от серии к серии», представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Значения величины КГС на участке автомодельности для различных способов ее определения

Методика расчета КГС	Величины	Значения КГС для каждой из серий			
		Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 4
Из сравнения серий	<i>Среднее по всем сериям</i> $\overline{\xi_{ДР}}$, отн. ед.	0,33			
	СКО, отн. ед	0,04			
Расчетная без учета чехла	Среднее значение $\overline{\xi_{ДРj}}$, отн. ед	0,32	0,31	0,33	0,32
	СКО, отн. ед.	0,03	0,03	0,02	0,02
	<i>Среднее по всем сериям</i> $\overline{\xi_{ДР}}$, отн. ед.	0,32			
	СКО, отн. ед	0,03			
Расчетная с учетом чехла	Среднее значение $\overline{\xi_{ДРj}}$, отн. ед	0,37	0,33	0,35	0,33
	СКО, отн. ед.	0,03	0,03	0,02	0,02
	<i>Среднее по всем сериям</i> $\overline{\xi_{ДР}}$, отн. ед.	0,35			
	Среднее значение $\overline{\xi_{ДРj}}$, отн. ед	0,03			

Из таблицы можно видеть, что полученные по различным методикам величины КГС фрагмента ДР имеют близкие значения, и лежат в диапазоне от 0,32 до 0,35.

Зависимость КГС от числа Re для всех точек серий для способа определения КГС без явного учета чехла представлена на рисунке 2.13, а для способа с учетом чехла на рисунке 2.14.

Точки на графиках, представленных на рисунках 2.13 – 2.14 аппроксимированы степенной зависимостью, показатель степени которой может в дальнейшем использоваться для введения поправки к величине КГС в виде:

$$\xi_{ДРi} = A \cdot Re_i^B = \xi_{ДР}^{450} \cdot \left(\frac{450000}{Re_i} \right)^x, \quad (2.13)$$

где $\xi_{ДР}^{450}$ – базовое значение КГС фрагмента ДР, полученное для участка автомодельности (например, для числа $Re = 450000$, или взятое из таблицы 2.1). Re_i – число Рейнольдса в данном, i -м, режиме; x – показатель степени, представленный в уравнениях на рисунках 2.13 – 2.14.

Величины КГС, приведенные в ячейках таблицы, определены как среднее арифметическое значений КГС для режимов, удовлетворяющих требованию $Re > 150000$.

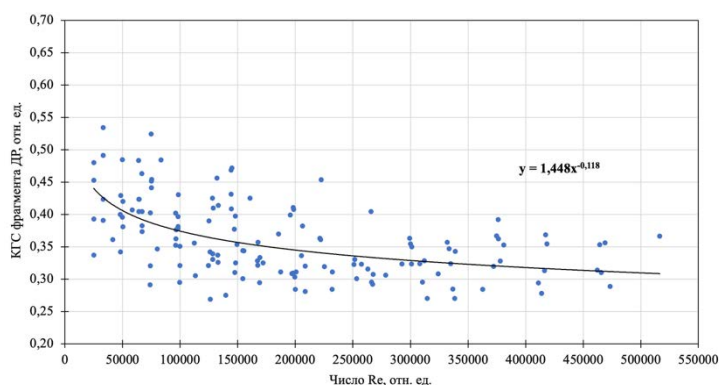


Рисунок 2.12 – Зависимость КГС фрагмента ДР от числа Рейнольдса при определении величины КГС по величине разницы перепадов давления на участке 5-9 между четвертой и первой серий

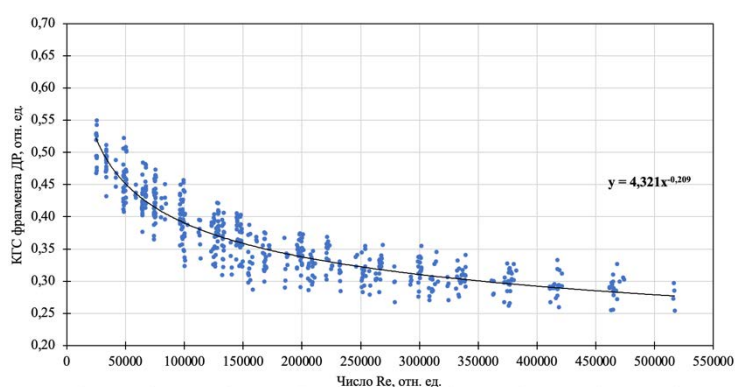


Рисунок 2.13 – Зависимость КГС фрагмента ДР от числа Рейнольдса для различных давлений при определении величины КГС без явного учета чеха модели

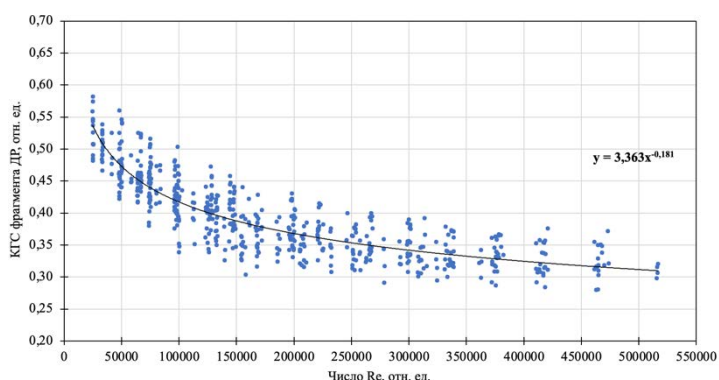


Рисунок 2.14 – Зависимость КГС фрагмента ДР от числа Рейнольдса для различных давлений при определении величины КГС с учетом чеха модели

Из анализа графиков можно видеть, что для способа определения КГС «от серии к серии», показатель степени составляет -0,118. Для способа определения КГС без явного учета чехла, показатель равен -0,209. Аналогичные величина для способа определения КГС с учетом чехла равна -0,181.

Более высокие значения полученных показателей степени могут объясняться большим «весом» составляющей трения на ДР для рассматриваемых экспериментальных условий относительно условий, реализующихся в активной зоне или на ресурсно-гидравлическом стенде при проливке полномасштабной ТВС. В свою очередь, величина потерь на трение имеет зависимость от числа Re , в отличие от потерь на местных гидравлических сопротивлениях (сопротивлениях формы), которыми являются элементы конструкции ДР.

Для дальнейшего расчетного анализа использовалась величина КГС ДР $\overline{\xi_{ДР}} = 0,35$ (см таблицу 2.1). С данной величиной КГС, расчет описывает 644 экспериментальные точки с среднеарифметической погрешностью $\bar{\Delta}_{ДР} = 2,3 \%$ с стандартным отклонением $\bar{\sigma}_{ДР} = 4,2 \%$ (Рисунок 2.15).

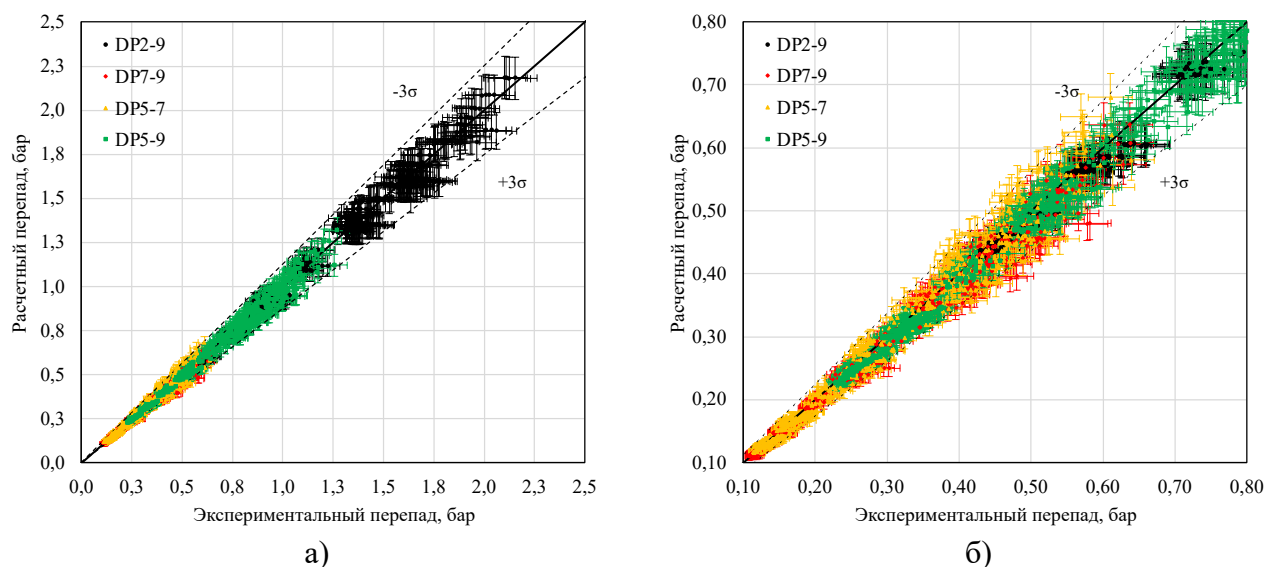


Рисунок 2.15 – Сравнение расчетного перепада давления на участках моделей ТВС-2006 с экспериментом для пучка KS-TVS2006-01 в экспериментах с различным числом ДР на зоне тепловыделения. а) Полная область, б) укрупненно область малых перепадов

Для модели KS-TVS2006-01 для 347 экспериментальных выбранных состояний с изотермическим режимом течения теплоносителя, получена нулевая среднеарифметическая погрешность описания расчетом эксперимента при СКО $\bar{\sigma}_{Uch} = 8,1 \%$ (Рисунок 2.16). По результатам анализа распределения скоростей, было незначительно скорректировано распределение местных КГС по подканалам модели ТВС (так как имеет место их различная величина в связи с различными элементами ячеек ДР, выходящих в подканалы модели ТВС), а

также величина поправки на некруглость. Однако эти величины остались практически неизменным в сравнении с результатами, полученными для модели KS-TVS2006-00.

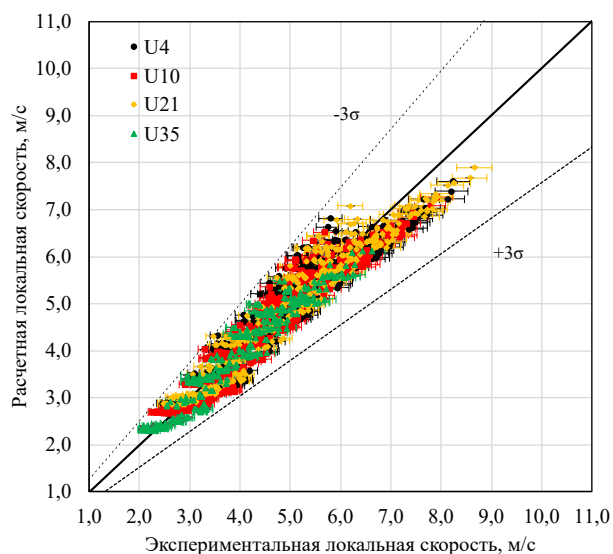


Рисунок 2.16 – Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей теплоносителя в подканалах №4 (U4), №10 (U10), №21 (U21) и №35 (U35) для модели ТВС-2006 с пучком KS-TVS2006-01 в расширенных гидравлических экспериментах

После настройки управляемых параметров SC-INT на результатах экспериментов в изотермических режимах, анализу подверглись режимы с подводом мощности к пучку.

При неизменных управляемых параметрах (величина КГС, его распределение по подканалам, фактор «некруглости» (1.67)), для 164 режимов с подводом мощности и без кипения при околонулевой величине среднеарифметического отклонения экспериментальных данных от расчетных величина СКО составила $\bar{\sigma}_{DP} = 1,7 \%$. Сопоставление расчетных величин перепада давления с экспериментальными приведены на рисунке 2.17.

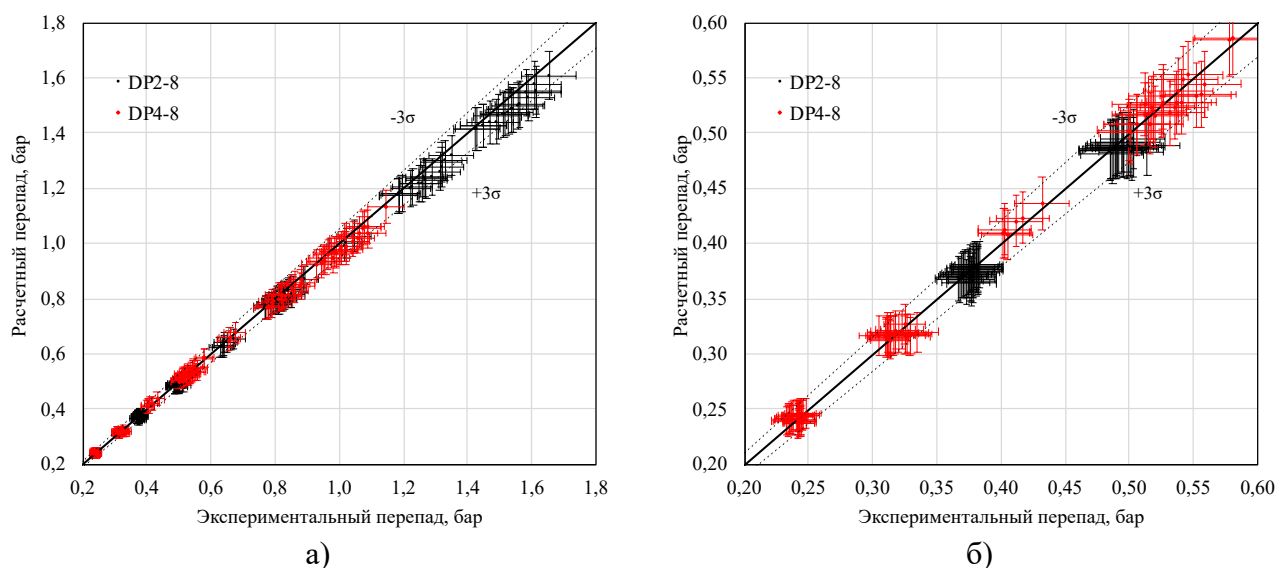


Рисунок 2.17 – Сравнение расчетного перепада давления на участках моделей ТВС-2006 с экспериментом для пучка KS-TVS2006-01 в экспериментах с различным числом ДР на зоне тепловыделения. а) Полная область, б) укрупненно область малых перепадов

Как уже было указано, модель с пучком KS-TVS2006-01 оснащалась фрагментами штатных ДР (Рисунок 2.7), в связи с этим, значение K_{turb} в (1.69) задавался равным единице. Величина β_2 задавалась равной -0,1, а величина коэффициента β_1 определялась из сопоставления расчета с экспериментальными данными по критерию наименьшей величины СКО. В результате, из анализа 195 режимов, величина β_1 была получена равной 0,013, а величина СКО $\bar{\sigma}_{Tch} = 3,3 \%$ при нулевом среднеарифметическом отклонении. Несколько большая величина β_1 может объясняться наличием в пучке значительной радиальной неравномерности энергоснабжения, что приводит к большему обмену между подканалами с большими подогревами.

Распределение среднеарифметических отклонений эксперимента от расчета, усредненных по всем режимам для подканалов модели KS-TVS2006-01, представлены на рисунке 2.18.

Анализ скоростей с применением уже описанного подхода показал удовлетворительное согласие расчета с экспериментом при неизменных прочих управляемых параметрах, что подтверждает как правильность выбранной методики их настройки, так и повторяемость экспериментальных данных.

Для 131 выбранного экспериментального состояния с неизотермическим режимом течения теплоносителя, получена нулевая среднеарифметическая погрешность описания расчетом эксперимента при СКО $\bar{\sigma}_{Uch} = 7,6 \%$ (Рисунок 2.19).

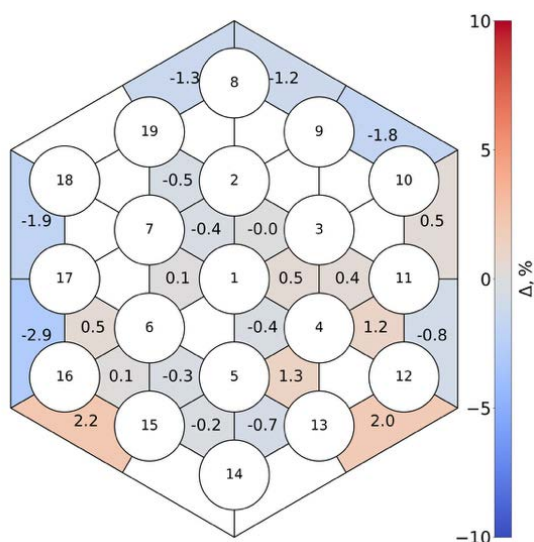


Рисунок 2.18 – Распределение по подканалам относительных отклонений (отнесенных к подогреву), экспериментальных значений температуры от расчетных, усредненных по всем режимам для пучка KS-TVS2006-01

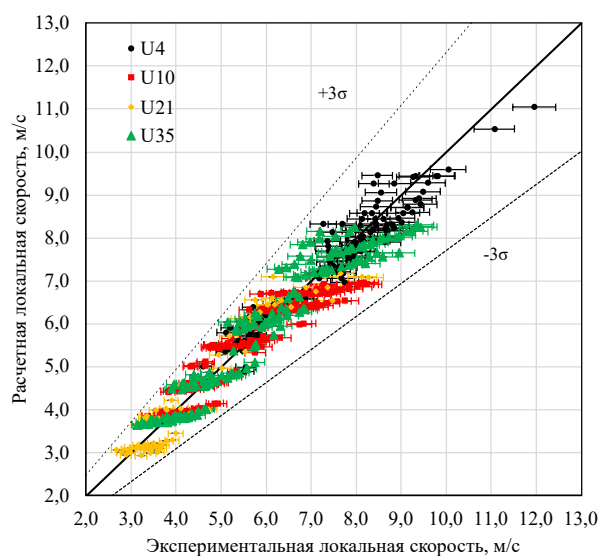


Рисунок 2.19 – Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей теплоносителя в подканалах №4 (U4), №10 (U10), №21 (U21) и №35 (U35) для модели TBC-2006 с пучком KS-TVS2006-01 в расширенных гидравлических экспериментах

2.3 Экспериментальные исследования КТП на моделях ТВС реакторов ВВЭР с равномерным аксиальным энерговыделением

На тех же двух моделях TBC-2006, на которых были выполнены исследования локальных параметров теплоносителя и перепада давления, также выполнялись исследования величины КТП в широком диапазоне режимных параметров:

- Давлении от 120 до 170 бар;

- Массовой скорости от 1500 до 5000 кг/(м²·с);
- Температуре теплоносителя на воде в экспериментальный канал от 200 до 320 °С;

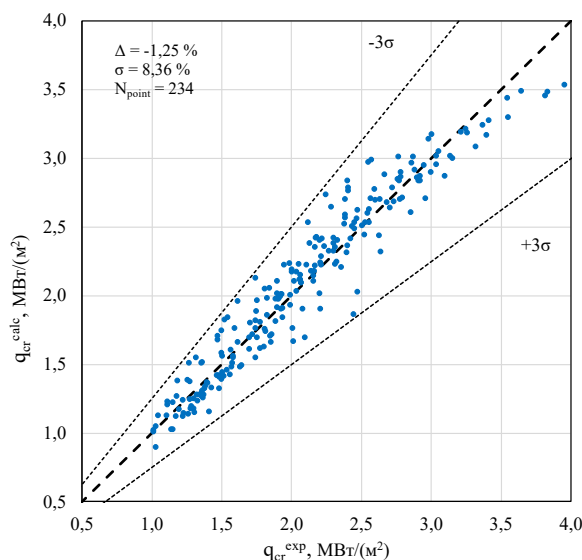
Фиксация кризиса теплоотдачи осуществлялась свободновставленными термопарными зондами. Зонды включают в себя термопары из кабеля КТМС с диаметром кабеля 1 мм и изолированным горячим спаем. В экспериментах использовались зонды двух типов, различающиеся координатами расположения горячих спаев термопар:

- Тип 1 – зонд, состоящий из одной термопары КТМС, горячий спай которой выведен в 10 мм ниже нижней кромки последней на зоне тепловыделения ДР;
- Тип 2 – зонд, состоящий из двух термопар, горячие спаи которых выведены в 10 мм ниже нижней кромки последней на зоне тепловыделения ДР и в 15 мм ниже верхней границы зоны тепловыделения;

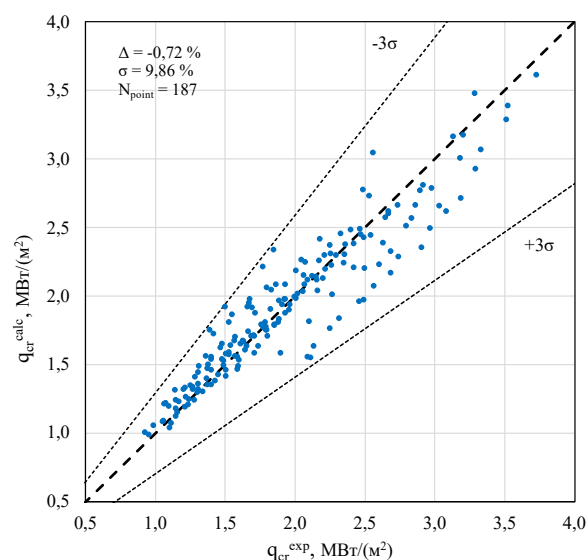
В результате экспериментов был получен значительный массив данных по величине КТП в кассетах шагом ДР 340 мм. Ценность данных заключается в том, что они получены на многостержневых моделях ТВС (с числом стержней 19 и более), что снижает влияние периферийных ячеек на возникновение кризиса теплоотдачи (чего не удастся достичь при проведении экспериментов с меньшим числом имитаторов).

Кроме того, длина зоны тепловыделения моделей в 1865 мм (половина высоты зоны энерговыделения в реальной ТВС), позволила получить режимы с достижением кризиса теплоотдачи при низкой и отрицательной относительной энтальпии в координате кризиса, что позволяет существенно расширить банк данных по КТП в этой области. Выполненное сопоставление расчета по формуле Безрукова с полученными экспериментальными данными (более 420 точек) показывает хорошее соответствие расчетной величины КТП с полученной в эксперименте (Рисунок 2.20).

Данное обстоятельство объясняется, в том числе, и предварительной настройкой для этих моделей замыкающих соотношений кода SC-INT на результатах измерения для них локальных параметров теплоносителя.



а)



б)

Рисунок 2.20 – Сравнение расчетной величины КТП по корреляции Безрукова с экспериментальной для пучка а) KS-TVS2006-00, б) KS-TVS2006-01

Предварительная настройка замыкающих соотношений, прежде всего турбулентного перемешивания (1.69), необходима для корректного определения подогревов в подканалах моделей и, следовательно, определения локальной относительной энтальпии (в будущем будет показано, что так же и других параметров двухфазного потока).

Зависимости величины КТП в исследованных моделях от локальной относительной энтальпии (в подканале, примыкающем к твэлу с наименьшей величиной запаса до кризиса) и средней на выходе, представлены на рисунках 2.21 и 2.22. Из сравнения графиков на рисунке 2.21 можно видеть, что для пучка с равномерным полем энерговыделения при правильном подборе размера под ключ, можно организовать равномерный подогрев в подканалах, что приведет к малому различию между локальной и средней на выходе относительной энтальпией. Среднюю относительную энтальпию, технически, можно определить по свойствам воды и водяного пара по величинам давления и среднесмешанной температуры на выходе (которая измеряется платиновым термометрами сопротивления). Таким образом, эта, чисто балансная, величина, может быть определена с высокой точностью. Таким путем поступил, например, Ю.А. Безруков [6, 80], когда выводил свою корреляцию (1.1).

Однако, при появлении радиальной неравномерности энерговыделения (что имеет место в активной зоне ядерного реактора), подогревы в соседних подканалах становятся существенно различными, что приводит к значительной разнице в величинах средней на выходе и локальной относительной энтальпии, что наглядно видно на рисунке 2.22. Таким образом, при наличии неравномерного подогрева в соседних подканалах, для корректного анализа величины КТП и сопоставления ее с определяющими параметрами двухфазного потока, необходим их корректный

расчет субаквальным кодом, для чего требуется его дополнительная настройка на основе данных по распределению локальных параметров теплоносителя, для подтверждения корректного описания характеристик конкретной модели ТВС.

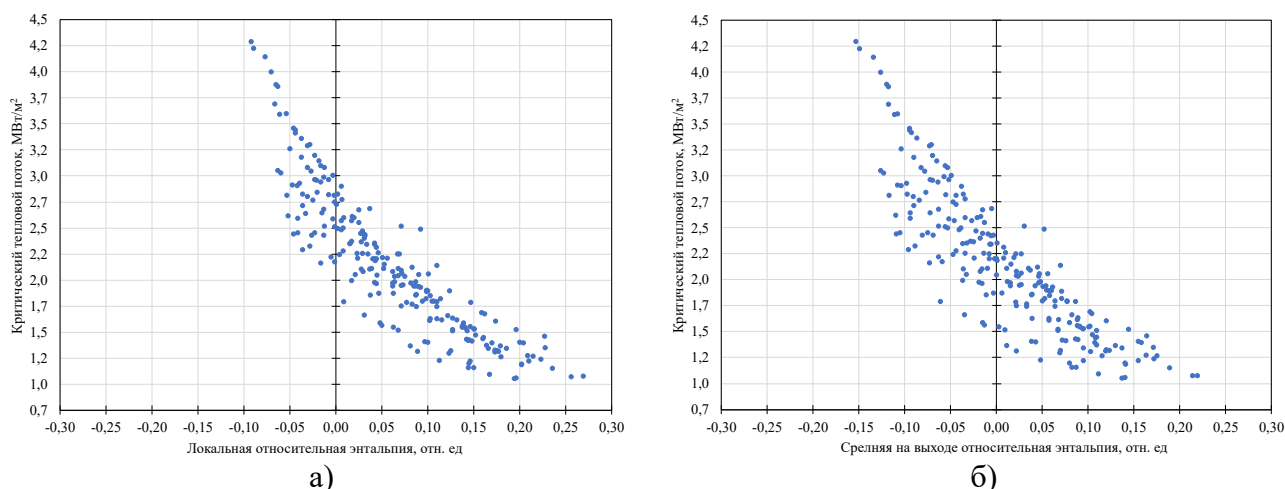


Рисунок 2.21 – Зависимость экспериментальной величины КТП от а) локальной и б) средней на выходе из пучка относительной энтальпии теплоносителя для модели с пучком KS-TVS2006-00

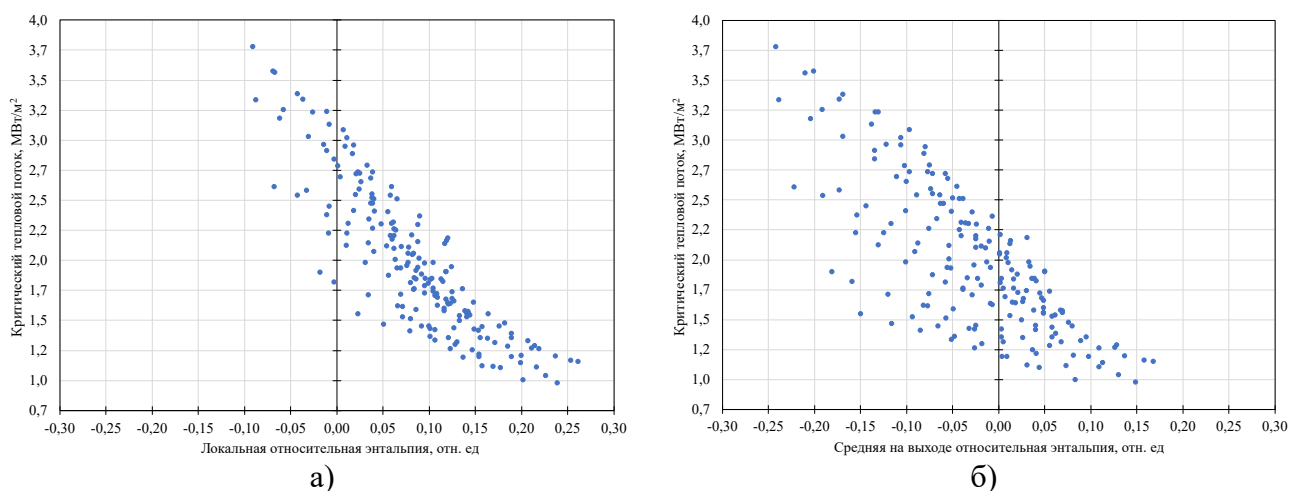


Рисунок 2.22 – Зависимость экспериментальной величины КТП от а) локальной и б) средней на выходе из пучка относительной энтальпии теплоносителя для модели с пучком KS-TVS2006-01

2.4 Выводы к Главе 2

1. На стенде КС в НИЦ «Курчатовский институт» с целью получения как данных по локальным параметрам теплоносителя, так и по КТП, были выполнены эксперименты на наборе моделей ТВС реакторов ВВЭР;
2. В экспериментах помимо КТП также производилось измерение локальных параметров теплоносителя – локальной скорости и температуры на выходе зоны тепловыделения моделей, а также перепада давления на выделенных участках моделей ТВС;

3. Для проведения экспериментов было разработано и собрано устройство, осуществляющее разведение и позиционирование датчиков, разработана процедура тарировки датчиков и первичной обработки экспериментальных данных;

4. Исследования были проведены в широком диапазоне режимных параметров – как в области нормальной эксплуатации РУ ВВЭР, так и в диапазонах параметров при нарушении нормальной эксплуатации и аварийных режимах;

5. На основе полученных экспериментальных данных была произведена настройка замыкающих соотношений для определения гидравлических характеристик исследованных моделей, а также массообменных процессов.

6. Из анализа перепадов давления были получены КГС ферментов ДР, а также настроены соотношения для коэффициента трения на гладкой части пучка; из анализа скоростей были скорректировано распределение местных КГС по подканалам, а также фактор неподобия канала круглой трубе; из анализа распределения температур были получены коэффициенты для корреляции поперечного турбулентного обмена

7. После выполнения указанной настройки был выполнен анализ величины КТП на исследованных моделях ТВС, его зависимости от средней и локальной относительной энтальпии;

8. Исследованные модели ТВС пополнят банк данных НИЦ «Курчатовский институт» по величине КТП и локальным параметрам теплоносителя.

3 Конструирование методики определения величины КТП на основе феноменологических моделей кризиса теплоотдачи. Адаптация и внедрение в субканальный код SC-INT

3.1 Конструирование методики определения КТП

3.1.1 Оценка работоспособности механистических моделей при определении КТП в пучках стержней

Для оценки работоспособности рассмотренных в главе 1 механистических моделей КТП, и выбора дальнейшей для модернизации, было выполнено их сравнение с «классическими корреляциями на репрезентативном наборе экспериментальных данных.

Механистические модели вместе с замыкающими соотношениями для параметров двухфазного потока были интегрированы в код SC-INT.

Сравнение выполнялось на характерном наборе, содержащем данные, полученные на многостержневых моделях реакторов ВВЭР и PWR. Данные на моделях ВВЭР взяты из базы данных по КТП НИЦ «Курчатовский институт». Рассматривалось четыре 37-стержневых модели сборки ТВС-2М с базовыми ДР, равномерным аксиальным профилем тепловыделения и различной величиной неравномерного радиального тепловыделения, а также одна 19-стержневая модель ТВС-2006, описанная выше. Указанные данные были получены на стенде КС [84]. Данные на моделях PWR были взяты из базы данных EPRI [17]. Рассматривались четыре 25-стержневых модели с простыми ДР (без дефлекторов потока, интенсифицирующих теплообмен. В расчетах, дополнительно к значениям КТП по каждой из исследуемых феноменологических моделей, определялись реперные величины КТП: по корреляции Безрукова (1.1) для ТВС реакторов ВВЭР и по корреляции Tong W-3 (1.6) для ТВС PWR.

Численные значения погрешностей определения величины КТП по исследуемым методикам представлены в таблице 3.1.

Результаты расчета оценивались по следующим метрикам:

– Величина отклонения экспериментального КТП от расчетной величины δ_i для i -го проанализированного режима:

$$\delta_i = \frac{q_{cr_i}^{exp} - q_{cr_i}^{calc}}{q_{cr_i}^{exp}} \quad (3.1)$$

– Среднее значение δ_i по всем проанализированным режимам:

$$\Delta = \frac{1}{n_{reg}} \sum_{i=1}^{n_{reg}} \delta_i \quad (3.2)$$

– Среднеквадратическое отклонение величины δ_i от ее среднего значения Δ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n_{reg} - 1} \left[\sum_{i=1}^{n_{reg}} (\delta_i - \Delta) \right]^2} \quad (3.3)$$

Таблица 3.1 – Погрешности определения величины КТП по механистическим моделям и «классическим» корреляциям

Категория	Δ и σ , %	Методики определения величины КТП					Количество точек
		Weisman	Lin&Lee	Захаров	Tong	Безруков	
Модели PWR	Δ	-4,5	19,6	8,8	7,9	-	91
	σ	15,6	15,9	19,2	17,4		
Модели ВВЭР	Δ	0,8	24,8	7,0	-	0,3	263
	σ	13,8	16,4	17,8		8,1	
По всем моделям	Δ	-0,5	23,5	7,4	-	-	351
	σ	14,5	16,4	18,1			

Из анализа таблицы 3.1 можно видеть, что все три феноменологические модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные, полученные как на моделях ТВС ВВЭР, так и PWR. Кроме того, они обеспечивают точность не значительно хуже, чем у специально созданных для данной геометрии и условий корреляций.

Сравнение расчетного значения КТП с экспериментальными данными для проанализированного набора данных представлены на рисунке 3.1 для каждой из групп данных (для ВВЭР и PWR), и рисунке 3.2 для всего массива.

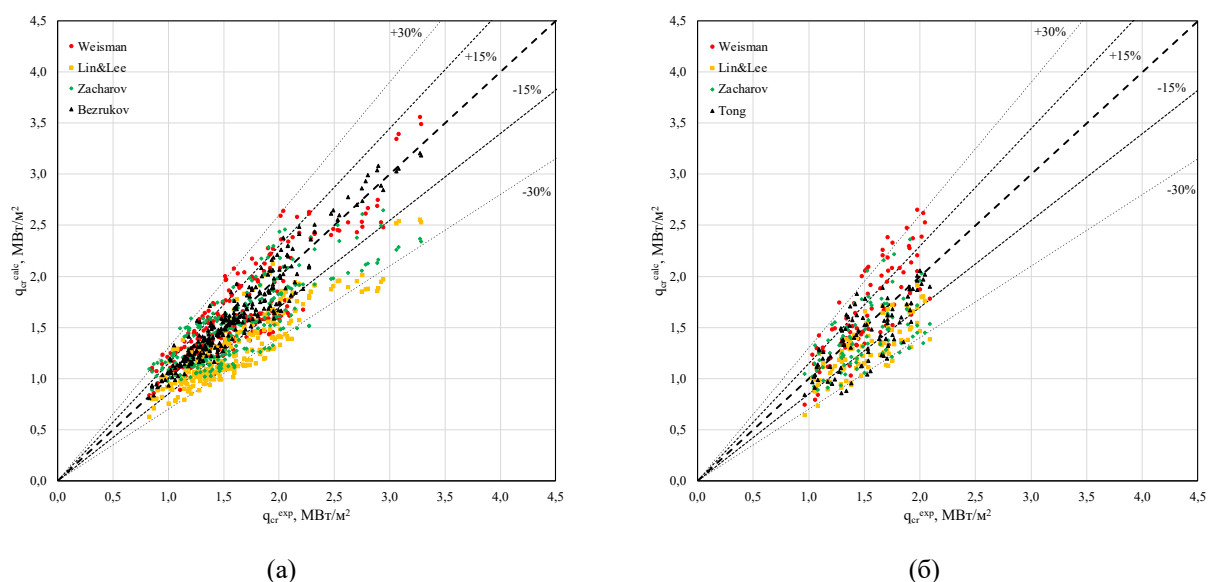


Рисунок 3.1 – Сравнение экспериментальной величины КТП с расчетом при использовании механистических моделей и (а) – корреляции Безрукова для моделей ТВС реакторов ВВЭР, (б) – корреляции Tong W-3 для моделей ТВС реакторов PWR

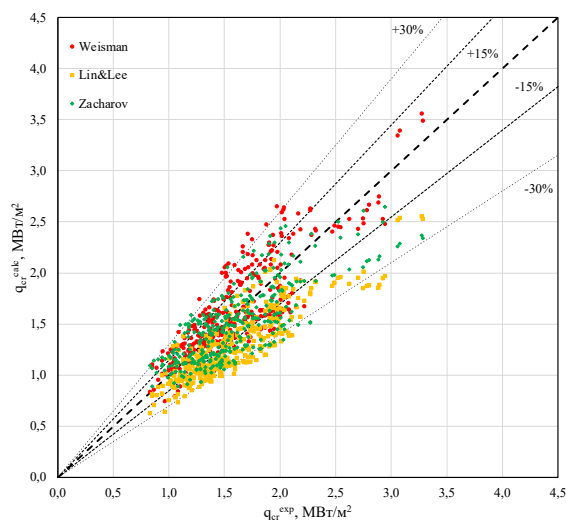


Рисунок 3.2 – Сравнение экспериментальной величины КТП с расчетной по механистическим моделям со всем массивом экспериментальных данных

В целом, для 351 экспериментального режима в диапазоне режимных параметров по давлению от 9,6 до 17,2 МПа, массовой скорости от 680 до 4680 кг/(м²·с) и относительной энтальпии на выходе из пучка от минус 0,18 до 0,19, получено удовлетворительное соответствие экспериментального КТП и расчетного по феноменологическим моделям.

Это доказывает принципиальную возможность применения феноменологических моделей кризиса типа DNB для потока теплоносителя в трубах для описания КТП в пучках стержней.

После обоснования работоспособности рассмотренных феноменологических моделей, для дальнейшего исследования была выбрана модель коалесценции пузырей (модель Weisman), рассмотренная в 1.2.4.1, как наиболее гибкая с точки зрения модернизации применительно к условиям в пучках стержней, а также адаптации к внедрению в SC-INT.

С целью определения границ работоспособности на большом массиве данных, оригинальная МКП без модификаций была применена к базе данных НИЦ «Курчатовский институт» по КТП и локальным параметрам в пучках стержней (которая будет описана в дальнейшем). Количество точек для пучков стержней с треугольной упаковкой цилиндрических твэлов и базовыми характеристиками (равномерное аксиальное поле тепловыделения, штатные ДР, без имитатора НК ПС СУЗ) насчитывает более 3400.

Применение МКП к указанным точкам показало удовлетворительное описание данных вплоть до значений объемного паросодержания $\varphi \cong 0,70 - 0,75$, тогда как у оригинальной модели для данных на трубах наблюдалось некорректное описание начиная с $\varphi > 0,60$, и особенно с $\varphi > 0,64$ [114]. На рисунке 3.3 представлена зависимость ошибки по определению КТП по МКП от объемного паросодержания, определённого по гомогенной модели, при отбрасывании точек с $\varphi > 0,75$.

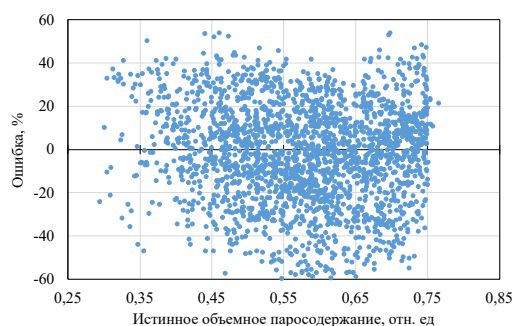


Рисунок 3.3 – Зависимость ошибки определения КТП по МКП от объемного паросодержания, определенного по гомогенной модели

Несмотря на удовлетворительное описание более 2200 точек ($\Delta = -2,1 \%$, $\sigma = 22,8 \%$), наблюдаются значительные параметрические тренды от массовой скорости и давления. Обращает на себя внимание характерный прогиб на зависимости ошибки массовой скорости, (рисунок Рисунок 3.4а)), который может свидетельствовать о некорректном описании моделью явления инверсии.

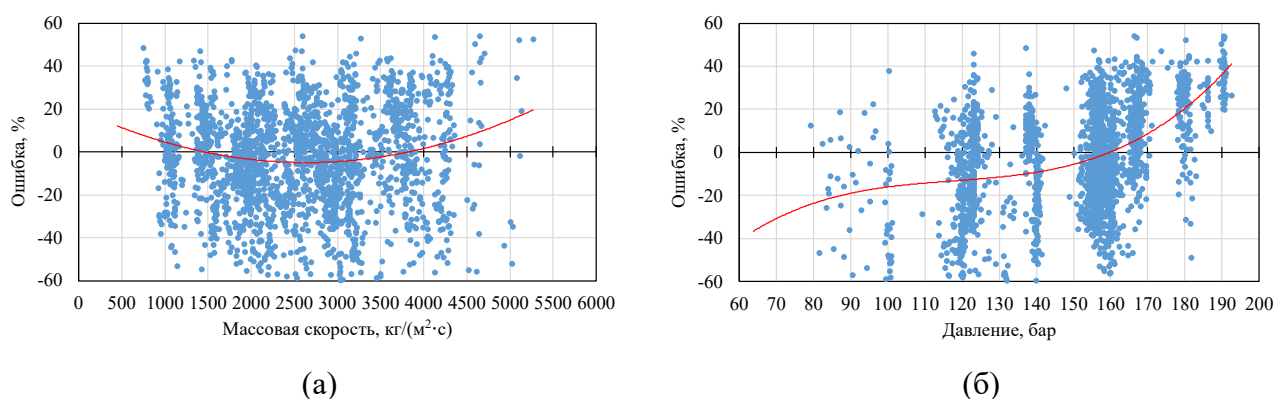


Рисунок 3.4 – Зависимости ошибки определения КТП по МКП от а) массовой скорости и б) давления, для набора точек с объемным паросодержанием $\varphi < 0,75$.

3.1.2 Доработка МКП, исследование влияния выбора модели паросодержания

Далее МКП подверглась доработке и оптимизации. В первую очередь, были изменены используемые для подготовки локальных параметров двухфазного потока модели паросодержания. В оригинальной методике использовалась гомогенная модель φ . Однако, в пучках стержней при низких массовых скоростях теплоносителя будет иметь место негомогенный характер течения – «проскальзывание» пара относительно жидкости, что может существенно скорректировать величину объемного паросодержания при высоких его значениях.

Были рассмотрены и внедрены в код SC-INT следующие модели объемного паросодержания:

– модель потока дрейфа Zuber&Findlay [198] в модификациях для величины потока дрейфа и коэффициента распределения Dix [199], Maier&Coddington [200] и Chexal – Lellouche [201];

– модель проскальзывания в модификации для коэффициента проскальзывания Cai [202].

Со всеми моделями объемного паросодержания использовалась модель массового паросодержания Levy [117], которая по своей записи аналогична модели Созиева [126].

Было получено, что наименьшее значение СКО ошибки по КТП достигается при использовании модели Zuber&Findlay [198] в модификации Dix [199]. Стоит заметить, что эта модель, во-первых, обладает малым числом эмпирических коэффициентов, а во-вторых, получена авторами при описании паросодержания в пучках стержней, что немаловажно при решении поставленной задачи.

Однако стоит отметить – несмотря на то, что в банке присутствуют модели, характерные для реакторов с водой под давлением (а именно – модели ТВС ВВЭР), заметная доля точек лежит в области высоких объемных паросодержаний. При расчете КТП по корреляции Безрукова для набора «стандартных» данных (более 3460 точек), количество точек с $\varphi > 0,75$ составляет 420, или 12 % от общего числа (при этом число точек с $\varphi > 0,70$ более 740, или более 20 %). В подавляющем большинстве, эти точки характеризуются давлениями от 60 до 120 бар и массовыми скоростями от 700 до 3000 кг/(м²·с). При таких режимных параметрах и величинах паросодержания, стоит ожидать смены режима течения с пузырькового или дисперсного на дисперсно-кольцевой, что повлечет за собой смену механизма кризиса теплоотдачи с DNB на DO, либо некоторой трансформации механизма возникновения кризиса типа DNB.

Выполненные расчетные исследования показали, что феноменологическая модель МПБ Mudawwar корректно описывает данные в диапазоне $\varphi \cong 0,72 - 0,85$. На основе этого сделано предположение о том, что при определенных режимных параметрах может иметь место два различающихся механизма кризиса типа DNB, которые сменяют друг друга (см. рисунок 3.5). Об этом говорят и авторы [203].

3.1.3 Конструирование методики определения КТП в широком диапазоне объемных паросодержаний

Действительно, модель МКП фокусируется на условиях, непосредственно предшествующих условию возникновения паровых бланкетов, накрывающих поверхность с кипящем на нем микрослоем жидкости. При этом модель МПБ рассматривает процесс потери устойчивости уже сформированных паровых бланкетов. Авторы работы [207], выполнявшие эксперименты по визуальному исследованию структуры потока жидкости перед достижением КТП отмечают, что «пузыри малого размера после слияния остаются у греющей поверхности и,

по наблюдениям авторов, не теряют связи с ней», тогда как паровые blankets «под действием сносимого потока скользят вдоль греющей стенки со скоростью, близкой к скорости потока». Таким образом, непосредственно перед возникновением КТП в потоке теплоносителя, могут иметь место обе структуры потока.

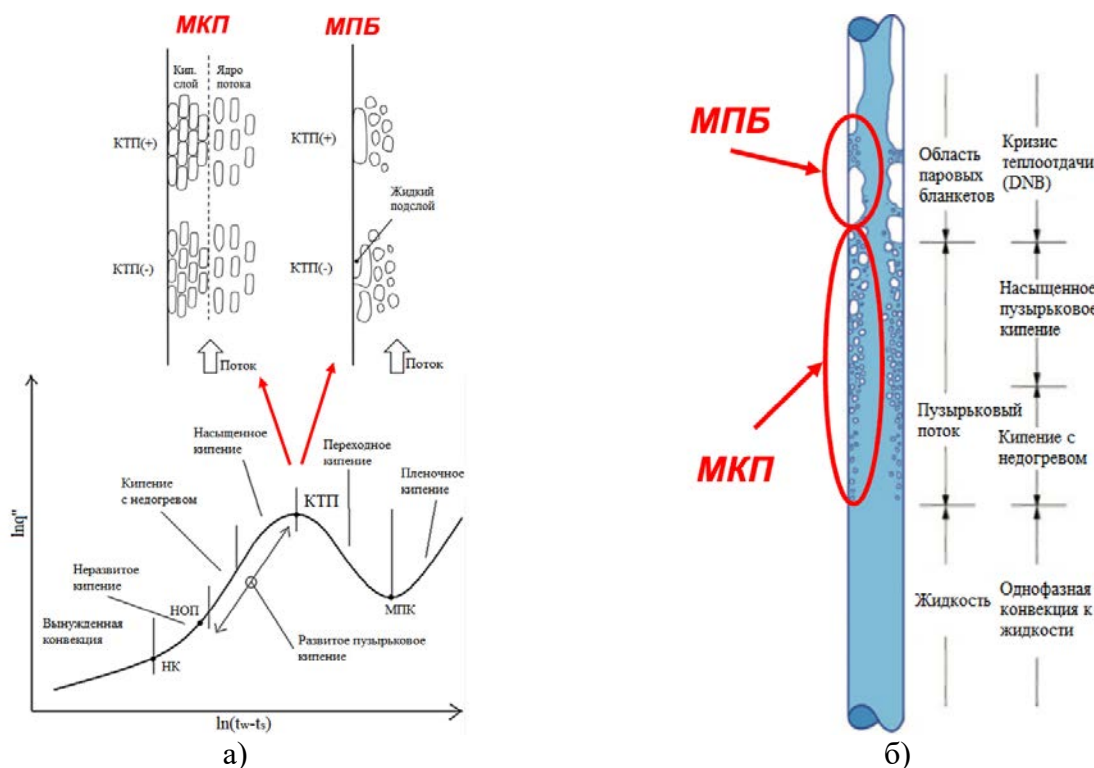


Рисунок 3.5 – Иллюстрация к модели смены механизмов DNB. а) положение различных механизмов на кривой кипения; б) области их существования в структуре двухфазного потока

Выполненный анализ, включающий в себя расчет банка данных по КТП НИЦ «Курчатовский институт» по МПБ во всем диапазоне режимных параметров показал, что МПБ сохраняет удовлетворительную работоспособность при $\varphi \cong 0,72 - 0,82$, тогда как МКП, как было показано выше, корректно описывает данные в пучках стержней вплоть до $\varphi \cong 0,70$. Однако обе рассмотренные модели не описывает точки с паросодержанием $\varphi > 0,82$.

Таким образом, для определения величины КТП вне зависимости от режима течения, для охвата как можно более широкого диапазона режимных параметров, предлагается комбинированная методика.

В ней, при достижении величины паросодержания $\varphi \cong 0,70$, модель DNB МКП переключается на МПБ, а затем при достижении $\varphi \cong 0,80$ переключаются на модель DO (рисунок 3.7). Примером реализации подобной методики может служить китайская работа [209].

В качестве модели DO рассматривались различные модели, как механистические [210], так и более простые полуэмпирические или эмпирические зависимости, как иностранные [24, 211 – 213], так и отечественные [214 – 216]).

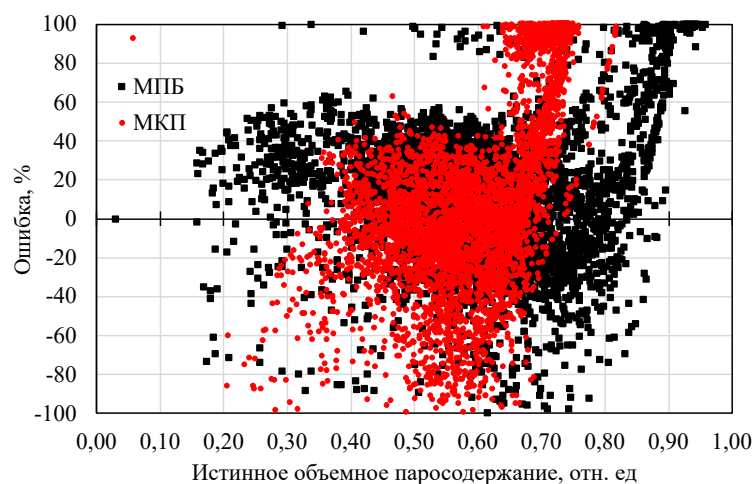


Рисунок 3.6 – Зависимости ошибки определения величины КТП от объемного паросодержания по МКП и МПБ. Истинное объемное паросодержание определено по модели потока дрейфа.

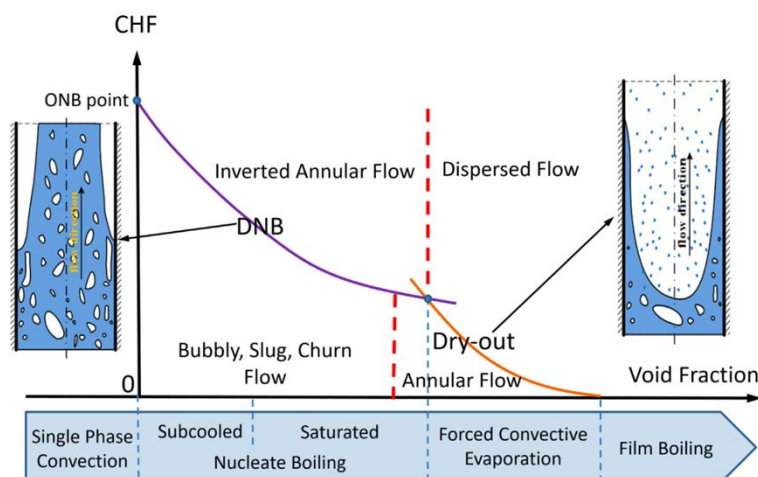


Рисунок 3.7 – Иллюстрация к смене механизма кризиса теплоотдачи с DNB на DO в зависимости от величины объемного паросодержания (иллюстрация из [208])

Однако, механистическая модель DO не рассматривалась по нескольким причинам. Первая причина – для механистической модели необходимо значительное количество собственных замыкающих соотношений, а детальное описание кризиса теплоотдачи типа DO не является основным предметом исследования данной работы; вторая и основная причина – для корректной работы механистической модели DO необходим иной вид расчетной сетки, нежели реализован в коде SC-INT. Так как механистическая модель DO оперирует с жидкой пленкой, то для таких методик используют т.н. «твэльно-центрированные» сетки [217], дабы не выполнять процедуру осреднения параметров жидкой пленки, текущей по твэлу, тогда как в коде SC-INT при решении «обычных» задач расчетов реакторов типа ВВЭР реализуется «теплоноситель-центрированная» (Рисунок 3.8). Вообще говоря, рамках кода SC-INT имеется возможность

задания любой геометрии и любых сеток. Однако в рамках одного расчета будет необходимо использовать оба подхода, причем с диагностированием кольцевого режима или по формальному признаку переключиться с сетки, используемой для расчета DNB на сетку для DO. Подобное «переключение» в рамках расчета одной геометрии выглядит нетривиально как минимум в вопросе передачи граничных условий между двумя видами сеток – например, появляется необходимость корректно задать начальный расход жидкой пленки по периметру твэла, который до этого был распределен по шести (для регулярной геометрии ВВЭР) подканалам.



Рисунок 3.8 – Схематические изображения а) твэл-центрированных и б) теплоноситель-центрированных расчетных сеток [217]

Полуэмпирические методики, при сопоставимой или даже несколько худшей точности описания КТП в сравнении с эмпирическими моделями, не обладают предсказательной способностью и преимуществами феноменологических моделей. В связи с этим, был сделан выбор в пользу эмпирической корреляции [212].

Для гладкости перехода от одной модели DNB к другой, выделяются области интерполяции в зависимости от величины объемного паросодержания. В результате анализа описания данных по КТП, была выбрана линейная интерполяция с расширенными диапазонами в сравнении с квадратичной и узкими диапазонами.

3.2 Описание модернизированных соотношений методики

3.2.1 Модернизация модели МКП

С целью устранения параметрических трендов, обнаруженных на этапе анализа, была выполнена модификация МКП. Для корректного описания зависимости КТП от локальных параметров, была введена модификация параметра a в комплексе, отвечающем за интенсивность двухфазной турбулентности (уравнение (1.35)).

Параметр a был представлен в следующем виде:

$$a = a_{base} \cdot G_{corr} \cdot P_{corr} \quad (3.4)$$

где G_{corr} и P_{corr} – коэффициенты коррекции параметра a_{base} для учета влияния массовой скорости и давления.

Оригинальная зависимость параметра a от массовой скорости была модернизирована с введением в зависимость характерного «прогиба» с целью учета инверсии (обратного влияния массовой скорости на величину КТП):

$$G_{corr} = \begin{cases} (G/G_{criter})^{b_1}, & G \leq G_{criter} \\ (G/G_{criter})^{b_2}, & G > G_{criter} \end{cases} \quad (3.5)$$

Для устранения параметрических трендов от давления была введена следующая зависимость:

$$P_{corr} = \begin{cases} C \cdot (p/P_{criter}^{low})^{b_3} & p \leq P_{criter}^{low} \\ (p/P_{criter}^{mid})^{b_4} & P_{criter}^{low} < p \leq P_{criter}^{mid} \\ (p/P_{criter})^{(b_5 + (p/P_{criter}^{mid})^{b_6})} & p > P_{criter}^{mid} \end{cases} \quad (3.6)$$

Критериальные параметры – массовая скорость G_{criter} и давления P_{criter}^{low} и P_{criter}^{mid} , а также коэффициенты b_1 и b_2 , b_3 – b_6 и C , определяются из сопоставления расчета с экспериментальными данными. Также, из сопоставления расчета с экспериментом определяются величины a_{base} и параметр k' в уравнении (1.35).

3.2.2 Модернизация модели МПБ

Модель МПБ была модернизирована в части эмпирического коэффициента C (1.52) в уравнении (1.51). Во-первых, были на основе сопоставления расчета с экспериментальными величинами КТП в пучках стержней из банка данных, были оптимизированы коэффициенты a_1 – a_4 для наилучшего сопоставления расчета с экспериментом, в частности, для устранения параметрического тренда от массовой скорости.

Для устранения параметрического тренда от давления и устранения значительного завышения методикой МПБ величины КТП при низких давлениях, была введена поправка в виде $(p/p_{cr})^n$, где p_{cr} – величина критического давления.

В результате, вырождение для коэффициента C (1.52) из оригинальной МПБ записывается в следующем виде:

$$C = a_1 Y_r^{a_2} Re^{(a_3 - \frac{a_4 \alpha}{1 - x_r})} \left(\frac{p}{p_{cr}} \right)^{n_1} \quad (3.7)$$

Где коэффициенты a_1 – a_4 и степень n_1 определяется из сопоставления с экспериментом.

3.2.3 Модернизация корреляции DO

Как уже было сказано выше, для определения величины КТП при кризисе типа DO в дисперсно-кольцевом режиме течения теплоносителя, применяется корреляция Zuber [24] для описания КТП при кипении в большом объеме, которая используется для определения величины КТП согласно картам режима течения кода Cobra-TF [147] по рекомендациям из [212]. В зависимость была добавлена степень для лучшего учета влияния объемного паросодержания на

КТП, показатель n_2 которой подбирается на основе сопоставления расчетных и экспериментальных данных. Кроме того, константа k также традиционно для гидродинамических моделей КТП определяется из сопоставления с экспериментом.

$$q_{cr} = k(1 - \varphi)^{n_2} h_{fg} \rho_g^{0.5} [g\sigma(\rho_f - \rho_g)]^{0.25} \quad (3.8)$$

3.3 Описание выбранных замыкающих соотношений параметров двухфазного потока

3.3.1 Истинное массовое паросодержание

На основе анализа различных моделей массового паросодержания, была выбрана модель Levy [117] (были рассмотрены также модели Lahey&Moody [118], Saha&Zuber [218] и Созиева [70]), как получившая наибольшее распространение в практике проведения теплофизических расчетов и, кроме того, являющейся базовой в оригинальных МКП и МПБ.

$$x_r = x - x_d \cdot \exp\left(\frac{x}{x_d} - 1\right) \quad (3.9)$$

Где x_d – массовое паросодержание в точке отрыва паровых пузырей от стенки:

$$x_d = -\frac{h_{ld} - h_f}{h_{fg}} \quad (3.10)$$

Где h_{ld} – энтальпия в точке начала отрыва паровых пузырей, определяемая следующим образом:

$$\begin{aligned} h_{ld} &= h_f - \left[C_{p1} \frac{q''}{H_{1\phi}} - \frac{q''}{g\left(\frac{f}{8}\right)^{1/2}} Pr y_b^+ \right], 0 \leq y_b^+ \leq 5.0 \\ h_{ld} &= h_f - \left[C_{p1} \frac{q''}{H_{1\phi}} - 5.0 \frac{q''}{g\left(\frac{f}{8}\right)^{1/2}} \left\{ Pr + \ln \left[1.0 + Pr \left(\frac{y_b^+}{5.0} - 1.0 \right) \right] \right\} \right], 5.0 \leq y_b^+ \leq 30.0 \\ h_{ld} &= h_f - \left[C_{p1} \frac{q''}{H_{1\phi}} - 5.0 \frac{q''}{g\left(\frac{f}{8}\right)^{1/2}} \left\{ Pr + \ln(1.0 + 5.0 Pr) + 0.5 \ln \left(\frac{y_b^+}{30.0} \right) \right\} \right], 30.0 \geq y_b^+ \end{aligned} \quad (3.11)$$

где безразмерное расстояние от стенки y_b^+ определяется следующим образом:

$$y_b^+ = 0.10 \frac{(\sigma D_h \rho_f)^{1/2}}{\mu_f} \quad (3.12)$$

где Δ – гидравлически эквивалентная равномерно-зернистая шероховатость (определенная при анализе экспериментальных данных для моделей ТВС из результата измерений данного параметра).

Коэффициент теплоотдачи к однофазному теплоносителю $H_{1\phi}$ определяется по формуле Dittus-Boelter [158] (1.77)

Коэффициент трения f используется из оригинальной модели:

$$f = 0.0055 \left\{ 1 + \left[20000 \left(\frac{\Delta}{D_h} \right) + \frac{10^6}{Re} \right]^{1/3} \right\} \quad (3.13)$$

3.3.2 Истинное объёмное паросодержание

Из сопоставления расчетных величин КТП с экспериментальными данными, для определения объемного паросодержания была выбрана негомогенная модель потока дрейфа Zuber&Findlay [198] в модификациях для величины потока дрейфа и коэффициента распределения Dix [199] (были рассмотрены также модели-модификации потока дрейфа Chexal–Lellouche (1992) [201], Maier and Coddington (1997) [200]).

По модели потока дрейфа Zuber&Findlay, объемное паросодержание определяется как:

$$\varphi = \frac{1}{C_0 \left[x_r + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1 - x_r) \right] + \frac{\rho_g v_{gi}}{G}} \quad (3.14)$$

где коэффициент распределения C_0 и скорость дрейфа v_{gi} определяются следующим образом:

$$C_0 = \beta \left[1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right] \quad (3.15)$$

где β – истинное расходное паросодержание:

$$\beta = \frac{x_r}{\left[x_r + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1 - x_r) \right]} \quad (3.16)$$

Параметр b , определяющий влияние плотности пара на коэффициент распределения, определя следующим образом:

$$b = \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0.1} \quad (3.17)$$

Скорость дрейфа v_{gi} определяется по следующему выражению:

$$v_{gi} = 2.9 \left(\frac{(\rho_f - \rho_g)}{\rho_f^2} \right)^{1/4} \quad (3.18)$$

Данная модель паросодержания была выбрана по следующим соображениям (помимо наилучшего СКО описания КТП).

Использование такой модели в сравнении с моделями проскальзывания позволяет внедрить такую важную функцию, как учет профиля паросодержания в субканальный код, так как последний оперирует средними по элементарному объему величинами.

Параметр распределения C_0 , присутствующий в ней, характеризует форму профиля паросодержания по сечению канала (рисунок 3.9а)). Данная характеристика двухфазного потока, как было показано в Главе 1, является определяющей для типа кризиса теплоотдачи (рисунок 3.9 б) и в)).

При обычных условиях при восходящем движении $C_0 \geq 1,0$, так как пузыри пара стремятся отойти от стенки в ядро потока вследствие действия архимедовой силы. Однако существуют случаи, когда $C_0 < 1,0$. Первый случай – это сильная турбулентность у стенки, когда высокий градиент скорости у стенки создает вихревые структуры, которые «прижимают» пузыри пара к теплоотдающей поверхности. В таком случае в зоне турбулентного пограничного слоя пузыри пара захватываются нисходящими потоками жидкости (что обсуждается, например, в модели Захарова (раздел 1.2.4.3) при выводе соотношения для частоты обновления кипящего пристенного слоя).

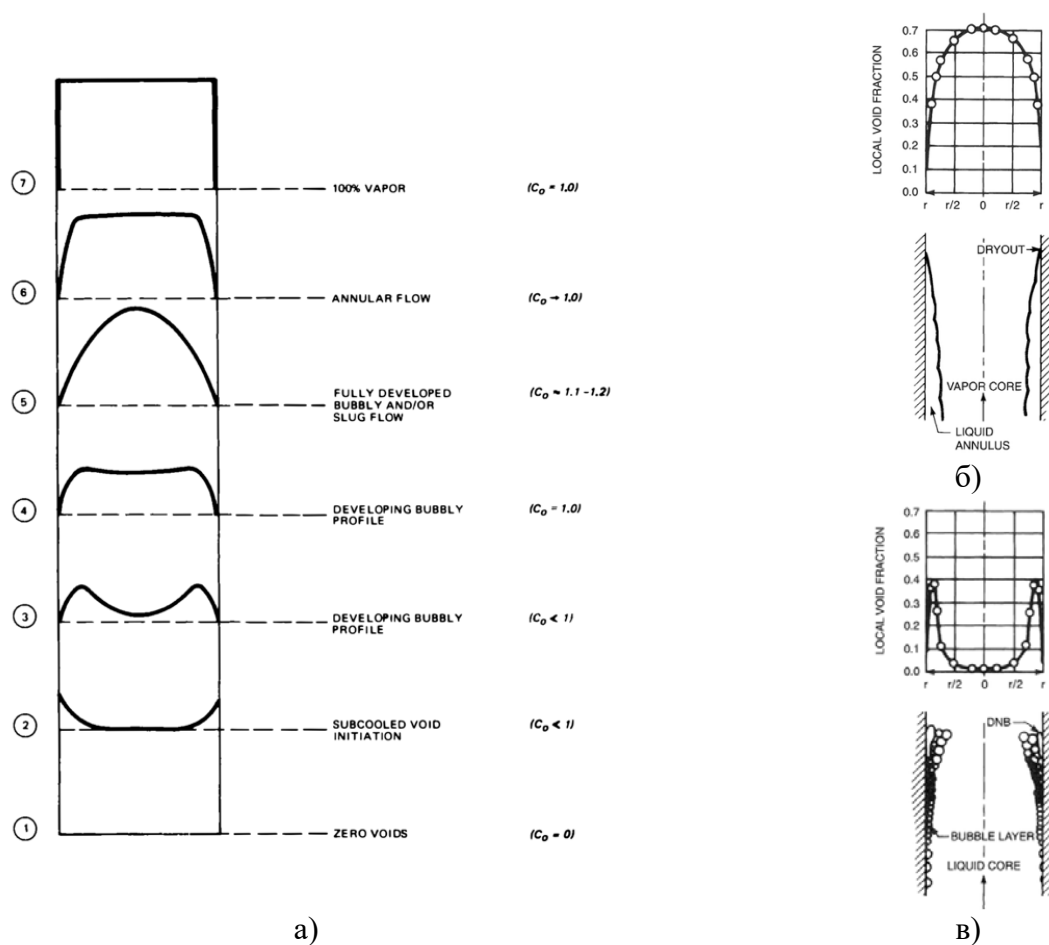


Рисунок 3.9 – Схематические изображения а) связи величины коэффициента распределения C_0 и профиля паросодержания [118]; и связи формы профиля паросодержания с типами кризиса теплоотдачи [219]: б) dryout и в) DNB

В экспериментах Hibiki [204] при $Re_l > 2 \cdot 10^5$ наблюдались значения $C_0 = 0,85 - 0,95$. Кроме того, имеет место влияние профиля скорости. При развитом турбулентном течении уплощенный профиль скорости в ядре потока сочетается с резким падением скорости у стенки, что способствует накоплению пара в пристенной области. Второй случай – это кипение в условиях сильного недогрева ядра потока до температуры насыщения. В этом случае, как уже было сказано в Главе 1, образующиеся пузыри пара конденсируются при выходе в ядро потока. В работе авторов [205] при исследовании кипения фреона R-113 при недогреве 25 К достигалось

значение $C_0 = 0.85$. Однако, с ростом давления и при стремлении $\rho_g/\rho_l \rightarrow 1$ параметр $C_0 \rightarrow 1$ при прочих равных условиях [201].

Стоит заметить, что выбранная модель потока дрейфа Dix [199], во-первых, обладает малым числом эмпирических коэффициентов, а во-вторых, получена авторами при описании паросодержания в пучках стержней, что немаловажно при решении поставленной задачи. При анализе этой и других моделей (в том числе и представленных в настоящей работе) и сопоставлении ее с набором экспериментальных данных по паросодержанию в пучках стержней, авторы работы [206] определили, что при использовании модели Dix достигается один из лучших результатов по описанию данных.

Применение подобных методик расчета объемного паросодержания, как уже было сказано, позволяет относительно малыми модификациями устранить главный недостаток субканального кода – усреднение параметров потока по поперечному сечению элементарного объема.

3.3.3 Вязкость и плотность двухфазного потока

Вязкость и плотность двухфазного потока являются важнейшими характеристиками, от которых напрямую зависит результат счета по соотношениям выбранных моделей DNB.

Динамическая вязкость двухфазной смеси для МКП рассчитывается по соотношению Choe [220], которое рекомендуется к использованию в оригинальной методике [15]:

$$\mu_{avg} = \mu_l \exp \left[\frac{2.55 \cdot \varphi}{1 - \frac{39}{64} \varphi} \right] \quad (3.19)$$

где μ_l – динамическая вязкость жидкости, определяемая кодом SC-INT.

Плотность двухфазной смеси для МКП определяется через массовое паросодержание x_r из следующего выражения:

$$\rho_{avg} = \frac{\rho_g}{\frac{\rho_g}{\rho_l}(1 - x_r) + x_r} \quad (3.20)$$

Динамическая вязкость двухфазной смеси для МПБ рассчитывается по соотношению [221], которое рекомендуется к использованию в оригинальной методике [140]:

$$\mu_{avg} = \rho_{avg} \left[x_r \left(\frac{\mu_g}{\rho_g} \right) + (1 - x_r) \left(\frac{\mu_f}{\rho_f} \right) \right] \quad (3.21)$$

Плотность двухфазной смеси для МКП определяется из следующего выражения:

$$\rho_{avg} = \rho_f(1 - \varphi) + \rho_g \quad (3.22)$$

3.3.4 Отрывной диаметр пузырей

Отрывной диаметр паровых пузырей является ключевым параметром в феноменологических моделях DNB, так как определяет микроструктуру кипящего подслоя.

Для модели МКП используется отрывной диаметр пузырей Levy [117], причем в модификации для низких массовых скоростей:

$$D_b = \left[C_1 \left(\frac{\sigma D_h}{\tau_w^{2ph}} \right)^{1/2} \right] \times \left[1.0 + C_2 g \left(\frac{\rho_f - \rho_g}{\tau_w^{2ph}} \right) D_h \right]^{1/2} \quad (3.23)$$

где $C_1 = 0,01$ как в оригинальной модели Levy, а коэффициент C_2 в настоящей работе определяется из сопоставления с экспериментальными данными.

Относительно оригинальной модели отрывного диаметра, была выполнена модификация коэффициента трения, записываемого в виде:

$$\tau_w^{2ph} = 0.046 Re_{2ph}^{-0.25} \quad (3.24)$$

Используется формула для коэффициента трения при турбулентном течении McAdams [222] с учетом свойств двухфазного потока через число Re_{2ph} , которое определяется следующим образом:

$$Re_{2ph} = \frac{GD_h}{\mu_{avg}} \quad (3.25)$$

Для модели МПБ используется отрывной диаметр пузырей Cole and Rohsenow [120], рекомендуемый авторами [16]:

$$D_b = 1.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_f C_p T_{sat}}{\rho_g h_{fg}} \right)^{1.25} \quad (3.26)$$

3.4 Адаптация предложенной модели, алгоритм расчета и внедрение в код программы SC-INT

3.4.1 Процедура адаптации методики КТП для внедрения в SC-INT

Благодаря модульной структуре кода SC-INT [223] и его реализации на стандарте Fortran 2008, внедрение моделей КТП и замыкающих соотношений было максимально упрощено, как и последующая процедура тестирования.

Модели КТП были внедрены в расчетный модуль `chf_mod` в качестве самостоятельных подпрограмм, которые затем сводятся в единую управляющую функцию, которая осуществляет переключение моделей КТП в зависимости от величины объемного паросодержания.

Адаптация замыкающих соотношений заключалась в переводе некоторых из расчетных величин на значения, определяемых кодом в процессе решения СЛАУ и работы его модулей.

Модели объемного паросодержания были внедрены в модуль `phi_mod`, а массового паросодержания – в `x_mod`. Специально был сделан модуль для определения параметров двухфазного потока в области начала отрыва паровых пузырей `x_nvq_mod`, в который внедрены соответствующие модели. Была прописана процедура инициализации запуска модуля в вызывающих функциях решателя основной СЛАУ.

При внедрении моделей паросодержания, проводилось постоянное тестирование на предмет совпадения с реперными значениями, а также экспериментальными данными в «трубе Бартоломея» [224], что подтверждало корректность внедренных методик.

3.4.2 Алгоритм расчета

Алгоритм расчета построен следующим образом:

На первой стадии расчета для каждого элементарного объема определяются основные параметры потока теплоносителя:

- массовая скорость $G = \frac{m}{A}$, кг/(м²·с);
- скрытая теплота парообразования $h_{fg} = h_g - h_f$, кДж/кг;
- относительная энтальпия $x = \frac{h_l - h_f}{h_{fg}}$, кДж/кг, где h_l – энтальпия жидкости,

определяемая на основе решения системы уравнений SC-INT;

- локальная величина теплового потока $q_{loc} = \frac{q_l}{P_h}$, кВт/м²;

На второй стадии определяются параметры двухфазного потока:

- величина массового паросодержания по методике Levy [117]:

- определяется энтальпия начала отрыва паровых пузырей h_{ld} по (3.11);

- рассчитывается массовое паросодержание в сечении начала отрыва паровых пузырей x_d по (3.10);

- рассчитывается массовое паросодержание x_r по (3.9);

- величина объемного паросодержания по методике Zuber&Findlay [198]:

- определяются параметр распределения C_0 и поток дрейфа v_{gi} по методике Dix [199]:

- рассчитывается параметр распределения C_0 по (3.15) по значениям предварительно определенного коэффициента b (3.17) и истинного расходного паросодержания β (3.16);

- определяется величина скорости дрейфа v_{gi} по (3.18)

- с использованием полученных величин, а также величины x_r и плотности жидкости ρ_f и газа ρ_g (определяемые SC-INT), рассчитывается величина объемного паросодержания φ по (3.14).

- плотность двухфазного потока ρ_{avg} :
 - для МКП по (3.20);
 - для МПБ по (3.22).
- динамическая вязкость двухфазного потока μ_{avg} :
 - для МКП по (3.19);
 - для МПБ по (3.21).
- число Рейнольдса для двухфазного потока Re_{2ph} по (3.25).

Далее алгоритм расчета представляет собой выбор модели КТП в зависимости от заданной величины φ_{bound} – граничного объемного паросодержания, при котором происходит переключение моделей КТП.

В случае использования МКП

- рассчитывается отрывной диаметр пузырей D_p по (3.23) с использованием рассчитанного по (3.24) коэффициента трения в турбулентном двухфазном потоке τ_w^{2ph} ;
- рассчитываются параметры пристенной области и ядра потока по методике МКП:
 - толщина пристенного пузырькового слоя:

$$s = 5.5D_p \quad (3.27)$$

- плотность и массовое паросодержание в пузырьковом слое в предположении, что $\varphi_2 = 0,82$:

$$\rho_2 = (1 - \varphi_2)\rho_f + \varphi_2\rho_g \quad (3.28)$$

$$x_2 = \frac{\varphi_2 \times \rho_g}{\rho_2} \quad (3.29)$$

- плотность, объемное и массовое паросодержание в ядре потока:
 - определяется параметр i_b :
 - рассчитывается параметр a по (3.4) с помощью G_{corr} (3.5) и P_{corr} (3.6)
 - рассчитывается параметр i_b по (1.35) с использованием D_p , Re_{2ph} и a ;
 - определяется параметр ψ :
- определяется скорость пара, отходящего от стенки:

$$v_{l1} = \frac{q_b}{\rho_g h_{fg}} \quad (3.30)$$

где тепловой поток, затрачиваемый на испарение, определяется как:

$$\begin{cases} q_b = q_{loc} \left[1.0 - \frac{h_f - h_l}{h_f - h_{ld}} \right], h_l \geq h_{ld} \\ q_b = 0, h_l < 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

- определяется СКО флуктуаций скорости:

$$\sigma_{v'} = i_b \left[\frac{G}{\rho_l} + \left(\frac{G}{\rho_g} - \frac{G}{\rho_l} \right) x_r \right] \quad (3.32)$$

о определяется параметр ψ :

$$\psi = \left\{ \frac{1}{(\sqrt{2\pi})} \exp - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{v_{l1}}{\sigma_{v'}} \right)^2 \right] - - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{l1}}{\sigma_{v'}} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_{l1}}{\sigma_{v'}} \right) \right\} \quad (3.33)$$

– определяется величина КТП:

о определяется поперечный поток массы G' :

$$G' = G i_b \psi \quad (3.34)$$

о определяется величина КТП:

$$q_{cr}^{BCM} = (x_2 - x_1) h_{fg} G' \left(\frac{h_l - h_{ld}}{h_f - h_{ld}} \right) \quad (3.35)$$

В случае использования МПБ

– расчет отрывного диаметра пузыря по D_b по (3.26);

расчет скорости жидкости U_L (1.48):

о определение касательного напряжения τ_w (1.47) с использованием Re_{2ph} , рассчитанного через μ_{avg} (3.21);

о определение скорости трения U_t (1.46) с использованием ρ_{avg} (3.22);

о расчет U_L с использованием U_t и μ_{avg} .

– априорная оценка величины δ_m ;

– расчет скоростей U_{bL} и U_b :

о расчет U_{bL} по (1.49) с использованием D_b , U_t , ρ_{avg} и μ_{avg} , а также предварительного δ_m ;

о расчет U_b по (1.42) с использованием комплексов $S_1 - S_3$ (1.43) – (1.45);

– определение L_m по (1.39) и G_m по (1.40) с использованием U_b ;

– определение величины КТП:

$$q_{cr}^{LSD} = \frac{G_m \delta_m [h_{fg} + (h_L - h_m)]}{L_m} \quad (3.36)$$

– расчет параметра F_I , отвечающего за передачу импульса от пара паровому бланкету:

$$F_I = \frac{q_{cr}^2 D_b L_m}{\rho_g h_{fg}^2} \quad (3.37)$$

– расчет параметра ΔU :

о расчет градиента скорости жидкости по формуле:

$$\frac{\partial U_L}{\partial y} = \frac{5U_t \left(\frac{1}{\delta_m} + \frac{1}{\delta_m + D_b} \right)}{2} \quad (3.38)$$

О определение значения коэффициента C по (3.7) с учетом параметра Y_r (1.53) и применением оптимизированных коэффициентов a_1 , a_2 , a_3 и a_4 , а также поправки на влияние давления;

О расчет параметра ΔU по формуле:

$$\Delta U = U_b - U_{bL} = \frac{F_I}{C \rho_f \left(\frac{\partial U_L}{\partial y} \right) \left(\frac{\pi D_b^2}{4} L_m \right)} \quad (3.39)$$

– пересчет скорости U_{bL} с учетом найденной величины ΔU :

$$U_{bL} = U_b - \Delta U \quad (3.40)$$

Если величина $U_{bL} < 0$, то предварительно заданное значение δ_m необходимо уменьшить, в противном случае новое значение δ_m уточняется следующим образом:

$$\delta_m = \frac{\mu_{2\phi}}{\rho_{2\phi} U_t} \exp \left[\frac{\frac{U_{bL}}{U_t} + 3.05}{5} \right] - \frac{D_b}{2} \quad (3.41)$$

После чего происходит возврат к итерациям, пока не будет достигнуто совпадение величин δ_m на данной и предыдущей итерации с точностью не менее заданной величины.

В случае использования модели DO

– определяется величина q_{cr}^{DO} по (3.8) с учетом оптимизированной константы k и показателя степени n .

Алгоритм переключения (выбора) моделей КТП

Водится два значения φ_{bound} :

– $\varphi_{intrmid}$ – паросодержание, по которое включительно работает модернезированная МКП;

– φ_{high} – паросодержание, по которое включительно работает оптимизированная МПБ.

Для более гладкого перехода между моделями КТП, применяется линейная интерполяция. Интерполяция работает в выделенных интервалах $d\varphi$ до и после значения φ_{bound} образуя границы $\varphi_{intermid}^{bound-}$ и $\varphi_{intermid}^{bound+}$, φ_{high}^{bound-} .

Таким образом, финальный алгоритм выглядит следующим образом:

Если $\varphi < \varphi_{intermid}^{bound-}$, то КТП определяется по (3.35):

$$q_{cr} = q_{cr}^{BCM} \quad (3.42)$$

Если $\varphi_{intermid}^{bound-} < \varphi < \varphi_{intermid}^{bound+}$, то КТП определяется по (3.35), (3.36), и коэффициенту интерполяции:

$$q_{cr} = (1.0 - t_{LSD}^{BCM})q_{cr}^{BCM} + t_{LSD}^{BCM}q_{cr}^{LSD} \quad (3.43)$$

Где t_{LSD}^{BCM} определяется следующим образом:

$$t_{LSD}^{BCM} = \frac{\varphi - \varphi_{intermid}^{bound-}}{\varphi_{intermid}^{bound+} - \varphi_{intermid}^{bound-}} \quad (3.44)$$

Если $\varphi_{intermid}^{bound+} < \varphi < \varphi_{high}^{bound-}$ то КТП определяется по (3.36):

$$q_{cr} = q_{cr}^{LSD} \quad (3.45)$$

Если $\varphi_{high}^{bound-} < \varphi < \varphi_{high}$, то КТП определяется по (3.36), (3.8) и коэффициенту интерполяции:

$$q_{cr} = (1.0 - t_{LSD}^{DO})q_{cr}^{LSD} + t_{LSD}^{DO}q_{cr}^{DO} \quad (3.46)$$

Где t_{LSD}^{DO} определяется следующим образом:

$$t_{LSD}^{DO} = \frac{\varphi - \varphi_{high}^{bound-}}{\varphi_{high} - \varphi_{high}^{bound-}} \quad (3.47)$$

Если $\varphi > \varphi_{high}$, то КТП определяется по (3.8):

$$q_{cr} = q_{cr}^{DO} \quad (3.48)$$

Конец расчета.

Блок-схема расчета представлена на рисунке 3.10.

Для экономии места, в блок схеме не учтено, что всякий раз, когда вызывается расчет КТП по модели МПБ, он происходит итерационно, тогда как определение КТП по модели МКП и DO происходит сразу без привлечения итераций.

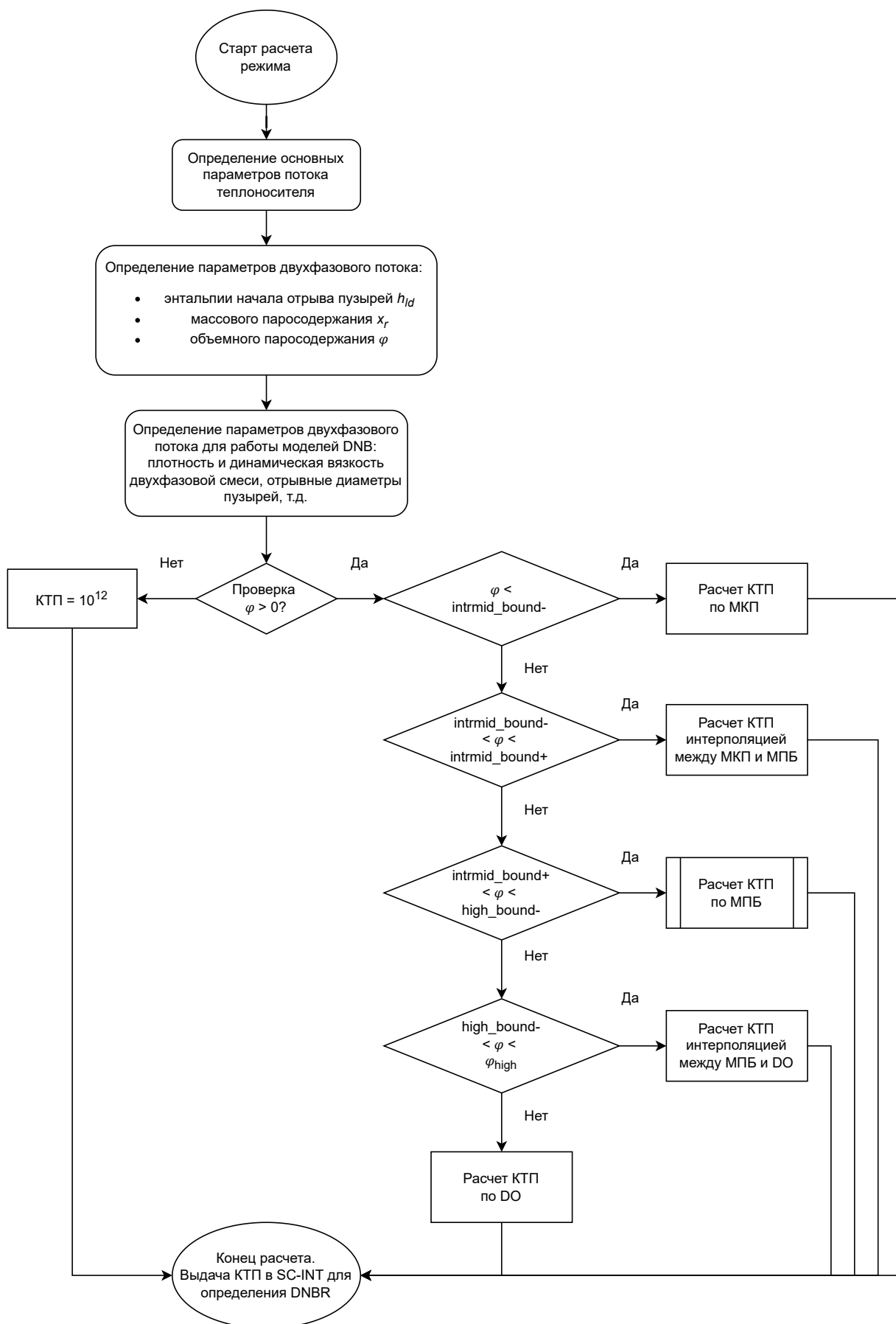


Рисунок 3.10 – Блок схема расчета определения величины КТП по предложенной методике

3.5 Выводы к Главе 3

1. Описанные в Главе 1 механистические модели DNB вместе со своими замыкающими соотношениями были внедрены в субканальный код SC-INT;
2. На ограниченном но репрезентативном наборе экспериментальных данных по КТП в моделях ТВС водоохлаждаемых реакторов (как ВВЭР, так и PWR), была выполнена оценка их работоспособности. Выполнялась как корректность описания данных, так и сравнение результатов с величинами, полученными по «заточенным» корреляциям – корреляции Безрукова и W-3 Tong. Было показано, что рассмотренные механистические модели, созданные их авторами для описания КТП при течении кипящей жидкости в трубах, корректно описывают КТП в пучках стержней, причем вне зависимости от упаковки твэл;
3. Выполненный дальнейший анализ моделей МКП на широкой выборке данных по КТП в пучках ВВЭР (более 2500 точек) показал удовлетворительную описательную способность в сравнении с корреляцией Безрукова, однако имеет место наличие а) параметрических трендов и б) ограничение применимости модели по объемному паросодержанию величиной $\varphi < 0,75$;
4. Выполненный анализ МБП показал, что она сохраняет свою работоспособность до величины паросодержания $\varphi < 0,80$;
5. Для устранения параметрических трендов и корректного описания явления инверсии, была предложена модернизация МКП, направленная на корректировку коэффициента α , отвечающего за влияние турбулентности в двухфазной области на коэффициент интенсивности поперечных турбулентных пульсаций i_b ;
6. Был выполнен анализ методик расчетного определения таких ключевых параметров двухфазного потока, как массовое и объемное паросодержание. Для объемного паросодержания была выбрана модель потока дрейфа, учитывающая форму профиля объемного паросодержания в зависимости от режимных параметров, которая является определяющей при определении типа возникающего кризиса теплоотдачи;
7. Была предложена методика определения КТП в широком диапазоне режимных параметров, прежде всего – объемного паросодержания, основанная на механистических моделях DNB и корреляции для описания DO.
8. Был описан алгоритм предложенной методики. Методика вместе с замыкающими соотношениями и моделями паросодержания внедрена в субканальный код SC-INT. Для расчета характеристик двухфазного потока в координате начала отрыва паровых пузырей был создан отдельный модуль программы SC-INT. Выполнено тестирование модулей кода.

4 Валидация предложенной методики определения КТП в составе кода SC-INT на банке данных по КТП

4.1 Создание валидационной базы – банка данных по локальным параметрам теплоносителя в координате возникновения КТП

Для валидации предложенной методики определения КТП в составе кода SC-INT (настройки коэффициентов в корреляциях и получения значений погрешности корреляции), была создана база данных по локальным параметрам теплоносителя при КТП в пучках стержней. База была создана с помощью расчета по коду SC-INT режимов с достижением кризиса теплоотдачи в моделях ТВС, которые вошли в банк данных по величине КТП и локальным параметрам теплоносителя НИЦ "Курчатовский институт».

Работы по созданию такого банка проводились в Отделе теплофизических экспериментов НИЦ «Курчатовский институт». Она включала в себя консолидацию, систематизацию и анализ данных, полученных в пучках стержней реакторов ВВЭР и PWR. Полученный в результате работы банк данных по КТП в пучках стержней ВВЭР состоит из 86 моделей и более чем 4500 экспериментальных точек, из которых более 500 получены при участии автора на моделях KS-TVS2006.

В выборку попали модели с различными геометрическими характеристиками, различными конструкциями ДР, снабженные необогреваемыми стержнями – имитаторами направляющих каналов ПС СУЗ. Кроме того, в банке представлены модели, обладающие «нестандартными» характеристикам. В основном, это модели, представляющие собой стык двух или трех кассет. Кроме того, модели обладали различной формой радиального и аксиального профиля тепловыделения имитаторов – как равномерной, так и неравномерной.

Общая информация по банку экспериментальных данных представлена в таблицах 4.1 и 4.2. В таблице 4.1 представлено распределение моделей по их основным признакам. В таблице 4.2 представлены характеристики моделей ТВС. В таблице 4.1 в последней колонке «локальные параметры» значком «+» указано наличие для данной модели экспериментальных данных по локальным параметрам теплоносителя. Подразумевается, что для каждой из моделей ТВС может быть три набора данных по локальным параметрам: величине перепада давления на выделенных участках ТВС, температуры теплоносителя на выходе, локальная скорость. При наличии всех этих данных, в графе проставляется «+++».

Как можно видеть, для большинства моделей ТВС, доступны только данные по КТП. Для небольшого числа моделей присутствуют данные по перепаду давления участках моделей и распределению температур теплоносителя. Только для пяти моделей ТВС представлен весь набор данных. Однако, для моделей МК19 и МК37 ГНЦ РФ-ФЭИ, в распоряжении имеются

усредненные значения температуры по орбитам и относительные величины массовых скоростей. В связи с этим обстоятельством, пополнившие банк модели KS-TVS2006-00 и KS-TVS2006-01 (выделенные в таблице 4.1 серой заливкой), валидация на которых показана в разделе 2, представляют собой большую ценность.

Для каждой модели был создан входной файл программы SC-INT, и выполнен теплогидравлический расчет для получения локальных параметров в экспериментальной координате возникновения кризиса. Разбиение на подканалы кода SC-INT перечисленных моделей представлено на рисунке 4.1. Разбиение на подканалы «нестандартных» моделей представлено на рисунке 4.2.

Для каждой модели был выполнен расчет с целью определения базовых локальных параметров в координате кризиса: x , G , P , а также параметров двухфазного потока: φ и x_r .

Полученные диапазоны, в которых находятся локальные параметры теплоносителя в КТП, представлены на графиках, приведенных на рисунке 4.3.

На рисунках 4.3а) – г) обращают на себя внимание точки с высоким паросодержанием - в диапазоне $x_r = 0,4 - 0,8$. Из рисунков видно, что точки с указанным паросодержанием соответствуют низким массовым скоростям ($G \leq 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) и давлениям ($x_r = 70 - 90 \text{ бар}$). При этом распределение основного массива точек по массовому паросодержанию в зависимости от давления равномерное, а в зависимости от массовой скорости имеет явный тренд к уменьшению x_r с ростом массовой скорости. Аналогичная ситуация наблюдается и с объемным паросодержанием (рисунок 4.3е)). Но в зависимости от давления также наблюдается тренд на уменьшение φ с ростом давления (рисунок 4.3д)). Распределение точек в координатах «массовая скорость – давление» равномерное во всем диапазоне (рисунок 4.3ж)).

Таблица 4.1 – Распределение экспериментальных моделей по количеству имитаторов

ТВЭЛОВ

Характеристика	Количество моделей, шт.
Количество имитаторов, шт.	
- 7	25
- 19	38
- 37	9
- «Нестандартные» модели	14
Длина обогреваемой части, м	
- 1,5 и менее	11
- более 1,5 и менее 2	7
- более 2 и менее 2,5	37
- более 2,5 и менее 3	6
- 3,5 и более	25
Шаг расположения ДР, мм	
- 170	2
- 240	26
- 250; 255	41
- 340	17
Наличие необогреваемых имитаторов	
- Есть	11
- Нет	75
Наличие радиальной неравномерности	
- Есть	13
- Нет	73
Наличие аксиальной неравномерности	
- Есть	9
- Нет	75+2

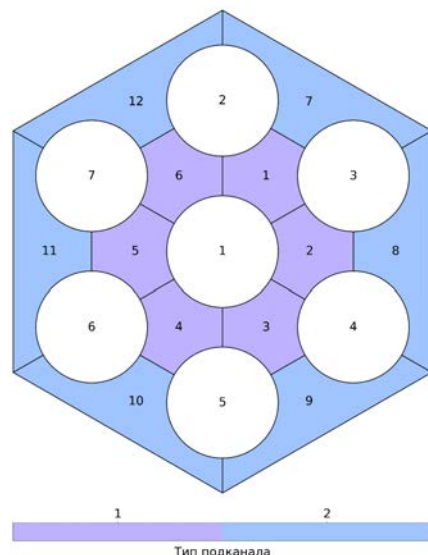
Таблица 4.2 – Основные характеристики моделей

Название пучка	Организация, в которой проведены эксперименты	Обогреваемая длина, м	Полное количество стержней, шт.	Количество обогреваемых стержней, шт.	Наружный диаметр обогреваемого стержня, мм	Наружный диаметр необогреваемого стержня, мм	Размер под ключ, мм	Шаг между твелями, мм	k_r	k_z	Локальные параметры
2/1	НИЦ КИ	2,50	7	7	9,00	-	33,8	12,20	1,00	1,00	+
SVD-Base-A	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,14	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
SVD-Base-B	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,14	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
SVD-7A	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,18	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
SVD-7B	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,16	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
SVD-9A	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,14	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
SVD-9B	НИЦ КИ	1,00	7	7	9,14	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
1/1	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
1/2	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
1/3	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
1/4	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/1	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/2	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/3	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/4	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/5	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/6	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
3/7	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	56,0	12,20	1,00	1,00	
19RU(2)/2,5/170	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	58,0	12,80	1,04	1,00	+
19RU(2)/2,5/255	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	58,0	12,80	1,04	1,00	+
19RU(2)/2,5/340	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	58,0	12,80	1,04	1,00	+
19RU(3)/2,5-340	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,00	-	58,0	12,80	1,00	1,00	+

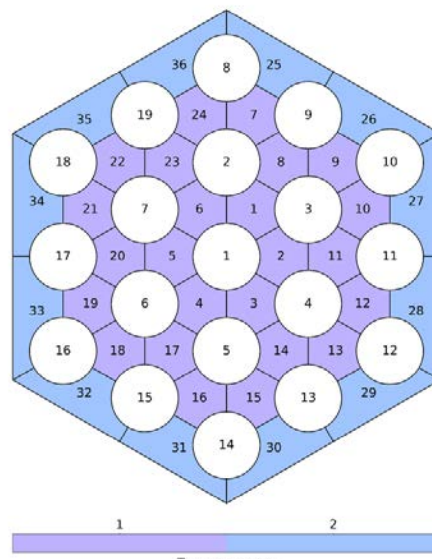
Название пучка	Организация, в которой проведены эксперименты	Обогреваемая длина, м	Полное количество стержней, шт.	Количество обогреваемых стержней, шт.	Наружный диаметр обогреваемого стержня, мм	Наружный диаметр необогреваемого стержня, мм	Размер под ключ, мм	Шаг между твелями, мм	k_r	k_z	Локальные параметры
19RU/3,53-255	НИЦ КИ	3,53	19	19	9,00	-	58,0	12,75	1,00	1,00	+
KS-TVS2006-00	НИЦ КИ	1,865	19	19	9,08	-	58,1	12,75	1,00	1,00	+++
KS-TVS2006-01	НИЦ КИ	1,865	19	19	9,10	-	58,1	12,75	1,22	1,00	+++
ВОС/2,5-340	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,10	-	58,0	12,80	1,00	1,32	+
ЕОС/2,5-170	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,10	-	58,0	12,80	1,00	1,38	+
ЕОС/2,5-255	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,10	-	58,0	12,80	1,00	1,38	+
ЕОС/2,5-340	НИЦ КИ	2,50	19	19	9,10	-	58,0	12,80	1,00	1,38	+
ЕОС/2,5-НК	НИЦ КИ	2,50	19	18	9,10	13,00	58,0	12,80	1,00	1,34	+
4/1	НИЦ КИ	2,50	37	36	9,00	9,00	76,9	12,20	1,00	1,00	
4/2	НИЦ КИ	2,50	37	36	9,00	9,00	76,9	12,20	1,00	1,00	
4/3	НИЦ КИ	2,50	37	36	9,00	9,00	76,9	12,20	1,00	1,00	
4/4	НИЦ КИ	2,50	37	36	9,00	9,00	76,9	12,20	1,00	1,00	
37СТ-1,0	НИЦ КИ	2,50	37	37	9,05	-	79,2	12,75	1,00	1,00	++
37СТ-1,2	НИЦ КИ	2,50	37	37	9,10	-	79,2	12,75	1,20	1,00	++
37СТ-1,3	НИЦ КИ	2,50	37	37	9,05	-	79,2	12,75	1,40	1,00	++
5/1	НИЦ КИ	2,50	13	13	9,00	-	34 x 67	12,20	1,80	1,00	
35	НИЦ КИ	2,50	19	15	9,00	9,00	34 x 87	12,20	1,83	1,00	
1 (71)	ОКБ ГП	1,75	7	7	9,03	-	35,5	12,60	1,00	1,00	
2 (61)	ОКБ ГП	2,50	7	7	9,10	-	34,5	12,20	1,00	1,00	
3 (75)	ОКБ ГП	2,50	7	7	9,12	-	35,5	12,60	1,00	1,00	
4 (67)	ОКБ ГП	3,50	7	7	9,12	-	35,5	12,60	1,00	1,00	
5 (74)	ОКБ ГП	1,75	7	7	9,10	-	35,5	12,60	1,00	1,00	
6	ОКБ ГП	1,25	7	7	9,10	-	35,5	12,75	1,00	1,00	
7	ОКБ ГП	1,25	7	7	9,10	-	35,5	12,75	1,00	1,00	

Название пучка	Организация, в которой проведены эксперименты	Обогреваемая длина, м	Полное количество стержней, шт.	Количество обогреваемых стержней, шт.	Наружный диаметр обогреваемого стержня, мм	Наружный диаметр необогреваемого стержня, мм	Размер под ключ, мм	Шаг между твелями, мм	k_r	k_z	Локальные параметры
17 (82)	ОКБ ГП	2,50	7	7	9,02	-	35,5	12,60	1,00	1,36	
19 (91)	ОКБ ГП	2,24	7	7	9,02	-	35,5	12,60	1,00	1,20	
В19	ГНЦ РФ ФЭИ	3,00	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,00	1,00	
ПО-3В	ГНЦ РФ ФЭИ	3,53	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,00	1,00	
ТВС-2-15	ГНЦ РФ ФЭИ	3,53	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,00	1,00	
ТВС-2М	ГНЦ РФ ФЭИ	3,53	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,00	1,00	
ТВС-4ВР	ГНЦ РФ ФЭИ	3,73	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,00	1,00	
В18-13,0	ГНЦ РФ ФЭИ	3,00	19	18	9,10	13,00	57,3	12,75	1,00	1,00	
В18-13,6	ГНЦ РФ ФЭИ	3,00	19	18	9,10	13,60	57,3	12,75	1,00	1,00	
МВ19-У	ГНЦ РФ ФЭИ	2,00	19	19	9,10	-	57,3	12,75	1,15	1,00	
МВ18-У	ГНЦ РФ ФЭИ	2,00	19	18	9,10	13,00	57,3	12,75	1,15	1,00	
МК19-1	ГНЦ РФ ФЭИ	4,20	19	18	9,10	13,00	57,3	12,80	1,18	1,00	+++
МК37-1	ГНЦ РФ ФЭИ	4,20	37	37	9,10	-	80,0	12,80	1,00	1,00	+++
МК37-2	ГНЦ РФ ФЭИ	4,20	37	37	9,10	-	80,0	12,80	1,15	1,00	+++
УТВС-ТВС-2-12Б	ГНЦ РФ ФЭИ	3,53	18	18	9,10	-	65 x 52	12,75	1,00	1,00	
УТВС-ТВС-2-15	ГНЦ РФ ФЭИ	3,53	18	18	9,10	-	65 x 52	12,75	1,00	1,00	
ТВСА-13	ОКБМ	3,00	19	19	9,10	-	57,6	12,75	1,00	1,00	
ТВСА-19	ОКБМ	3,00	19	18	9,10	12,06	57,6	12,75	1,00	1,00	
ТВСА-6	ОКБМ	3,00	19	19	9,10	-	57,6	12,75	1,20	1,00	
А-1	ЦИФИ	3,50	10	10	9,10	-	59 x 40	12,75	1,00	1,00	
В-2	ЦИФИ	3,50	10	10	9,00	-	61 x 40	12,75	1,00	1,00	
В-2И	ЦИФИ	3,50	10	10	9,00	-	61 x 40	12,75	1,00	1,00	
Г-1	ЦИФИ	3,50	10	10	9,18	-	55 x 40	12,75	1,00	1,00	
Г-2	ЦИФИ	3,50	10	10	9,18	-	55 x 40	12,75	1,42	1,00	

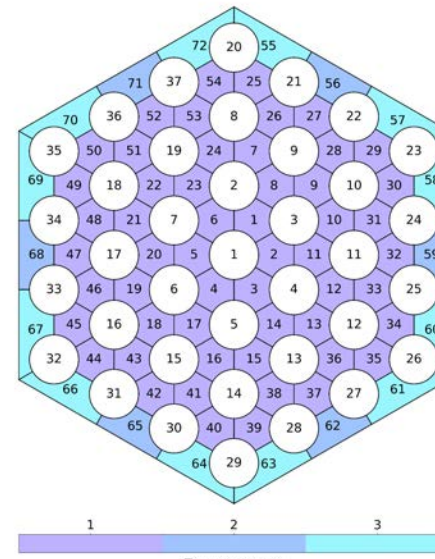
Название пучка	Организация, в которой проведены эксперименты	Обогреваемая длина, м	Полное количество стержней, шт.	Количество обогреваемых стержней, шт.	Наружный диаметр обогреваемого стержня, мм	Наружный диаметр необогреваемого стержня, мм	Размер под ключ, мм	Шаг между твелями, мм	k_r	k_z	Локальные параметры
Д-1М	ЦИФИ	3,50	10	10	9,04	-	55 х 41	12,75	1,00	1,00	
Е-1	ЦИФИ	3,50	10	10	9,00	-	55 х 40	12,75	1,00	1,00	
Е-2	ЦИФИ	3,50	10	10	9,00	-	55 х 40	12,75	1,22	1,00	
Ж-1	ЦИФИ	3,50	12	12	8,94	-	52 х 54	12,75	1,00	1,00	
Ж-2	ЦИФИ	3,50	12	12	8,97	-	52 х 54	12,75	1,00	1,00	
62	ЭНИН	1,00	7	7	9,00	-	34,5	12,20	1,00	1,00	
70	ЭНИН	1,80	7	7	9,00	-	34,5	12,20	1,00	1,00	
72	ЭНИН	2,50	7	7	9,00	-	34,5	12,20	1,00	1,00	
73	ЭНИН	2,50	7	7	9,10	-	35,0	12,20	1,00	1,00	
79	ЭНИН	2,50	7	7	9,10	-	35,0	12,20	1,00	1,56	
110/1	ЗЭМ «Шкода»	3,50	7	7	9,00	-	35,5	12,80	1,00	1,00	
110/2	ЗЭМ «Шкода»	3,50	7	7	9,00	-	35,5	12,60	1,00	1,36	
110/3	ЗЭМ «Шкода»	3,50	19	19	9,05	-	57,9	12,75	1,00	1,00	
110/4	ЗЭМ «Шкода»	3,50	19	19	9,15	-	57,9	12,93	1,35	1,00	
50	США	1,00	7	7	9,00	-	33,2	12,20	1,00	1,00	
ВТИ	ВТИ	1,00	7	7	9,00	-	33,2	12,20	1,00	1,00	



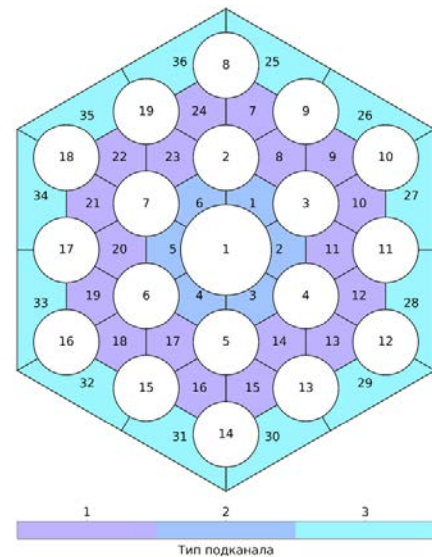
а)



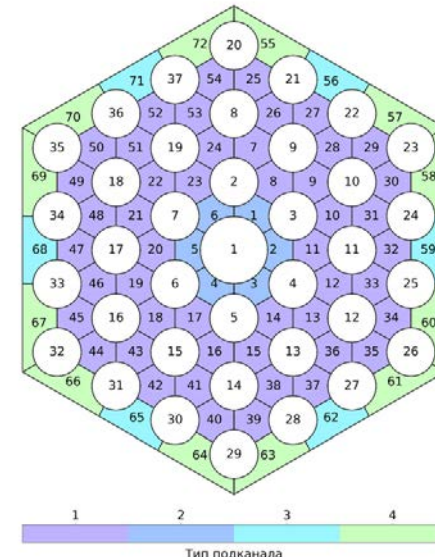
б)



в)

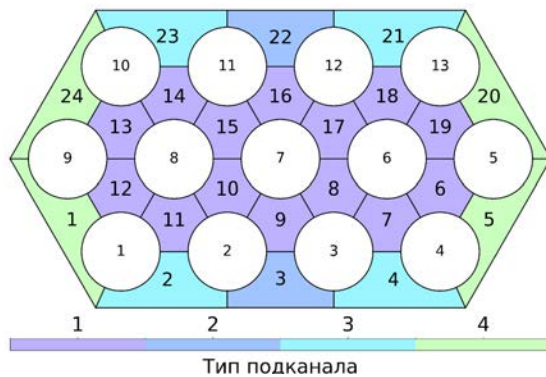


г)

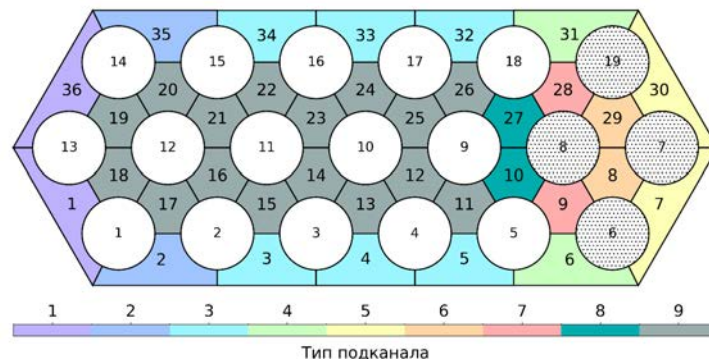


д)

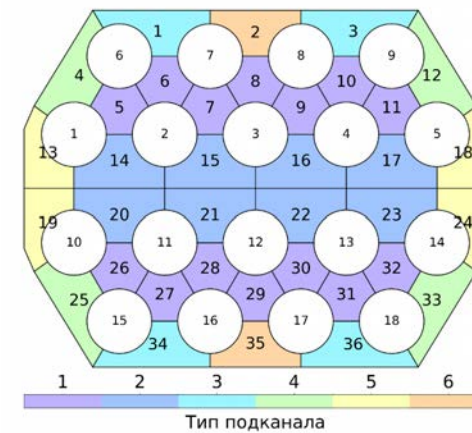
Рисунок 4.1 – Разбиение поперечного сечения моделей ТВС на подканалы с а) 7-ю, б) 19-ю, в) 37-ю имитаторами твэлов, а) 19-ю имитаторами (18 твэлов и 1 имитатор НК), б) 37-ю имитаторами (36 твэлов и 1 имитатор НК)



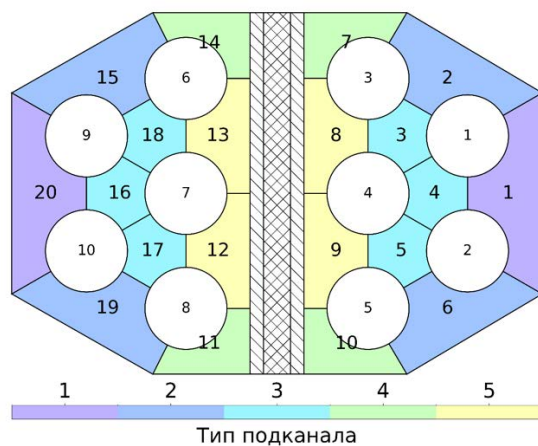
а)



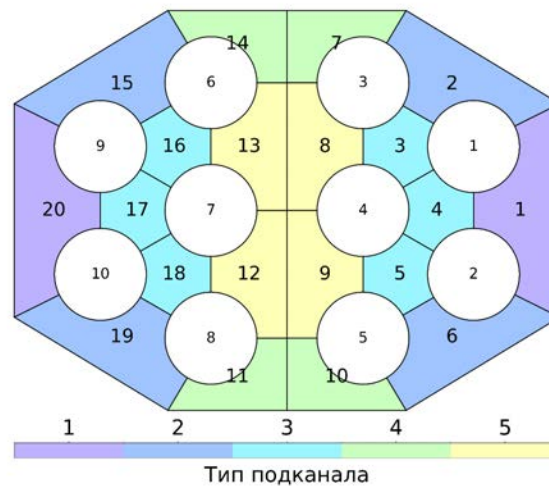
б)



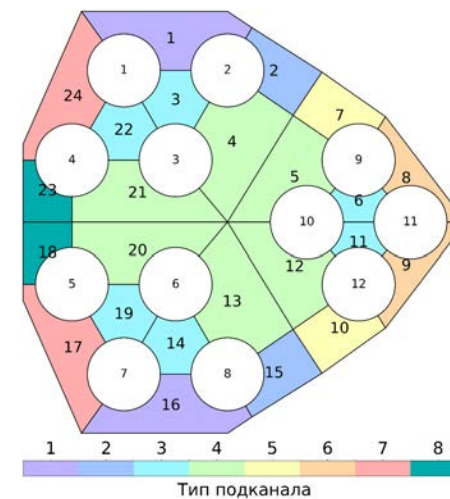
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.2 – Разбиение поперечного сечения «нестандартных» моделей ТВС на подканалы

а) модель 5/1, б) модель 35, в) моделей УТВС-2-12Б и УТВС-2-15, г) модели А1, В-2 и В-2И, д) Г-1 и Г-2, Е-1 и Е-2 е) модели Ж-1 и Ж-2

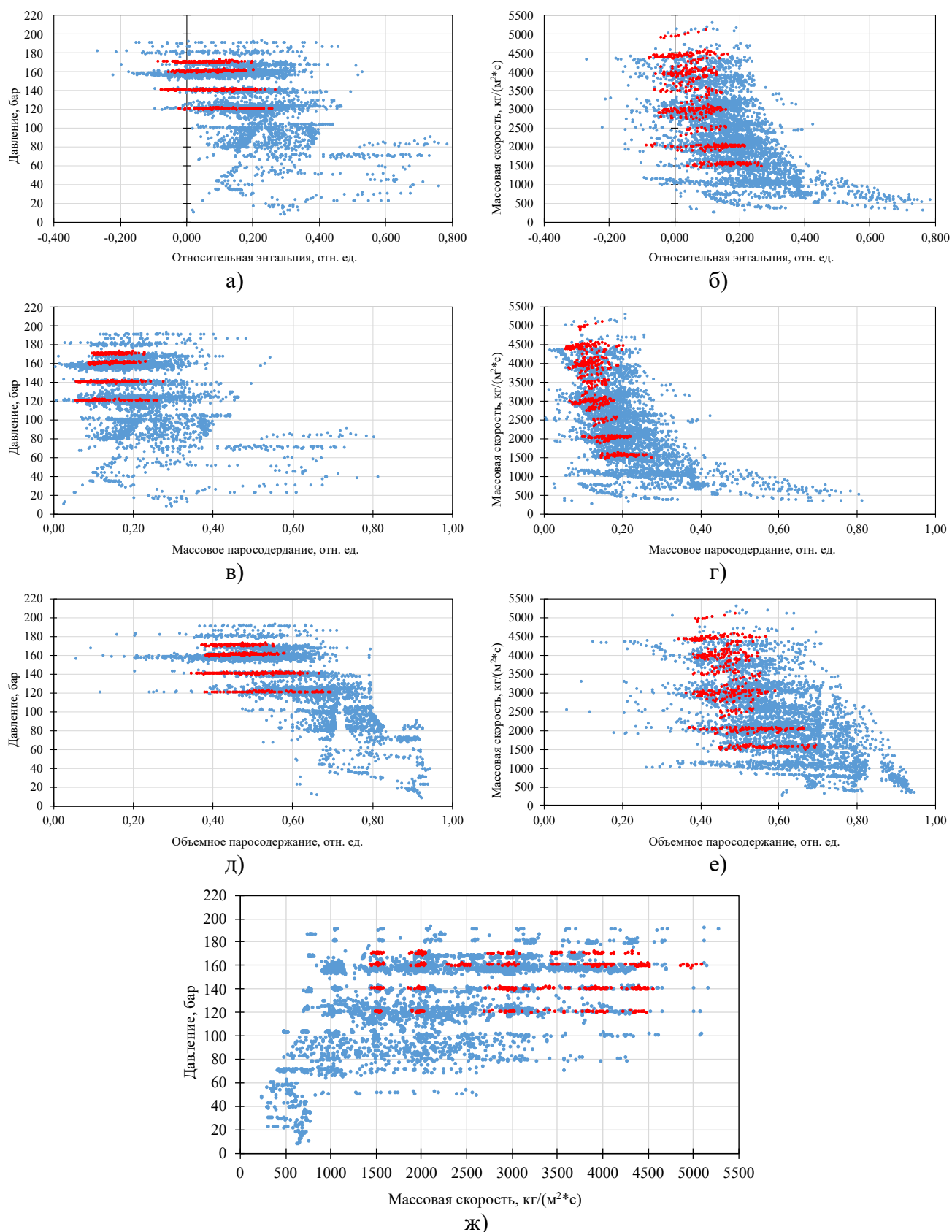


Рисунок 4.3 – Области полученной базы локальных параметров в КТП.

Красным отмечены точки, получены на моделях KS-TVS2006 (при участии автора)

4.2 Настройка коэффициентов и валидация на базовом наборе экспериментальных данных

Для модернизированной модели DNB путем сопоставления расчета с экспериментом, были определены коэффициенты в уравнениях (3.6) - (3.4) и (1.35). Величина a_{base} определена равной 0,1387. Расчетным путем было определено, что минимум на величине G_{criter} для рассмотренного набора данных имеет место на массовой скорости 2500 кг/(м²·с), коэффициенты b_1 и b_2 равны соответственно -0,625 и -0,045. Величина G_{criter} хорошо согласуется с оригинальной методикой. Кроме того, при анализе методики Захарова (1.55), в которой отдельное внимание уделено описанию инверсии КТП, было обнаружено, что область между «малыми» и «большими» скоростями проходит в области 2000 кг/(м²·с). Величина P_{criter}^{low} составила 80 бар, величина P_{criter}^{mid} – 130 бар, величина коэффициентов b_3 , b_4 , b_5 и b_6 составила: -0,80, -0,60, -0,85, 2,85, коэффициент C равен 1,25. Величина k' в уравнении (1.35) была определена равной 2,1.

Для модели DNB МПБ была выполнена оптимизация коэффициентов в замыкающем соотношении (1.52). Коэффициенты оказались равными $a_1 = 4700$, $a_2 = -0,06$, $a_3 = -0,9$, $a_4 = 0,5$. Степень в уравнении (3.7) определена равной $n_1 = 0,23$.

Коэффициенты в корреляции для описания DO (3.8) k и n_2 равны соответственно 0,0825 и 0,41.

Диапазоны паросодержания для переключения моделей КТП получены следующие:

$$- \varphi_{intrmid} = 0,67;$$

$$- \varphi_{high} = 0,85.$$

Границы интерполяции:

$$- \varphi_{intermid}^{bound-} = 0,615;$$

$$- \varphi_{intermid}^{bound+} = 0,725;$$

$$- \varphi_{high}^{bound-} = 0,795;$$

Численные значения погрешностей расчета базы данных при расчете по модернизированной МКП (при отсеивании точек по критерию $\varphi > 0,75$), которая является основной и перекрывает наибольший диапазон по φ , представлены в таблице 4.3, а также на рисунке 4.4. Рассматриваемая база содержит 2300 точек в следующем диапазоне режимных параметров: $G = 820 \div 5288$ кг/(м²·с), $p = 7.86 \div 19.2$ МПа, $x = -0.15 \div 0.76$, $x_r = 0.07 \div 0.41$, $\varphi = 0.35 \div 0.75$. Для методики МКП получена несмещенная оценка – математическое ожидание равно истинному значению оцениваемого параметра. Данное обстоятельство позволяет использовать методику для анализа величины DNBR в статистических подходах, где,

часто, изначально введено предположение, что величина DNBR должна быть оценена с использованием методики, обладающей несмещенной оценкой.

Также, в таблице 4.3 для сравнения представлены численные значения погрешности, ее СКО и максимальной погрешности ($\Delta + 3\sigma$), имеющейся у корреляции Безрукова на рассматриваемом наборе данных, так как для этой корреляции большинство точек входит в ее диапазон применения.

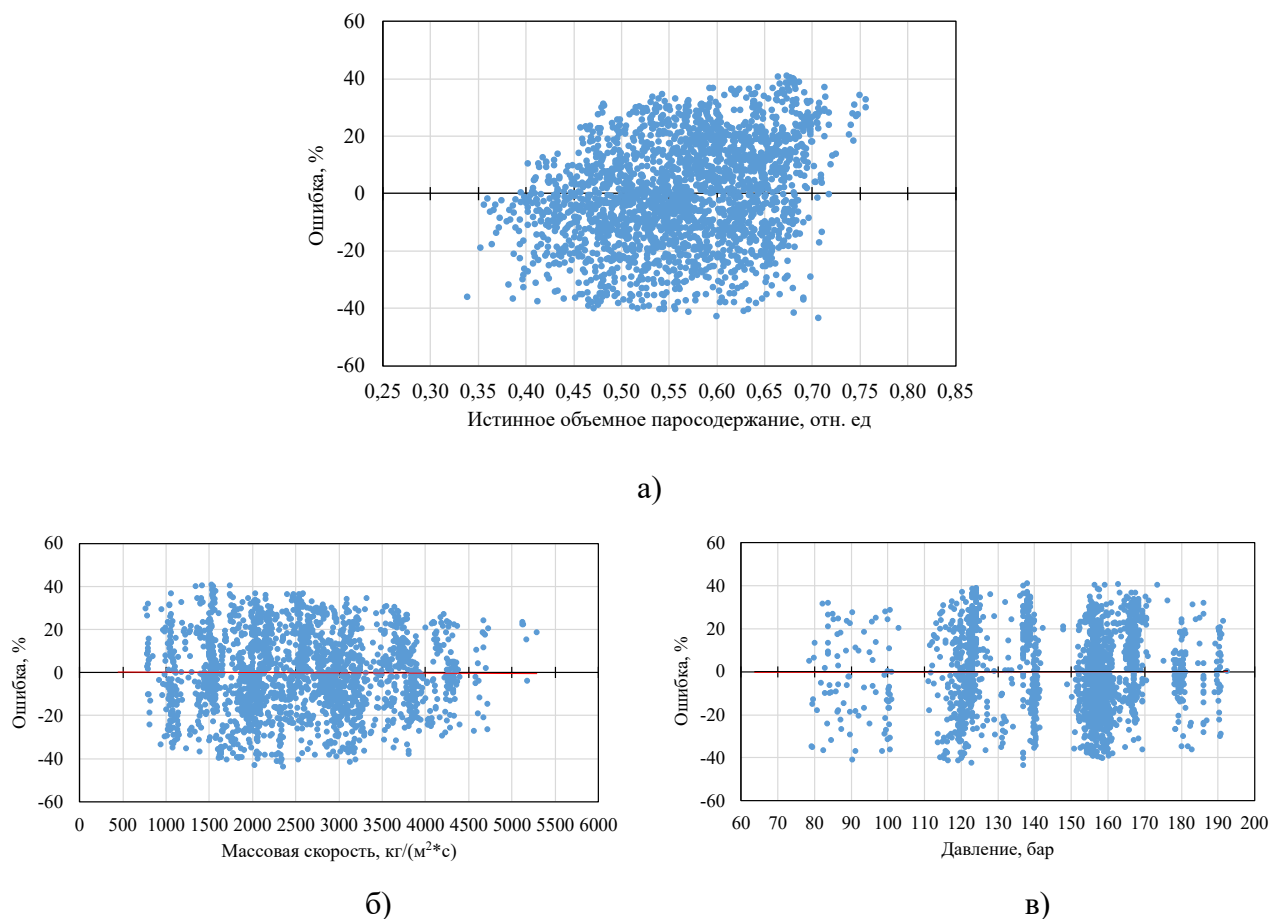


Рисунок 4.4 – Зависимости ошибки определения КТП по модернизированной МКП от
а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления

Таблица 4.3 – Погрешности определения величины КТП по модернизированной МКП, и корреляции Безрукова

Параметр	Модернизированная МКП	Корреляция Безрукова
Δ , %	0,1	6,7
σ , %	17,6	16,6
$\Delta + 3\sigma$, %	53,0	56,4
Количество точек, шт	2300	2300

Из графика на рисунке 4.4а) можно видеть, что «облако» точек в зависимости от объемного паросодержания стало значительно более компактным, в сравнении с результатом, полученным по не модернизированной МКП и при определении паросодержания по гомогенной модели (см. рисунок 3.3). Из графиков на рисунке 4.4б) и 4.4в) видно, что параметрические тренды от массовой скорости и давления отсутствуют (красные линии тренда на графиках лежат параллельно оси абсцисс).

Как можно видеть из таблицы 4.3, величина СКО сопоставима с аналогичной величиной для корреляции Безрукова несмотря на то, что модель является более сложной.

Однако на рассмотренном наборе данных корреляция Безрукова имеет большое отличие Δ от нуля, что приводит к больше максимальной погрешности, а также проявляет значительный тренд от режимных параметров (рисунок Рисунок 4.5), в особенности от такого определяющего, как объемное паросодержание. При сопоставлении расчетного и экспериментального КТП это также заметно (рисунок 4.6).

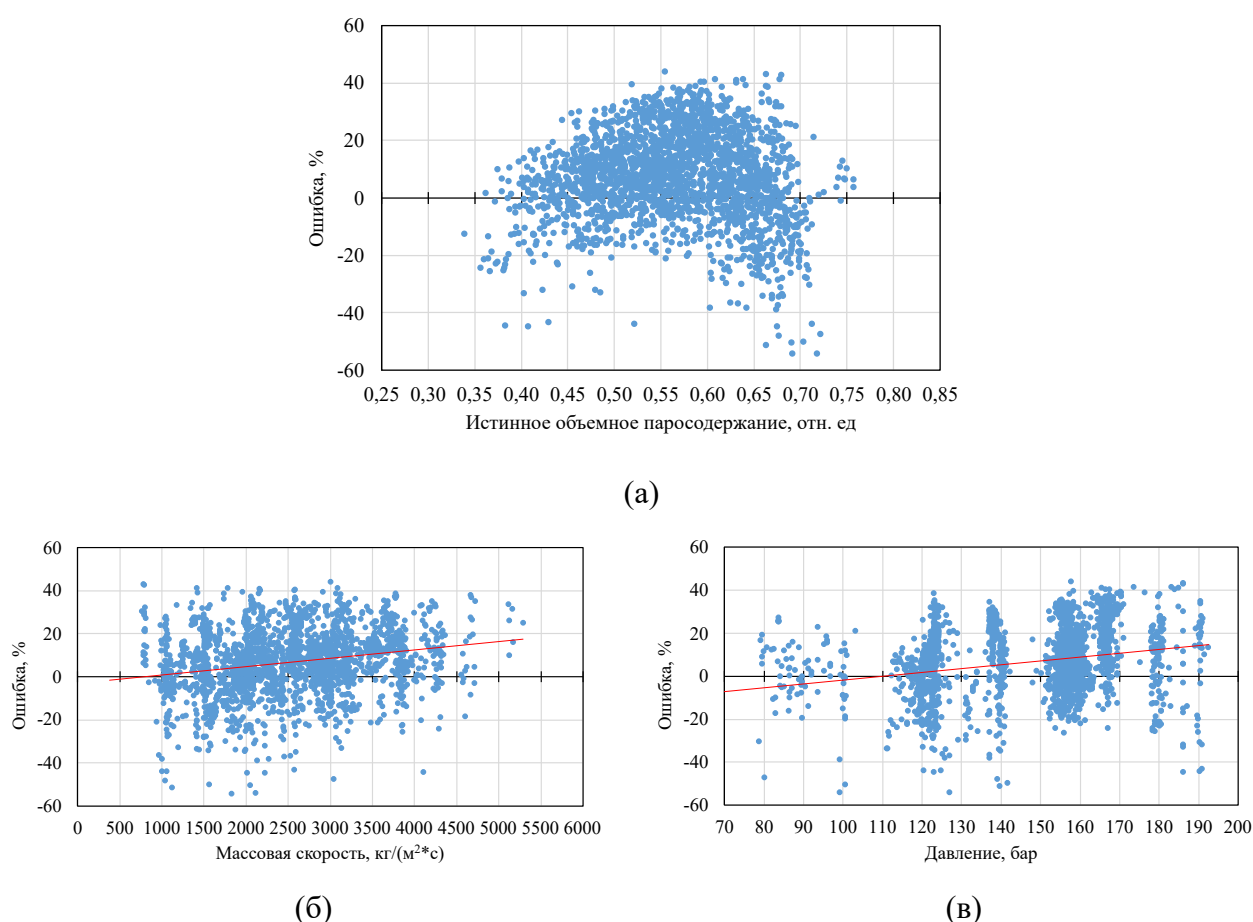
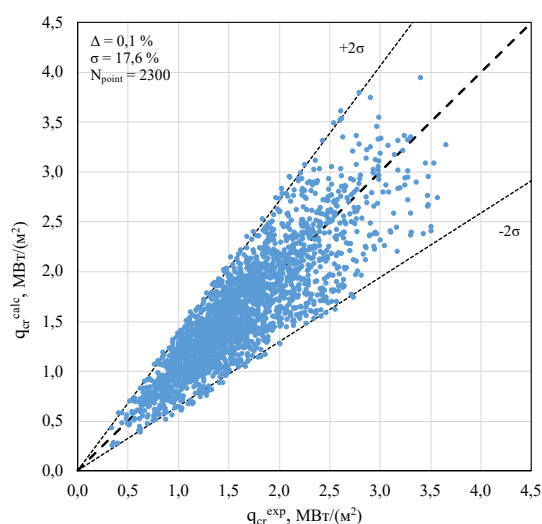
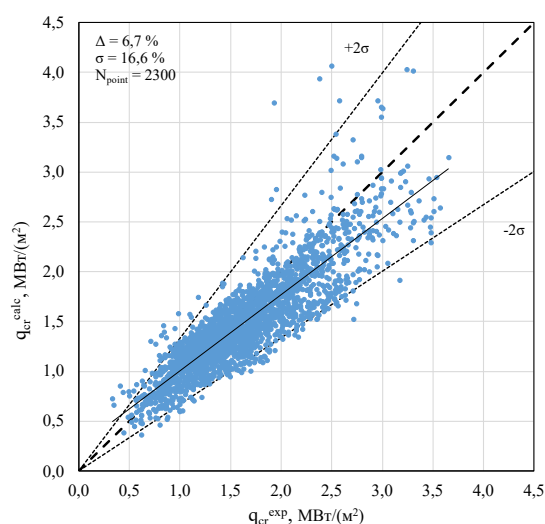


Рисунок 4.5 – Зависимости ошибки определения КТП по корреляции Безрукова от
а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления



(а)



(б)

Рисунок 4.6 – Сравнение экспериментальной величины КТП с расчетной по: а) модернизированной МКП б) корреляции Безрукова.

Работа методики определения КТП для всего объема данных показывает хорошее согласие расчета с экспериментом. Покрывается весь диапазон объемных паросодержаний (Рисунок 4.7). Для 4131 точек предложенная методика дает околонулевое среднеарифметическое отклонение при величине стандартного отклонения $\sigma = 19,6 \%$ (Рисунок 4.8). Полная погрешность $\Delta + 3\sigma = 58,9 \%$. При этом параметрические тренды от основных режимных параметров отсутствуют либо выражены слабо (Рисунок 4.9). Диапазоны применения предложенной методики: $G = 354 \div 5288 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $p = 1.03 \div 19.2 \text{ МПа}$, $x = -0.15 \div 0.81$, $x_r = 0.08 \div 0.81$, $\varphi = 0.29 \div 0.95$.

Численные значения полученной погрешности предложенной методики представлены в таблице 4.4. Как и для модернизированной МКП, работа методики в целом обеспечивает несмещенную оценку, благодаря настройке коэффициентов в замыкающих соотношениях для МПБ и корреляции для DO. Таблица 4.4 – Погрешности определения величины КТП по предложенной

Параметр	Величина
$\Delta, \%$	0,17
$\sigma, \%$	19,62
$\Delta + 3\sigma, \%$	59,03
Количество точек, шт	4131

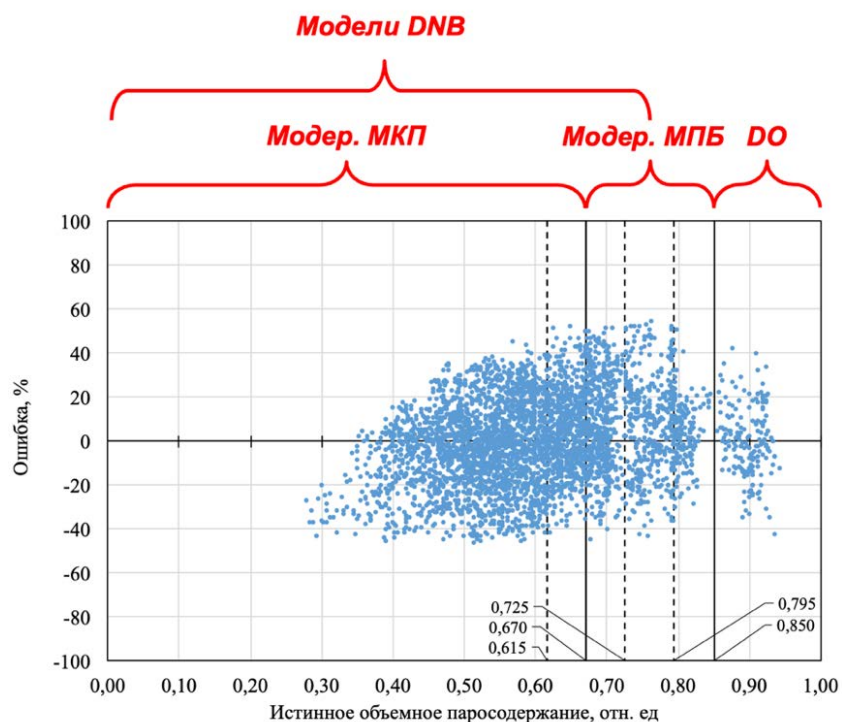


Рисунок 4.7 – Зависимость ошибки предложенной методики от объемного паросодержания. Сплошными черными вертикальными линиями указаны границы работы различных моделей КТП, пунктирными – границы интерполяции между ними.

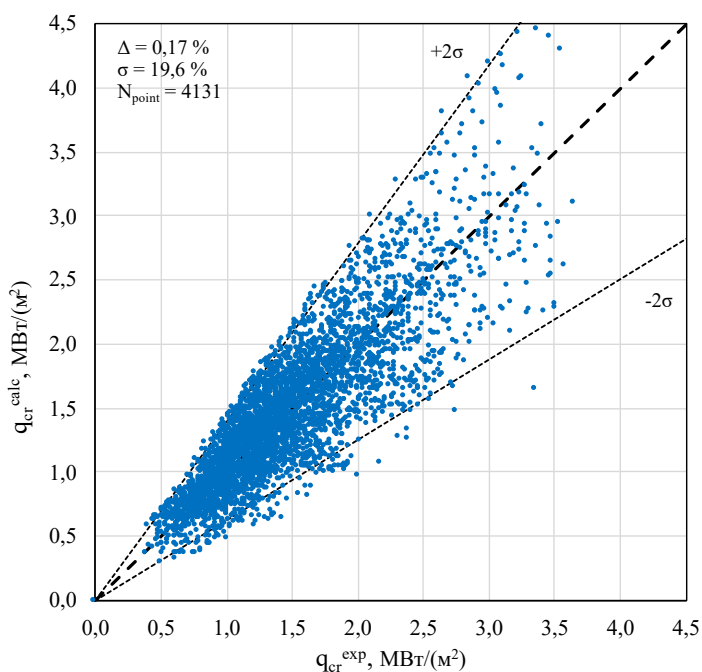


Рисунок 4.8 – Сопоставление экспериментального значения величины КТП с расчетным по предложенной методике.

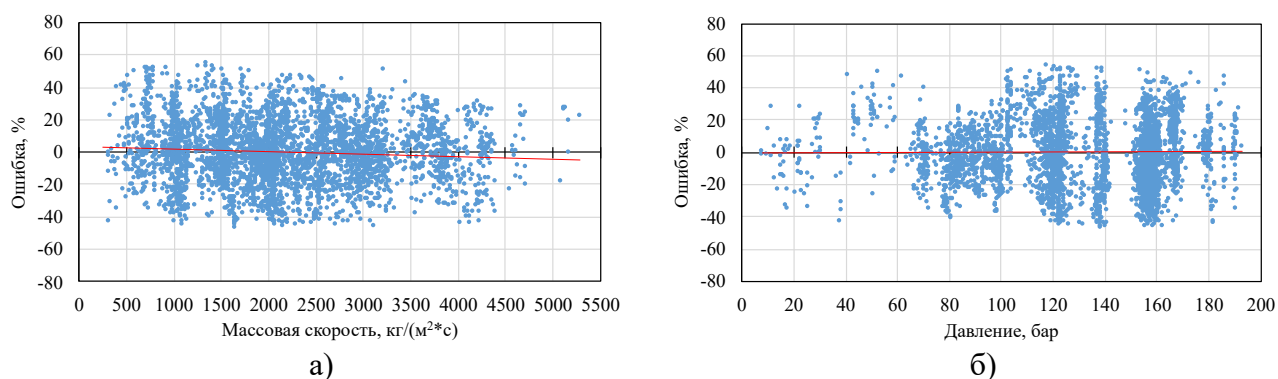


Рисунок 4.9 – Зависимость ошибки определения КТП по предложенной методике от а) массовой скорости и б) давления

4.3 Влияние основных режимных параметров на величину КТП по предложенной методике и ее сравнение с другими методиками

Для исследования влияния режимных параметров был выполнен расчет специально созданной матрицы. Использовалась тестовая задача, представляющая собой канал длиной 2500 мм, описание которого приведено в разделе 1.2.3.

Матрица была создана в следующих предположениях: выделялось несколько базовых значений (пять) основных режимных параметров – относительной (балансной) энтальпии x_{bal} , массовой скорости G и давления p . Выбирался первый базовый параметр, например x_{bal} , и девять варьируемых значений тех же параметров: x_{bal} , G и p .

Далее выбирался «ведущий» базовый параметр, для каждого значения которого имелся «ведомый» базовый параметр, который варьировался и «пробегал» при этом все свои пять значений. Для каждого значения «ведомого» базового параметра значения варьируемого параметра пробегали свои девять значений. Когда при каждом значении ведомого параметра была осуществлена вариация варьируемого, происходило «переключение». Таким образом, было получено 1150 точек, которые позволяют расщепить многомерную функцию КТП соответствующими плоскостями.

Были использованы следующие комбинации:

- Для каждого из пяти значений x_{bal} при пяти значениях p варьировалась G ;
- Для каждого из пяти значений p при пяти значениях x_{bal} варьировалась G ;
- Для каждого из пяти значений G при пяти значениях p варьировалась x_{bal} ;
- Для каждого из пяти значений p при пяти значениях G варьировалась x_{bal} ;
- Для каждого из пяти значений G при пяти значениях x_{bal} варьировалась p .

Сравнение предлагаемой методики КТП с другими механистическими моделями и «классическими» корреляциями проводилось на той же тестовой геометрии, при которой выполнен анализ в разделе 1.2.3 и аналогичных режимных параметрах: для $p = 160$ бар, $G =$

3500 кг/(м²·с), $x_{bal} = var$; для $x_{bal} = 0,05$ отн. ед., $p = 160$ бар, $G = var$ и $G = 3500$ кг/(м²·с), $p = var$;

4.3.1 Влияние относительной энтальпии и паросодержания

Влияние относительной энтальпии и паросодержаний (массового и объемного) в зависимости от массовой скорости для разных давлений, и от давлений для различной массовой скорости, представлено на рисунках 4.10 – 4.21. Влияние относительной энтальпии существенно различно в зависимости от давления (2.14 и Рисунок 2.15), и в несколько меньшей степени в зависимости от массовой скорости (рисунки 4.12 и 4.13). Это объясняется, в первую очередь, тем, что отрывной диаметр пузырей значительно зависит от величины давления, особенно в области низких давлений, что оказывает влияние и на поведение КТП. Этим же объясняется значительно более высокие значения КТП при давлении 90 бар, особенно в зависимости от объемного паросодержания (рисунки 4.18 и 4.19). Стоит отметить, что все рассмотренные механистические модели КТП имеют значительную чувствительность к величине отрывного диаметра пузыря, особенно в околонулевой области значений относительной энтальпии. При низких относительных энтальпиях традиционно для феноменологических моделей, наблюдаются крайне высокие значения КТП в области отрицательных относительных энтальпий, причем чем ниже давление, тем это проявляется ярче (рисунки 4.24 и 4.25). Для областей сильных недогревов, где энтальпия жидкости в пограничном слое незначительно превышает h_{ld} , требуются дополнительные модификации моделей, которые в данной работе не рассматриваются по причине малого количества точек в области с высокими недогревами в общей выборке.

При высоких массовых паросодержаниях (практически при $x_r > 0,35 - 0,4$) величина КТП практически не зависит от массовой скорости во всем диапазоне давлений (рисунки 4.12 и 4.13). Это подтверждает тезис о том, что в области высоких паросодержаний локальные параметры теплоносителя оказывают все меньшее влияние на величину КТП.

4.3.2 Влияние массовой скорости

Влияние массовой скорости в зависимости от относительной энтальпии для различных давлений, и от давлений для различной относительной энтальпии, представлено на рисунках 4.22 – 4.25. Из рисунков 4.22 и 4.23, можно видеть, что неоднозначное влияние массовой скорости уменьшается с увеличением относительной энтальпии и ростом давления, причем при относительной энтальпии $x_{bal} > 0,35$ оно пропадает на всех давлениях выше 100 бар.

4.3.3 Влияние давления

Влияние давления в зависимости от массовой скорости для различных относительных энтальпий представлено на рисунках 4.26 и 4.27. Кроме того, влияние давления можно оценить по графикам, приведенным на других рисунках, где оно выступает в роли базового «ведущего» или «ведомого» параметра. Например, из рисунков 4.24 и 4.25 видно, что с ростом давления, как

уже было сказано, уменьшается влияние инверсии массовой скорости на КТП, однако видно, что при приближении давления к критическому уменьшается также и влияние относительной энтальпии, тогда как при низких его значениях влияние относительной энтальпии существенно.

Последнее объясняется в первую очередь тем, что с понижением давления увеличивается отношение плотности пара и жидкости ρ_g/ρ_l , что влияет как на отрывной диаметр пузыря, так и приводит к более интенсивному росту объемного паросодержания при появлении пара (массового паросодержания) на низких давлениях.

4.3.4 Сравнение предложенной методики с другими

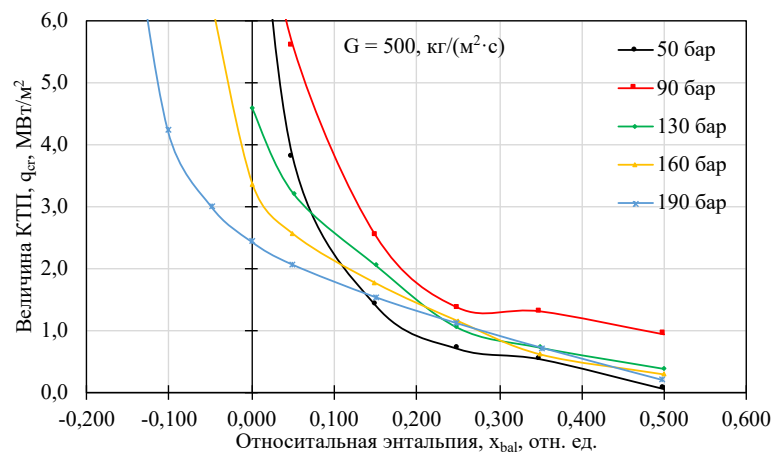
4.3.4.1 Аналитическое сравнение

На рисунках 4.28 – 4.31 представлено сравнение в зависимости от режимных параметров предложенной методики с классическими корреляциями, данными скелетных таблиц и рассмотренными в этой работе механистическими моделями DNB – оригинальной МКП (Weiamsan&Pei), МПБ (Lee&Mudawwar) и модели Захарова.

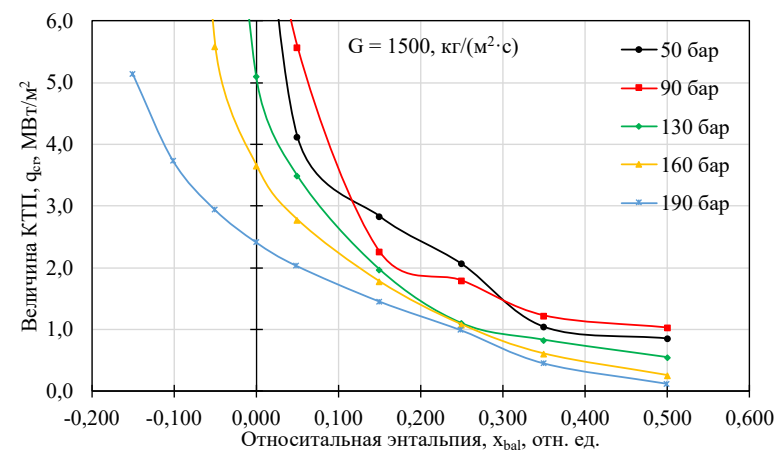
На рисунке 4.28 обращает на себя внимание значительный рост КТП в области отрицательных относительных энтальпий – классическое поведение феноменологических моделей DNB, которые, как уже было сказано, сильно зависят от отрывного диаметра парового пузыря и характеристик двухфазного потока в области начала отрыва паровых пузырей, когда h_l приближается к h_{ld} . Однако модель Lee&Mudawwar подобным трендом не обладает. Это может объясняться тем, что она построена на иных предпосылках к возникновению DNB и рассматривает устойчивость уже сформированного парового бланкета. В целом, как в зависимости от относительной энтальпии, так и от объемного паросодержания, модернизированная МКП в составе методики ведет себя практически аналогично оригинальной, однако предложенная методика описывает точки с $\varphi > 0,8$, тогда как оригинальная МКП (а также корреляции Tong и Осмачкина) дают значения КТП, равное нулю. Наличие в методике корреляции для описания КТП при DO позволяет ей описывать точки с высоким φ .

В зависимости от массовой скорости (рисунок 4.30), предложенная методика в целом лежит в одном диапазоне предсказанных величин КТП, хотя показывает несколько завышенное значение. Кроме того, для нее прослеживается перегиб в зависимости КТП, приходящейся на $G = 2500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, который наблюдается только у корреляции Захарова.

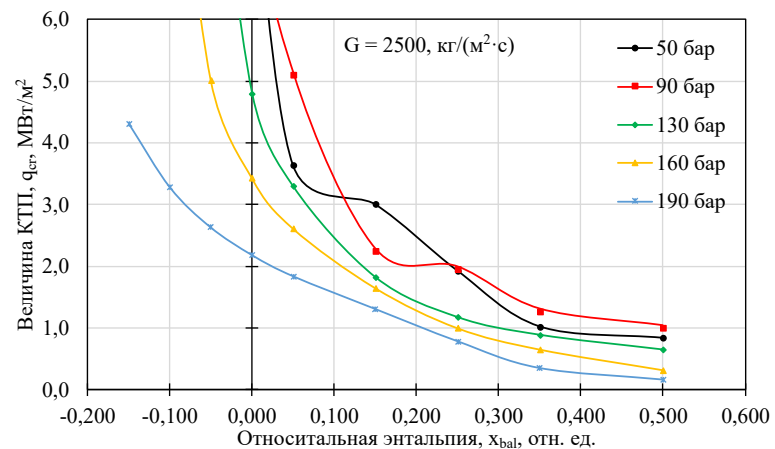
В зависимости от давления (рисунок 4.31), предложенная методика имеет несколько точек перегиба, первая из которых имеет место в области 80 бар, где, по общеизвестным данным по кпризису в большом объеме имеет место максимум КТП, а вторая находится в области 130 бар, после которой падение КТП с ростом давления замедляется, увеличиваясь вновь только в области давлений выше 180 бар, приближаясь в этом диапазоне по величине КТП к корреляции Безрукова.



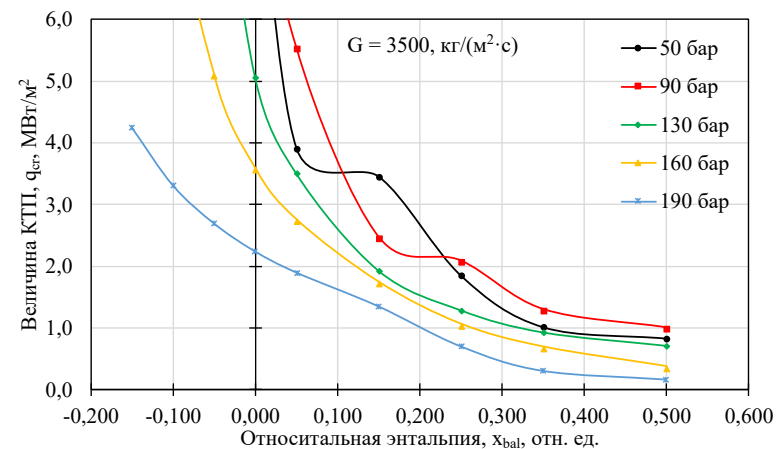
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.10 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_{bal} для массовой скорости G а) 500 и б) 1500, в) 2500 и г) 3500 кг/(м²·с) при различных давлениях

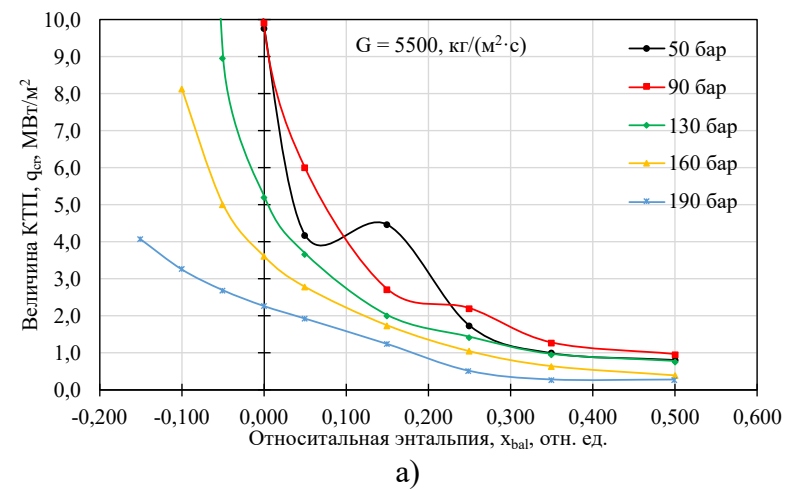
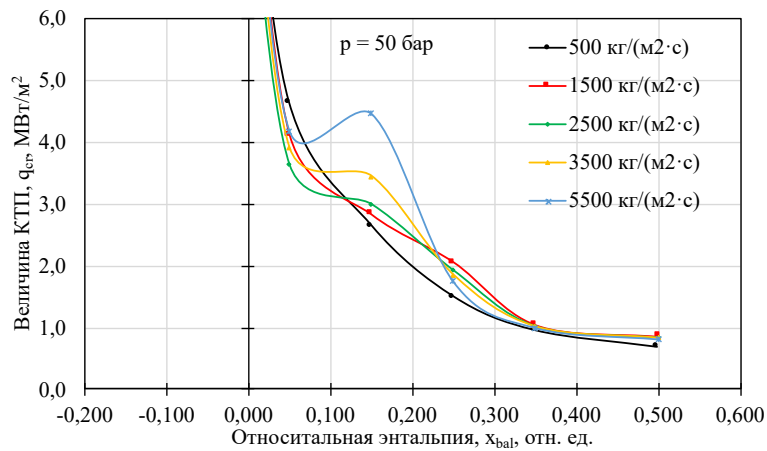
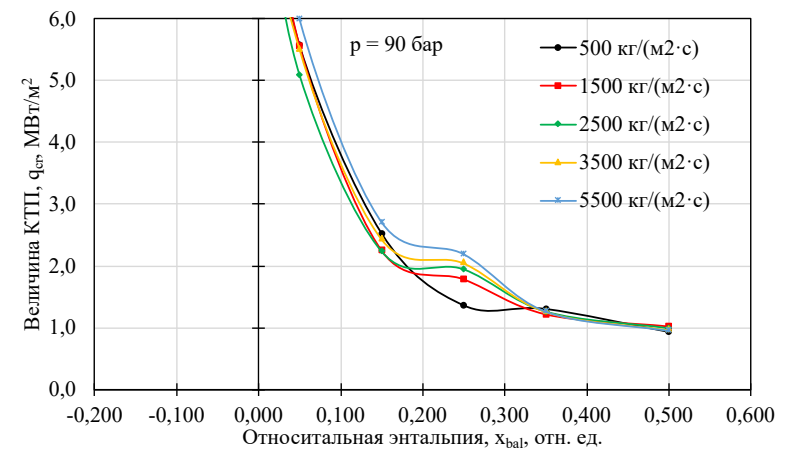


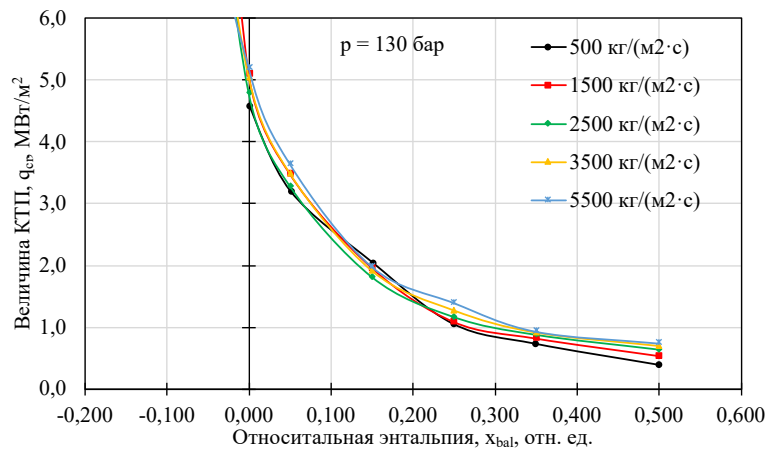
Рисунок 4.11 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_{bal} для массовой скорости G 5500 кг/(м²·с) при различных давлениях



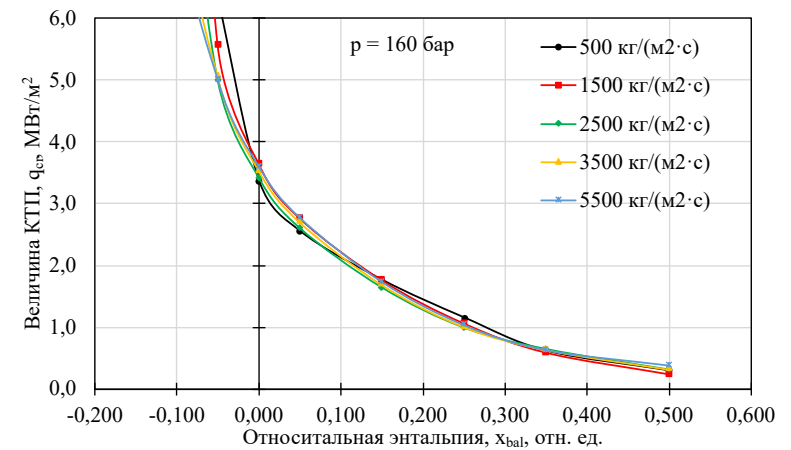
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.12 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_{bal} для давлений p а) 50 и б) 90, в) 130 и г) 160 бар при различных массовых скоростях

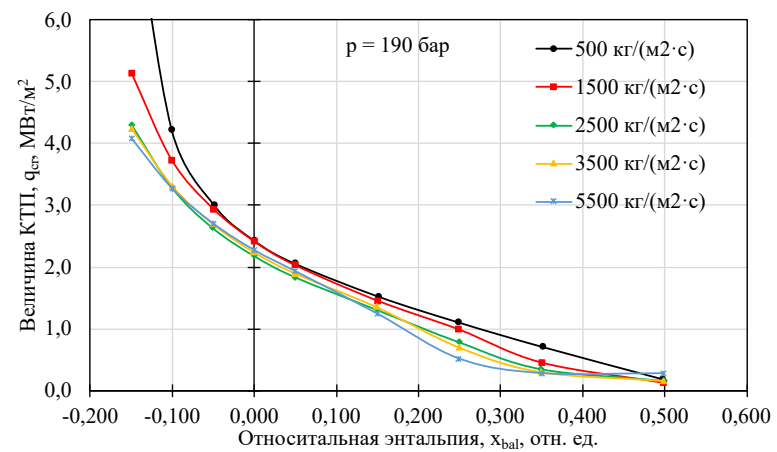
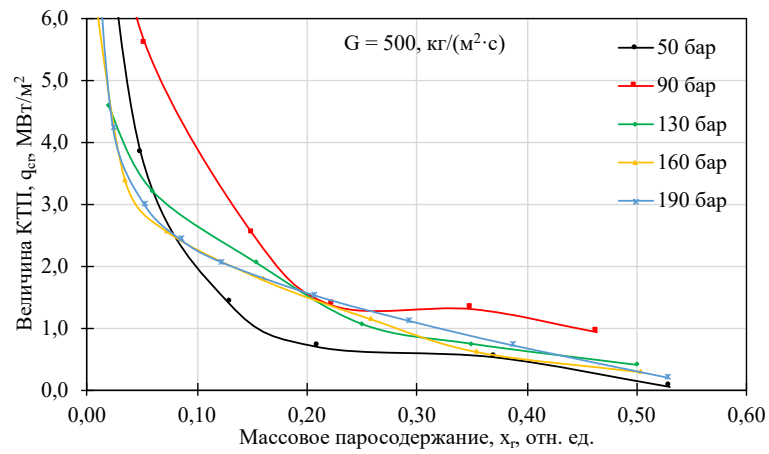
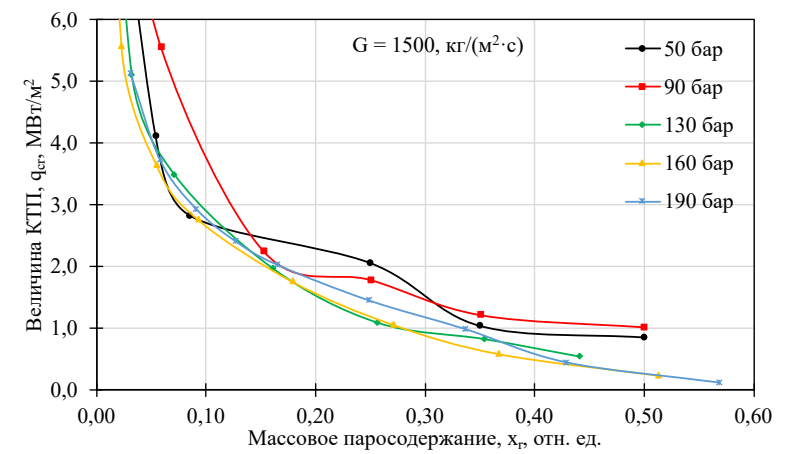


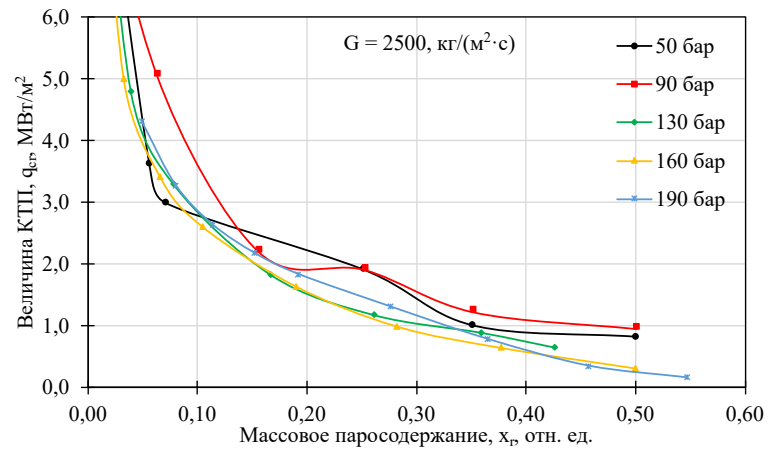
Рисунок 4.13 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_{bal} для давления p 190 бар



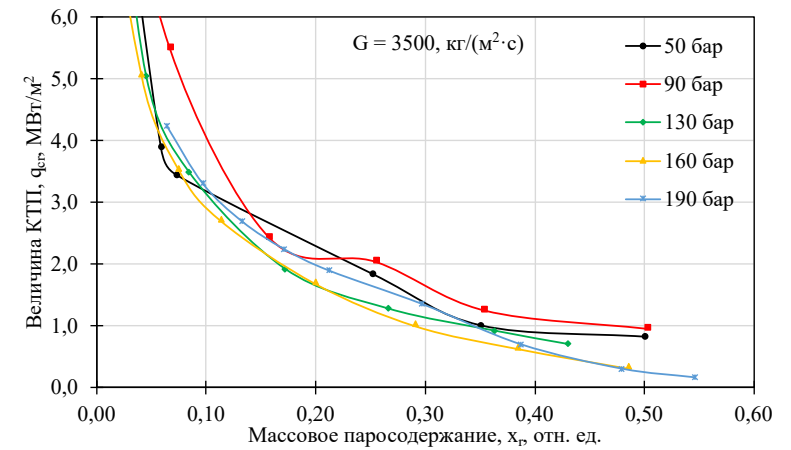
а)



б)

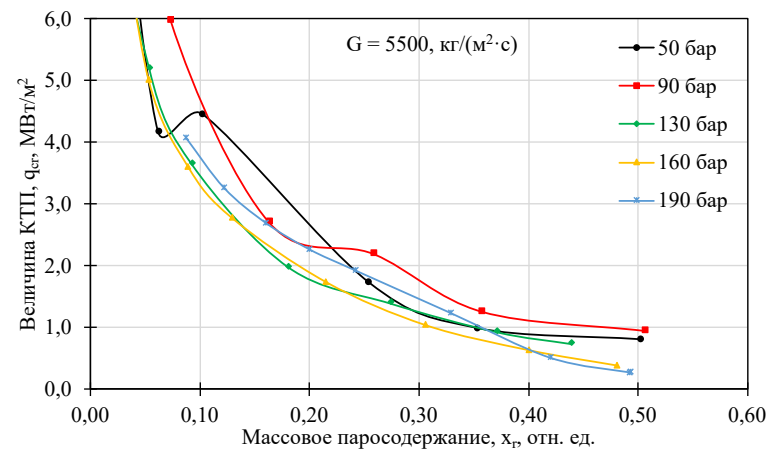


в)



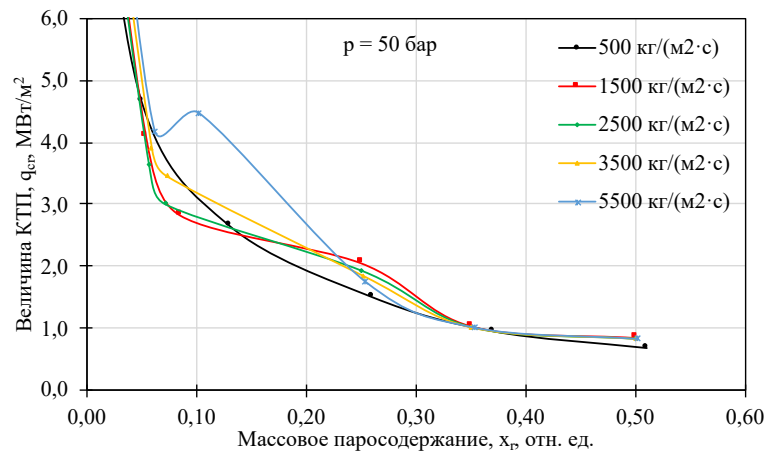
г)

Рисунок 4.14 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_r для массовой скорости G а) 500 и б) 1500, в) 2500 и г) 3500 $\text{kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ при различных давлениях

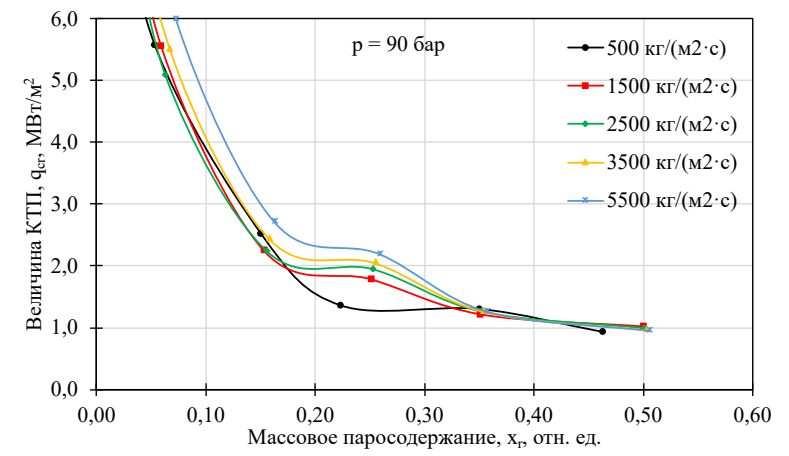


а)

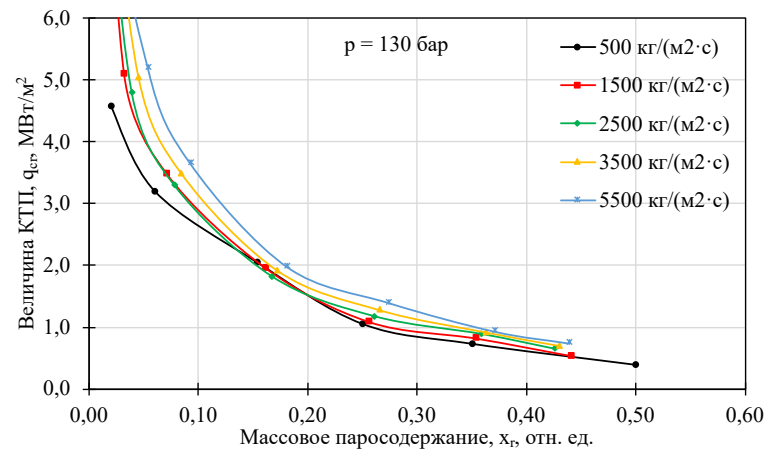
Рисунок 4.15 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_r для массовой скорости G 5500 кг/(м²·с) при различных давлениях



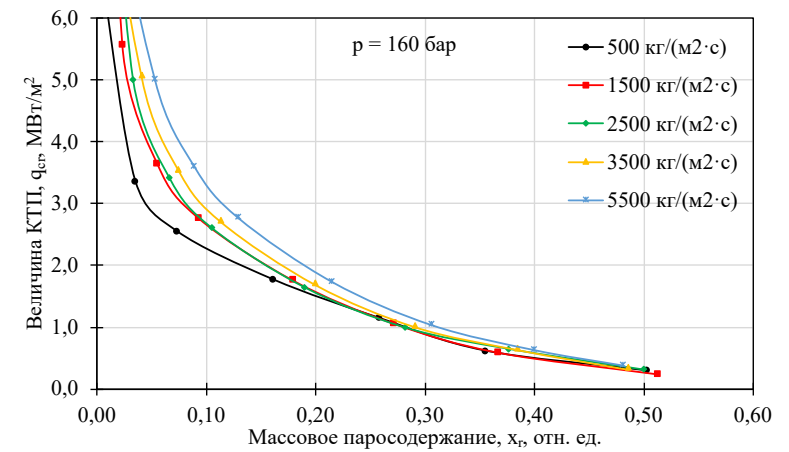
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.16 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_r для давлений p а) 50 и б) 90, в) 130 и г) 160 бар при различных массовых скоростях

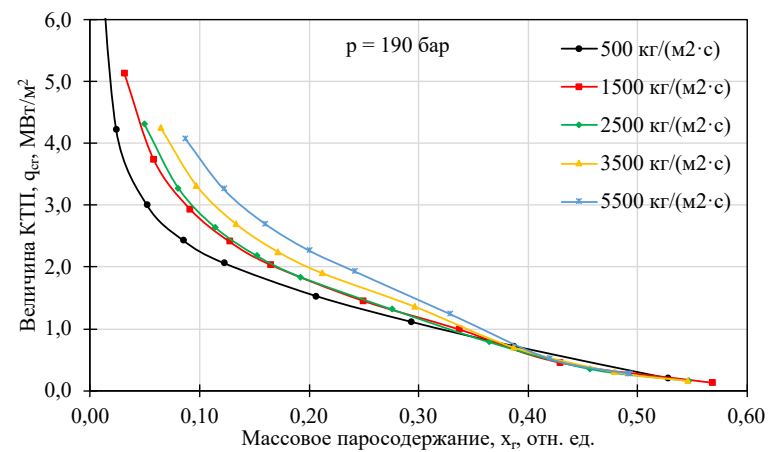
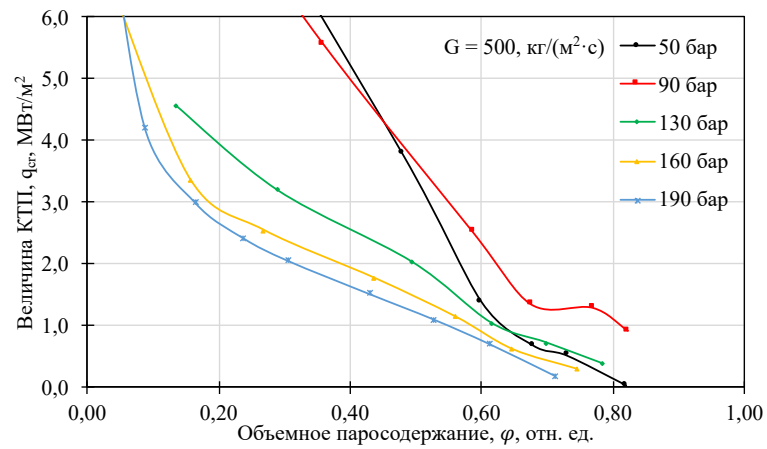
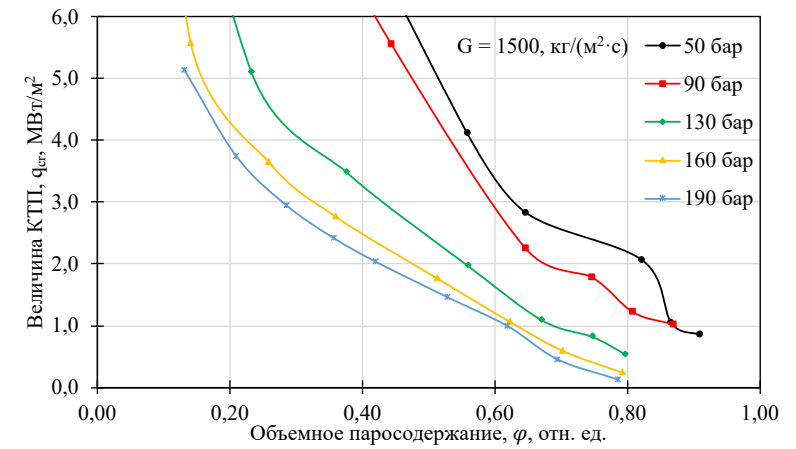


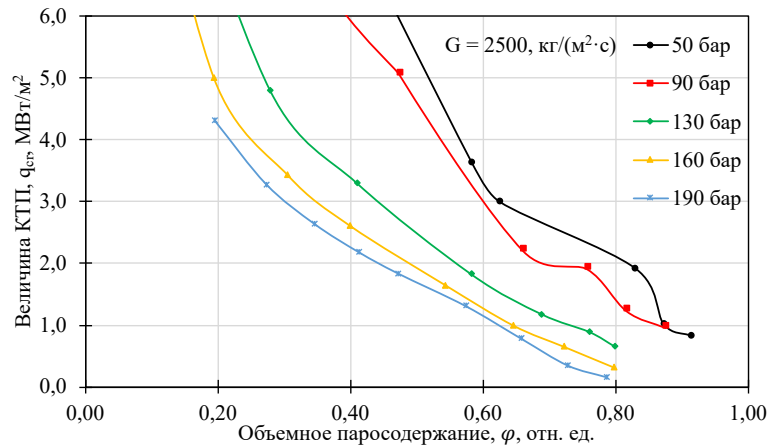
Рисунок 4.17 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии x_r для давления p 190 бар



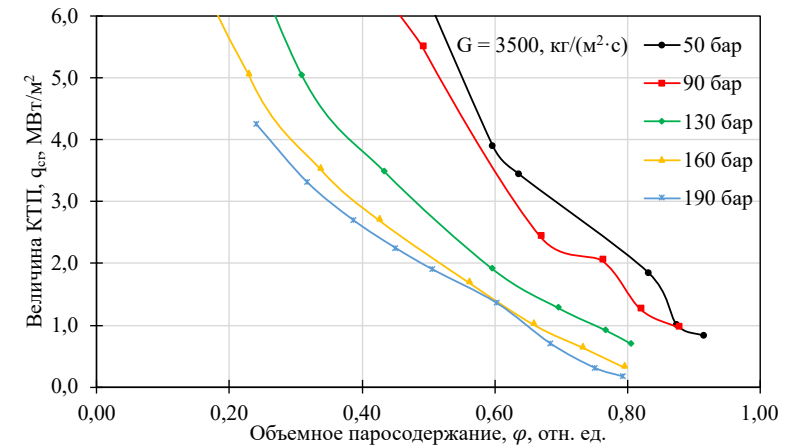
а)



б)

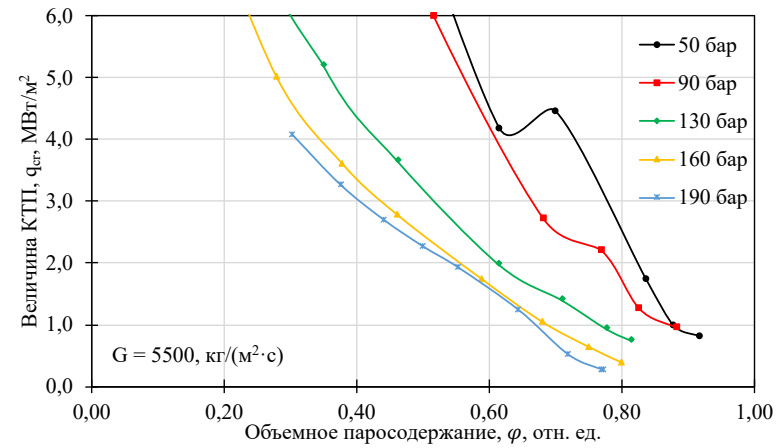


в)



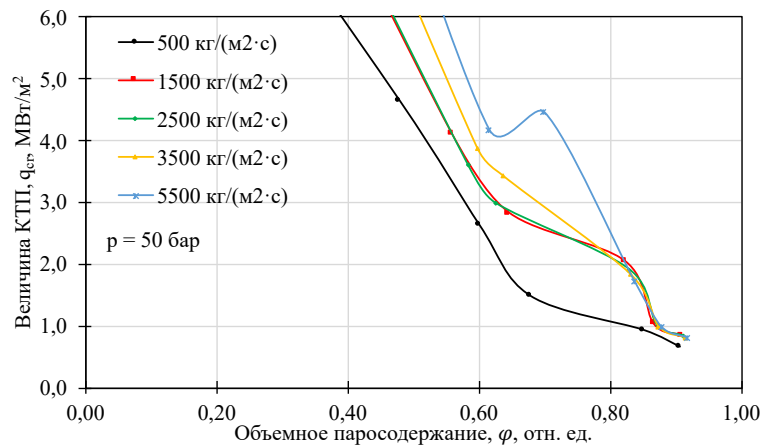
г)

Рисунок 4.18 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии φ для массовой скорости G а) 500 и б) 1500, в) 2500 и г) 3500 $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ при различных давлениях

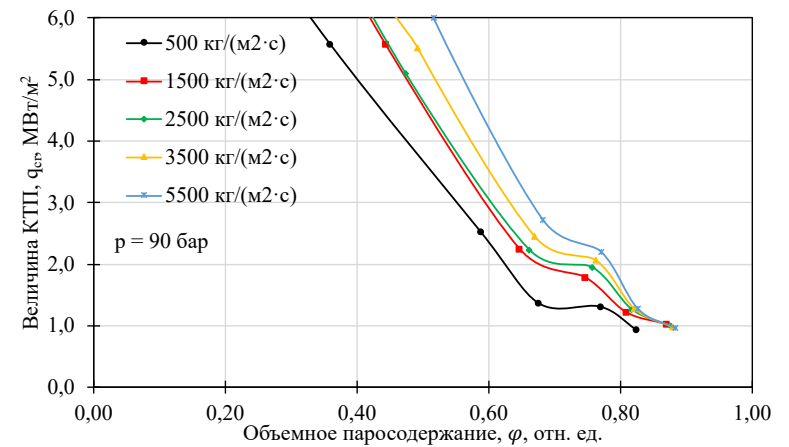


а)

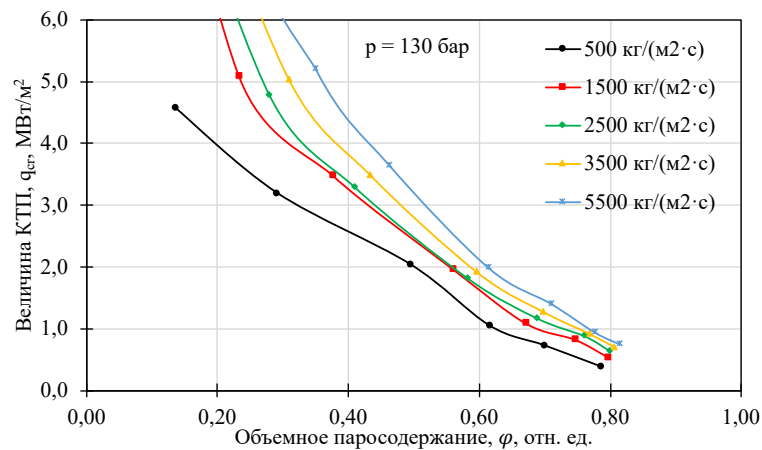
Рисунок 4.19 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии ϕ для массовой скорости $G 5500 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ при различных давлениях



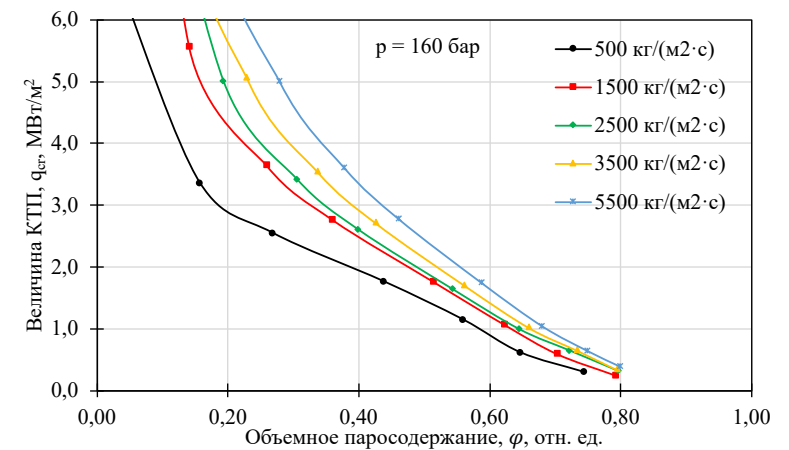
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.20 – Зависимость КТП по предложенной методике от относительной энтальпии φ для давлений p а) 50 и б) 90, в) 130 и г) 160 бар при различных массовых скоростях

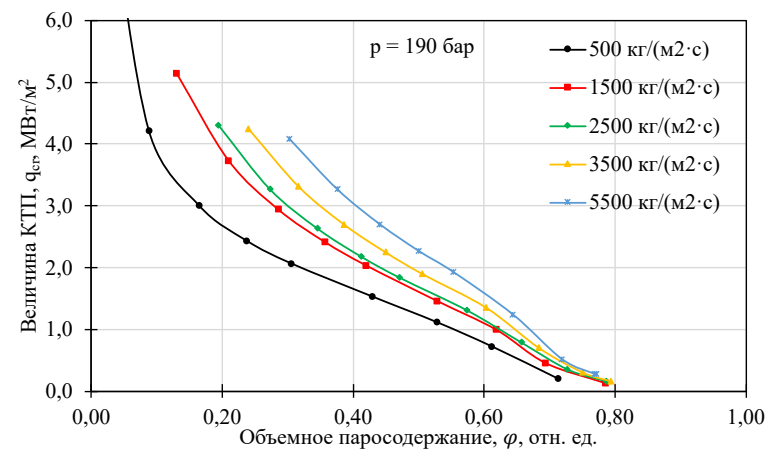
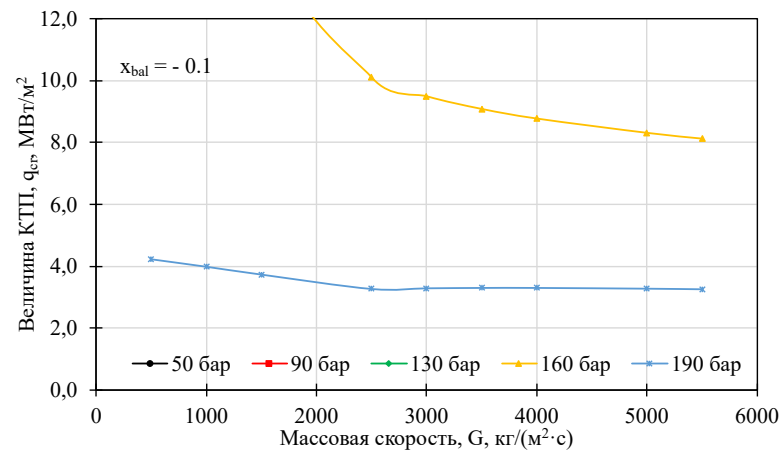
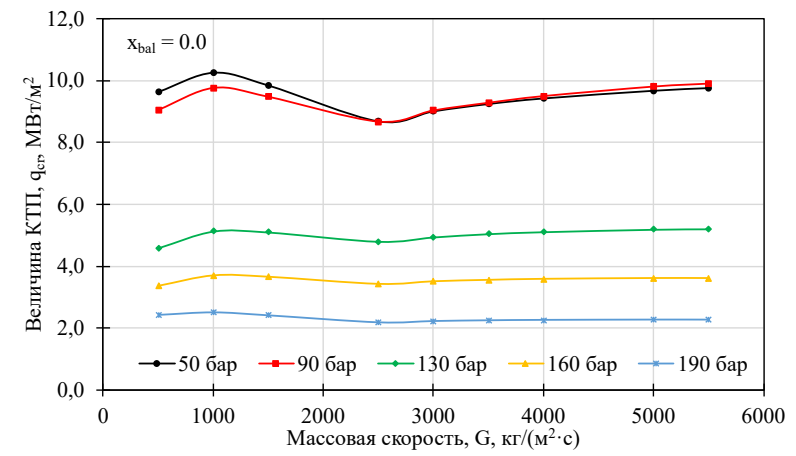


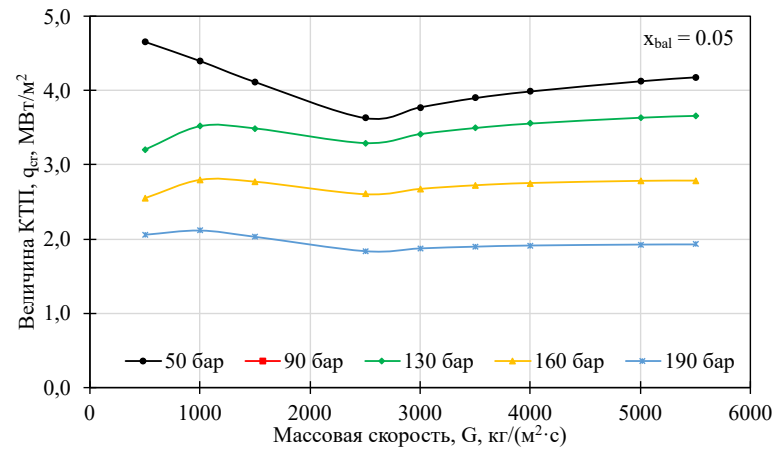
Рисунок 4.21 – Зависимость KTP по предложенной методике от относительной энтальпии φ для давления p 190 бар



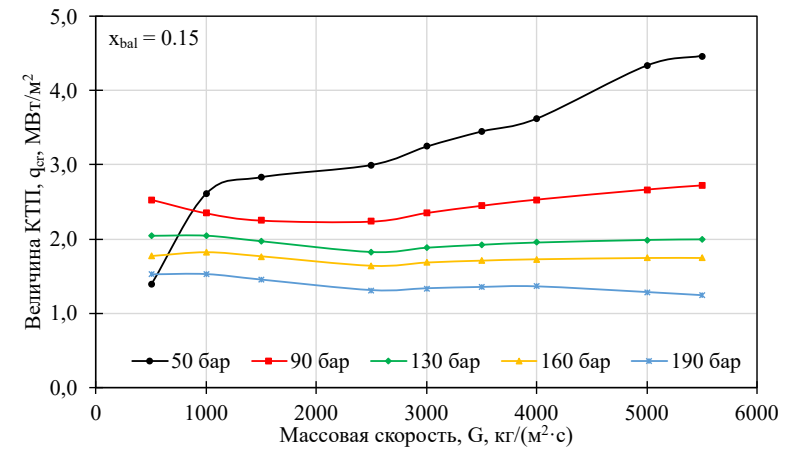
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.22 – Зависимость КТП по предложенной методике от массовой скорости G для относительных энтальпий x_{bal} а) -0,1, б) 0,0, в) 0,05 и г) 0,15 отн. ед. при различных давлениях

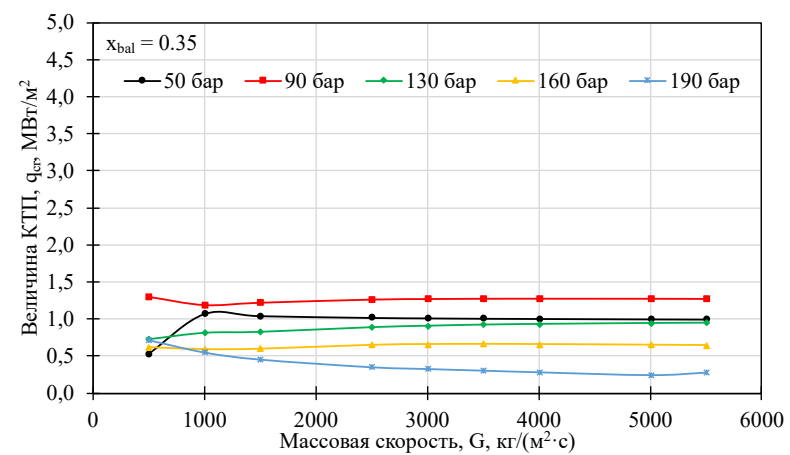
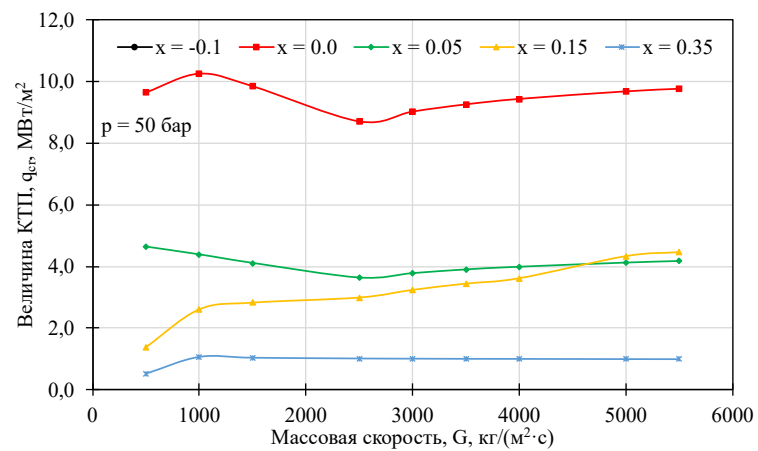
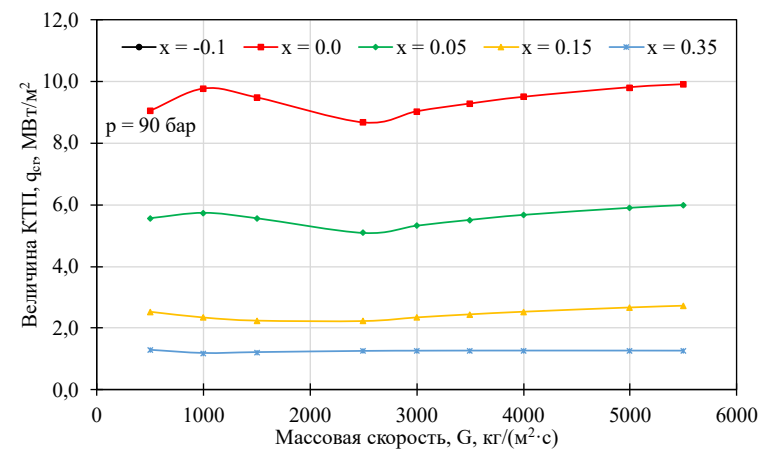


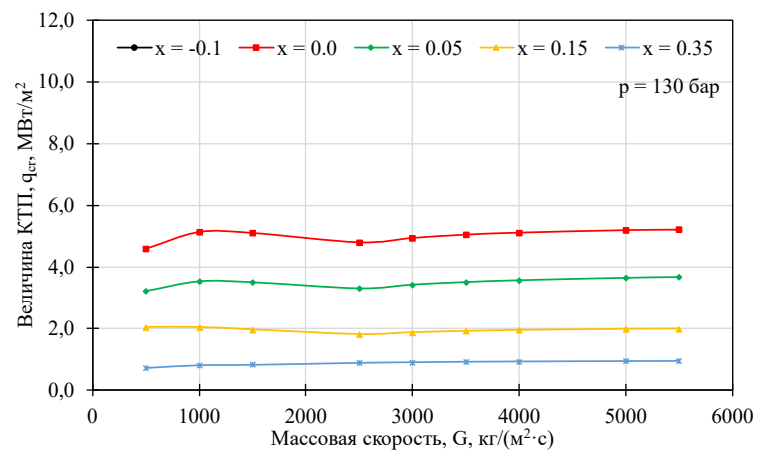
Рисунок 4.23 – Зависимость КТП по предложенной методике от массовой скорости G для относительной энтальпии x_{bal} 0,35 отн. ед.



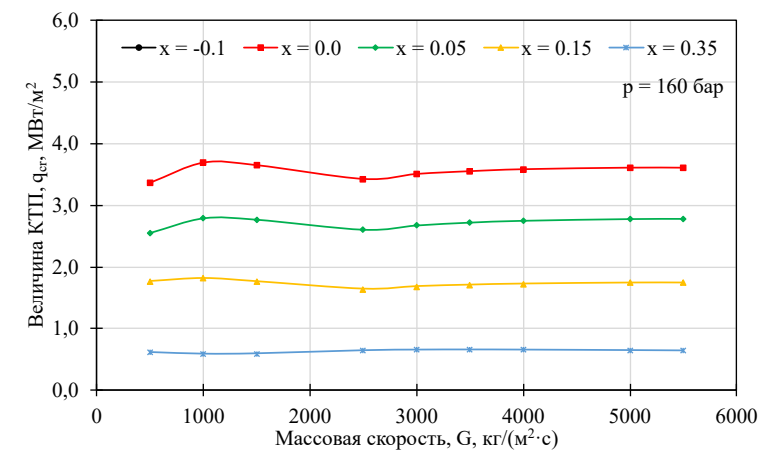
а)



б)



в)



г)

Рисунок 4.24 – Зависимость КТП по предложенной методике от массовой скорости G для давлений p а) 50, б) 90, в) 130 и г) 160 бар при различных относительных энтальпиях

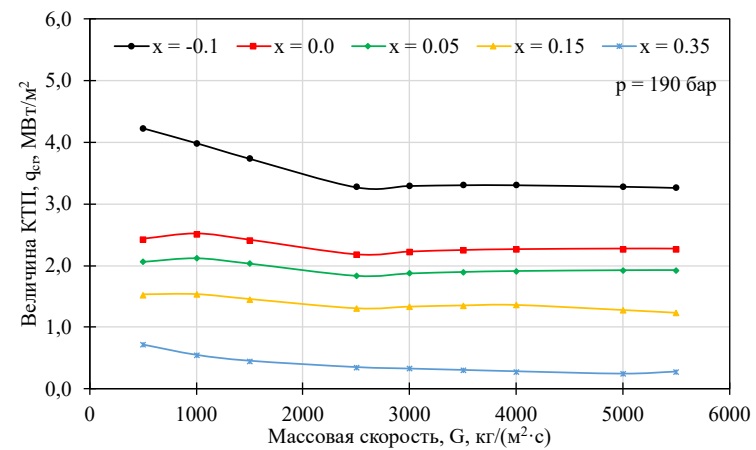
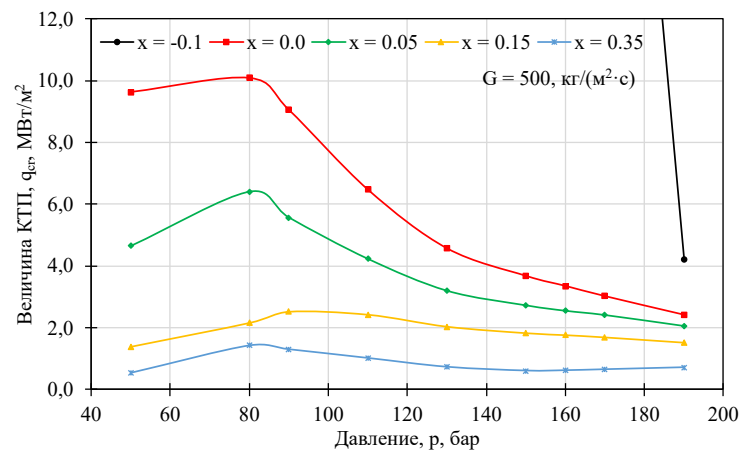
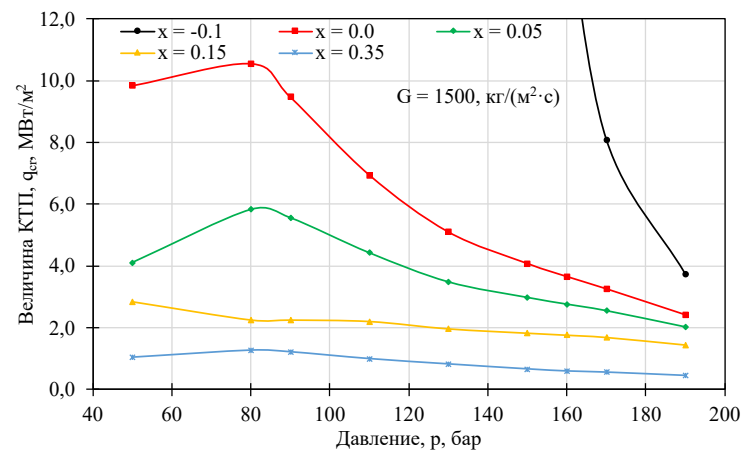


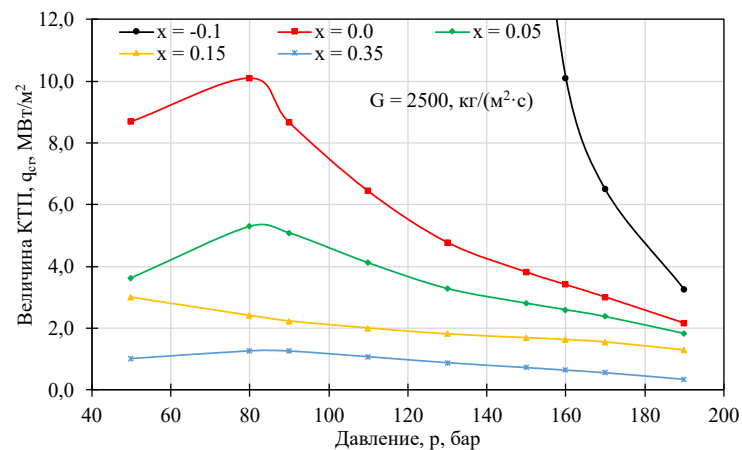
Рисунок 4.25 – Зависимость КТП по предложенной методике от массовой скорости G для давления 190 бар



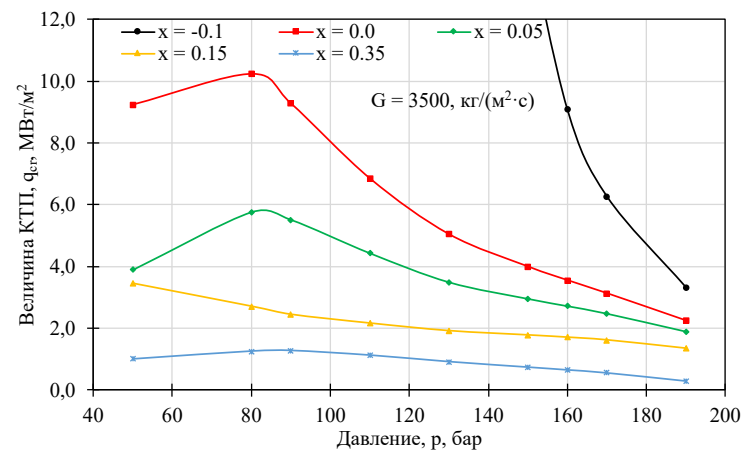
а)



б)

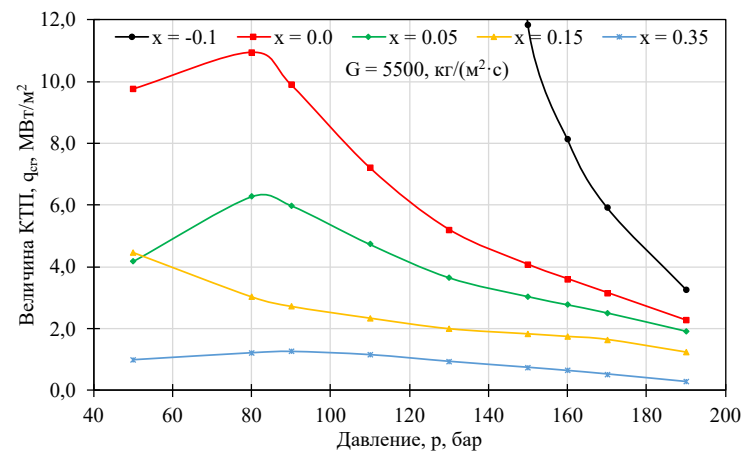


в)



г)

Рисунок 4.26 – Зависимость КТП по предложенной методике от давления p для массовой скорости G а) 500 и б) 1500, в) 2500 и г) 3500 кг/(м²·с) при различных относительных энтальпиях



а)

Рисунок 4.27 – Зависимость КТП по предложенной методике от давления p для массовой скорости G 5500 кг/(м²·с) при различных относительных энтальпиях

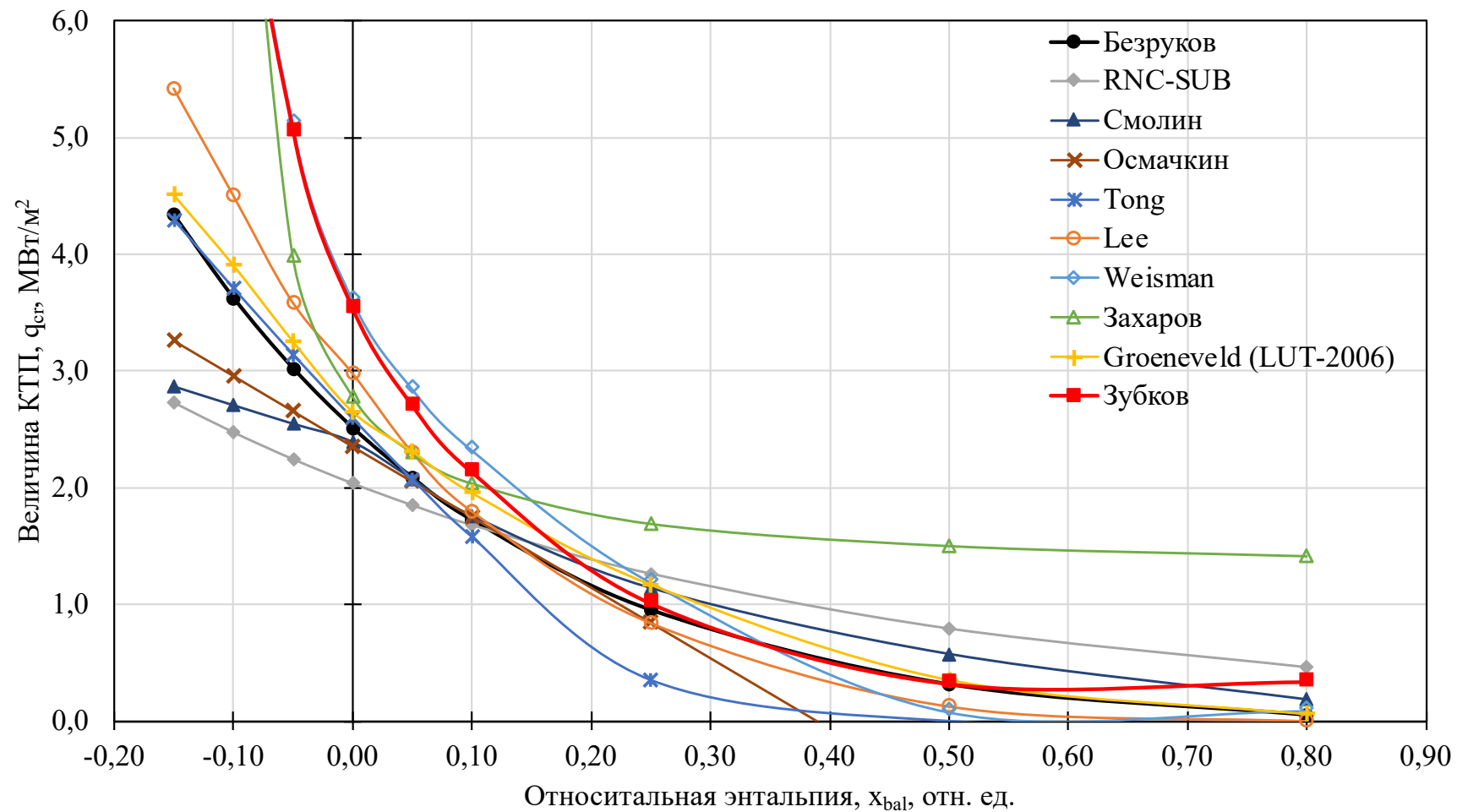


Рисунок 4.28 – Сравнение величины KTP по предложенной методике с «классическими» корреляциями и рассмотренными механистическими моделями от относительной энтальпии, x_{bal} , отн. ед.

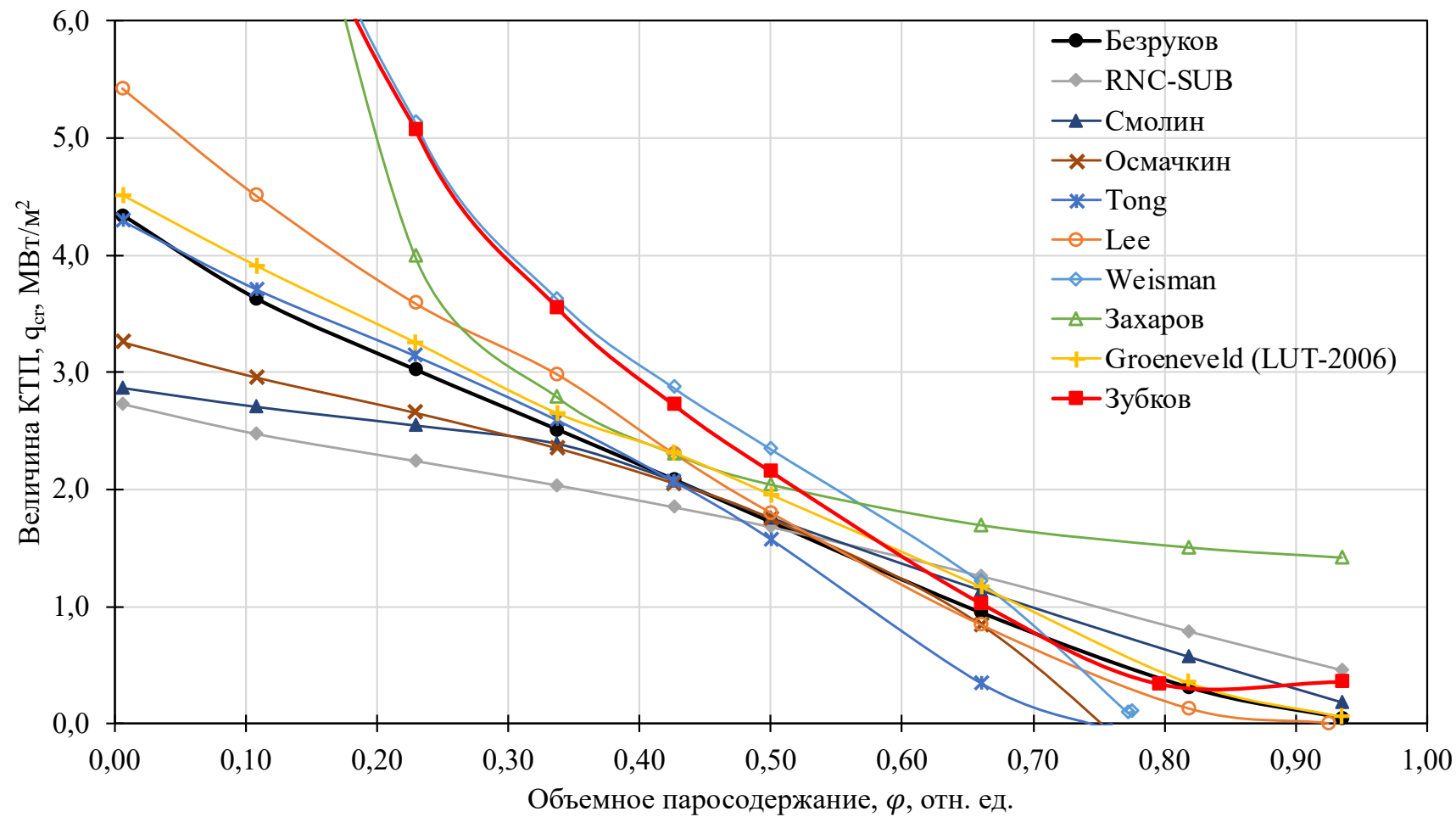
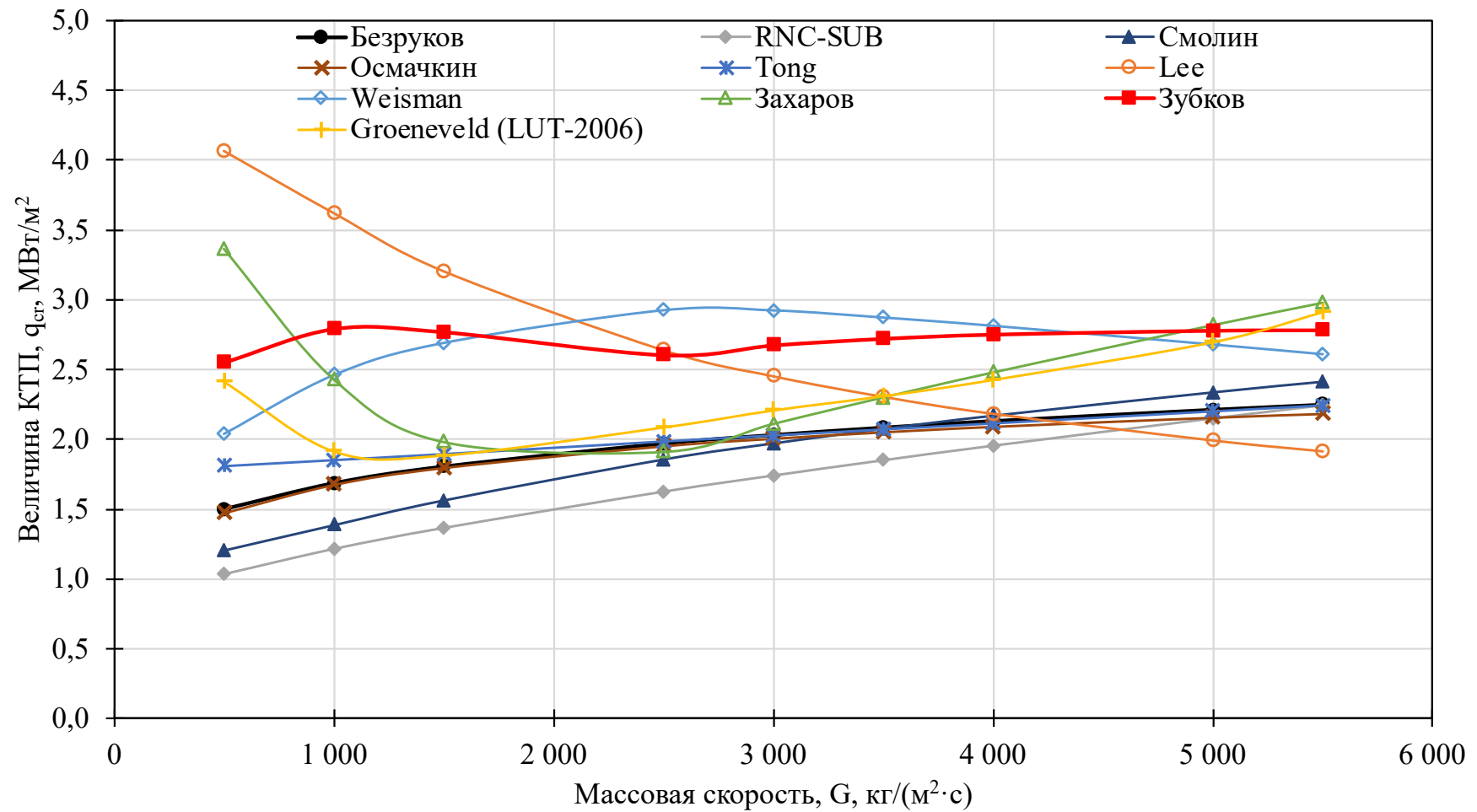
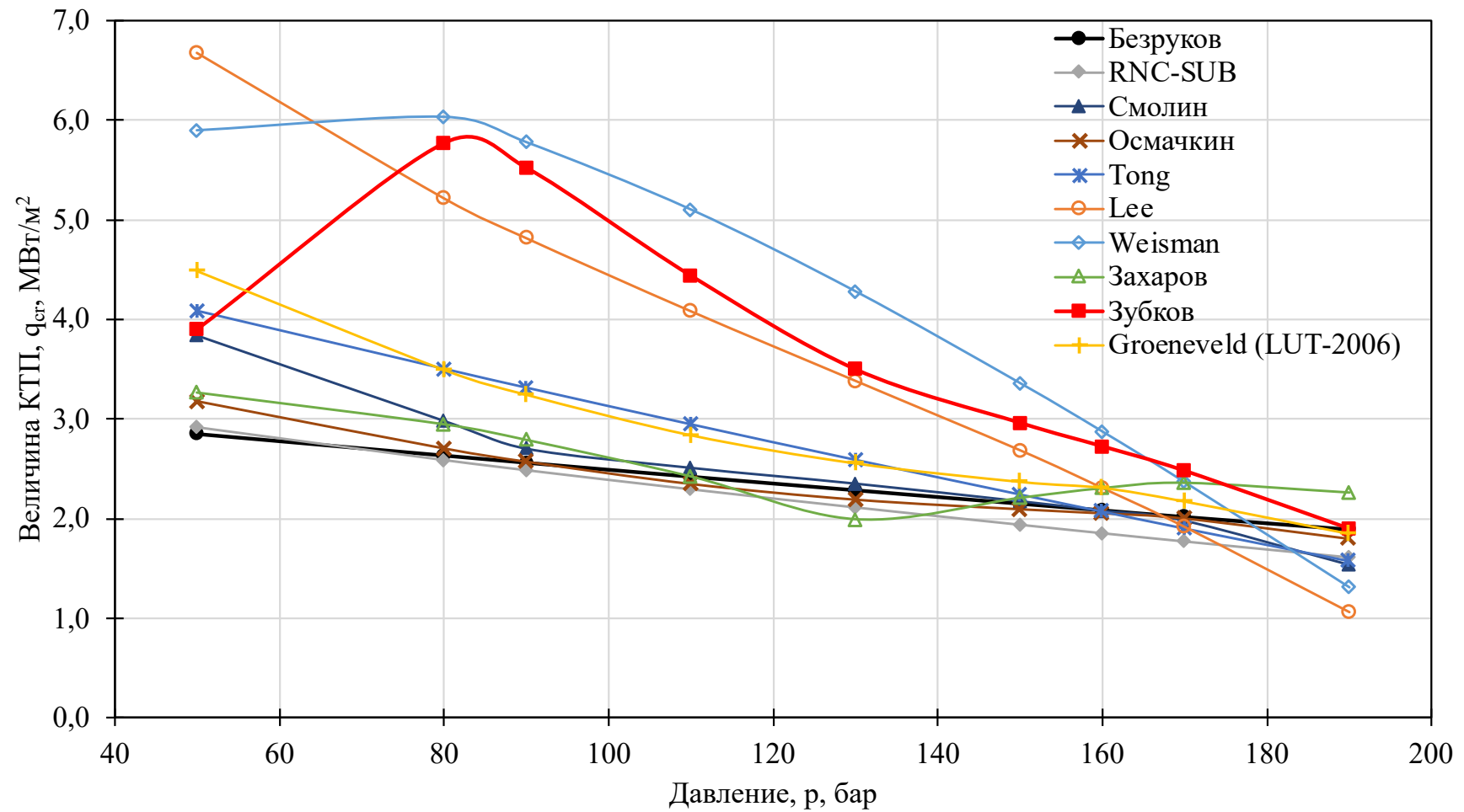


Рисунок 4.29 – Сравнение величины КТП по предложенной методике с «классическими» корреляциями и рассмотренными механистическими моделями от объемного паросодержания, φ , отн. ед.



а)

Рисунок 4.30 – Сравнение величины КТП по предложенной методике с «классическими» корреляциями и рассмотренными механистическими моделями от массовой скорости, G , $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$



а)

Рисунок 4.31 – Сравнение величины КТП по предложенной методике с «классическими» корреляциями и рассмотренными механистическими моделями от давления, p , бар

4.3.4.1 Сравнение на базе экспериментальных данных по КТП в пучках стержней

Сравнение предложенной методики КТП проводилось с корреляциями Безрукова Ю.А., Смолина В.Н., Осмачкина В.С. и Олексюка Д.А. на наборе из 4131 точек.

Значения полученных погрешностей представлены в таблице 4.5.

Таблица 4.5 – Погрешности определения величины КТП по предложенной методике и «классическим» корреляциями для определения КТП в пучках стержней

Методика	Статистические параметры		
	Δ , %	σ , %	$\Delta + 3\sigma$, %
Зубков А.Г.	0,17	19,62	58,86
Безруков Ю.А.	4,19	24,21	72,62
Смолин В.Н.	-4,03	28,58	85,73
Осмачкин В.С.	-6,87	27,51	82,54
Олексюк Д.А.	-0,51	24,24	72,73

Сравнение расчетной величины КТП с экспериментальной представлены на рисунках 4.32, 4.34, 4.36 и 4.38 соответственно для корреляций Безрукова, Смолина, Осмачкина и Олексюка. Графики, отражающие параметрические тренды ошибки определения КТП от объемного паросодержания, массовой скорости и давления приведены для указанных корреляций соответственно на рисунках 4.33, 4.35, 4.37 и 4.39.

У всех рассмотренных корреляций присутствует параметрический тренд от основных режимных параметров, который различается своей силой. Для всех корреляций зависимость ошибки от массовой скорости менее ярко выражена, чем от давления. Обращает на себя внимание группа точек при объемном паросодержании $\varphi > 0.70$ (в особенности выше $\varphi > 0.90$), для которой погрешность расчета резко возрастает (аналогично ситуации с феноменологическими моделями DNB рисунок 3.6)).

На рисунках 4.33б), 4.35б), 4.37б) и 4.39б) видно, что указанные точки с высокой погрешностью находятся в области массовых скоростей $G < 1000$ кг/(м²·с) и давлениях меньше $p < 100$ бар (в особенности – меньше $p < 60$ бар).

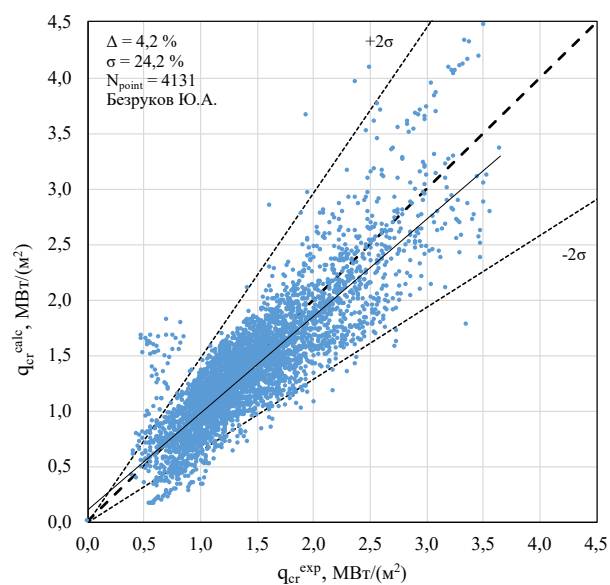
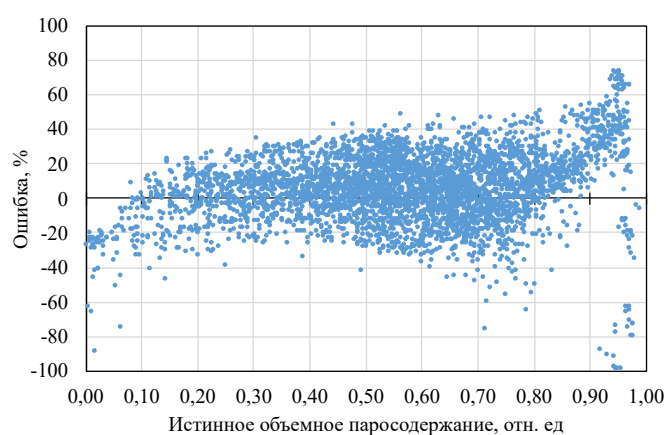
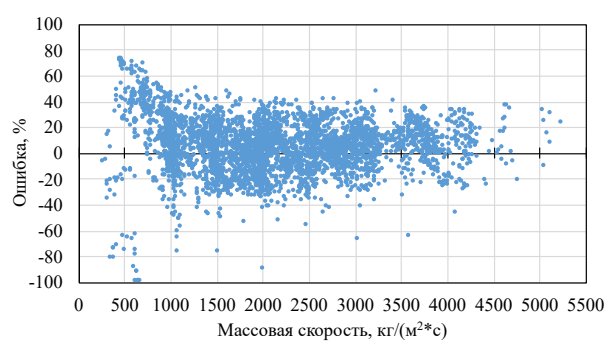


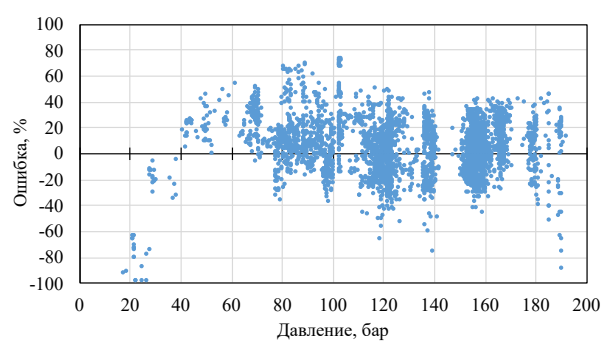
Рисунок 4.32 – Сопоставление экспериментального значения величины КТП с расчетным по корреляции Безрукова Ю.А.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.33 – Зависимости ошибки определения КТП по корреляции Безрукова Ю.А. от а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления

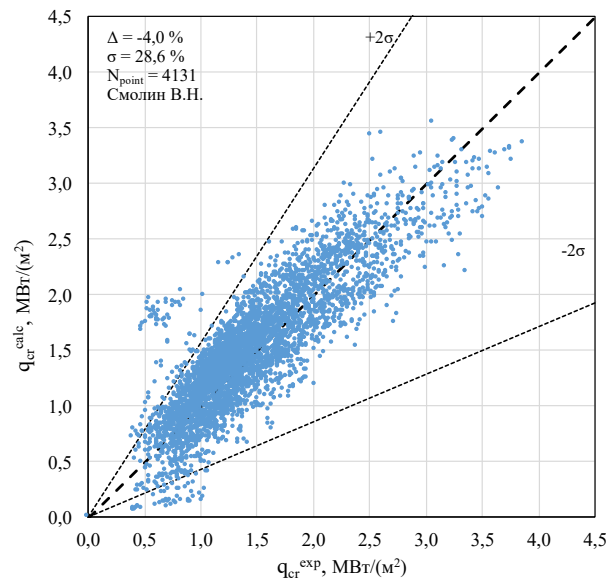
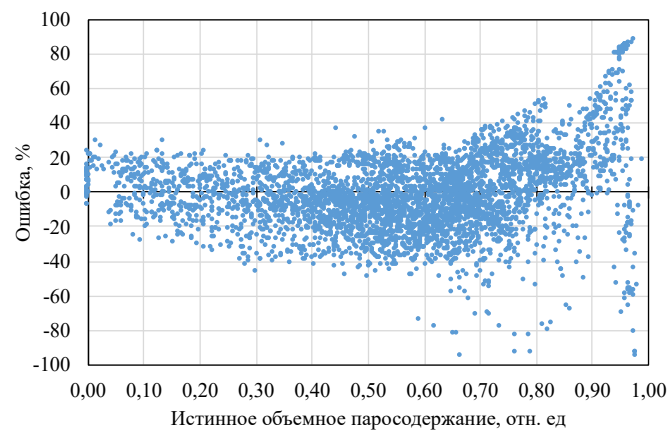
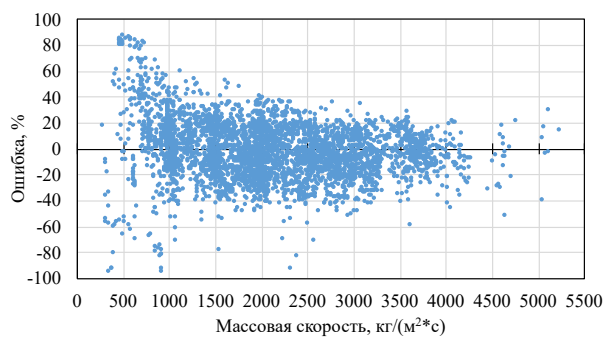


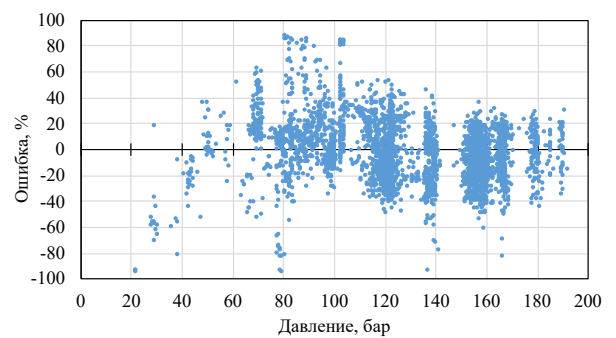
Рисунок 4.34 – Сопоставление экспериментального значения величины КТП с расчетным по корреляции Смолина В.Н.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.35 – Зависимости ошибки определения КТП по корреляции Смолина В.Н. от а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления

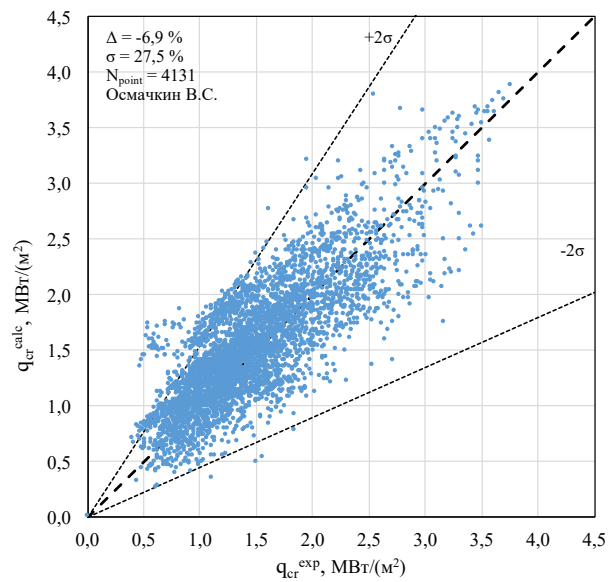
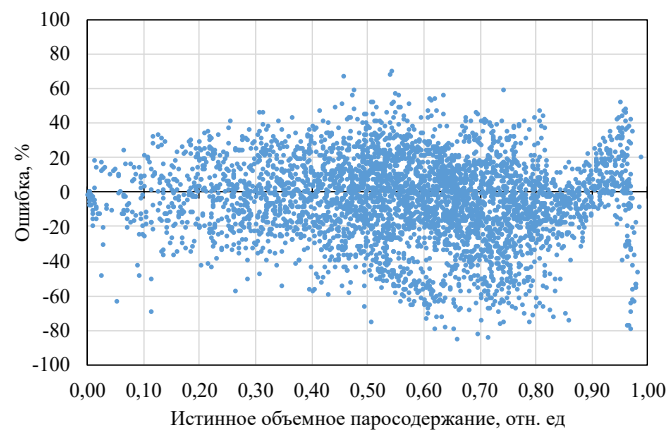
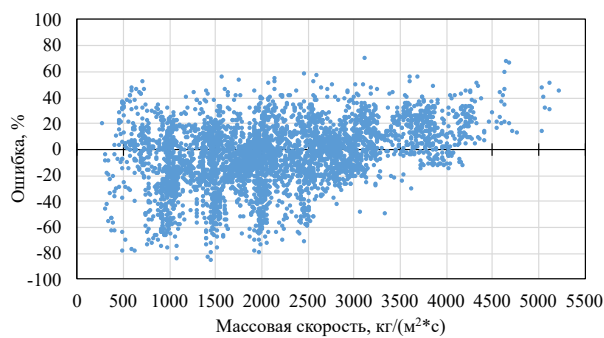


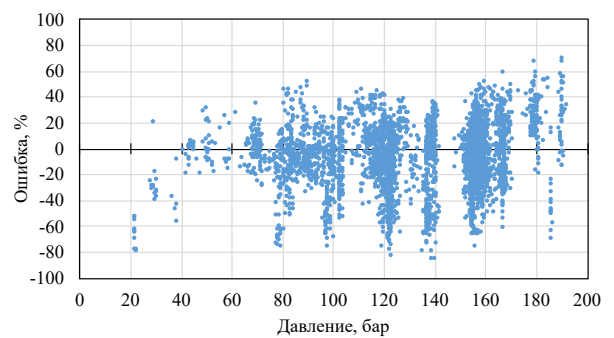
Рисунок 4.36 – Сопоставление экспериментального значения величины КТП с расчетным по корреляции Осмачкина В.С.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.37 – Зависимости ошибки определения КТП по корреляции Осмачкина В.С. от а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления

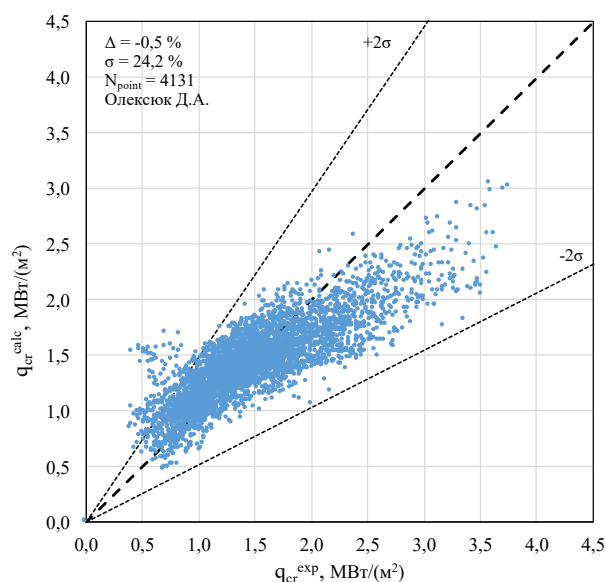
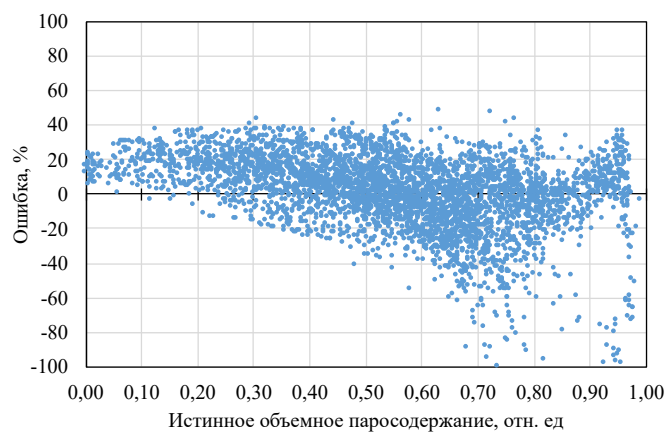
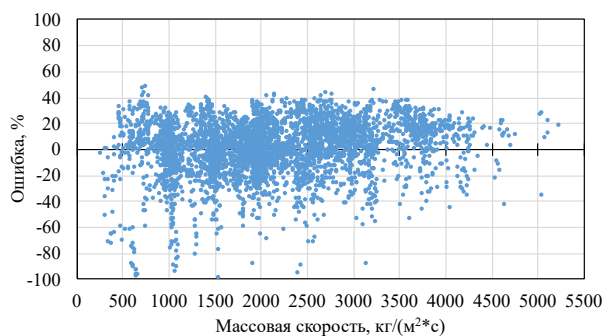


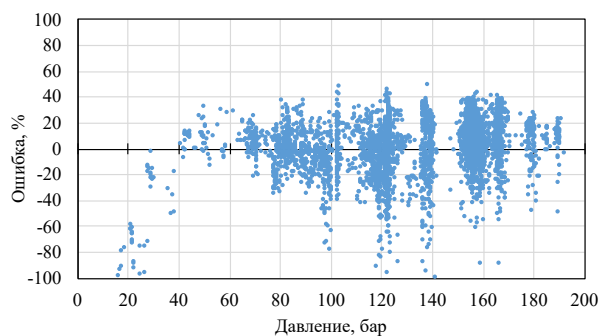
Рисунок 4.38 – Сопоставление экспериментального значения величины КТП с расчетным по корреляции Олексюка Д.А.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 4.39 – Зависимости ошибки определения КТП по корреляции Олексюка Д.А. от а) объемного паросодержания, б) массовой скорости и в) давления

4.4 Выводы к Главе 4

1. Банк данных по КТП и локальным параметрам дополнен моделями ТВС-2006 реактора ВВЭР-1200, входные файл кода SC-INT для которых предварительно настроены по результатам сравнения с экспериментальными величинами локальных параметров;
2. Создана база данных по локальным параметрам теплоносителя в координате кризиса теплоотдачи, в том числе массового и объёмного паросодержания;
3. Выполнена оптимизация коэффициентов предложенной методики определения КТП, получены диапазоны переключения моделей DNB и DO, диапазоны интерполяции;
4. Получена погрешность предложенной методики определения КТП, составившая при описании 4131 точек стандартное отклонение $\sigma = 19,6 \%$ при полной погрешности $\Delta + 3\sigma = 59,0 \%$, определен диапазон режимных параметров ее применимости; выполнено ее сравнение с корреляциями Безрукова Ю.А, Смолина В.Н., Осмачкина В.С. и Олексюка Д.А. (RNC-SUB);
5. Полученная методика обладает меньшей максимальной погрешностью в сравнении с корреляцией Безрукова (использующейся в проектных расчетах) в области параметров эксплуатации РУ ВВЭР, сопоставимой точностью на всем рассмотренном массиве экспериментальных данных, но значительно лучше описывает данные при высоком объемном паросодержании. При этом, методика основана на феноменологических представлениях о возникновении кризиса типа DNB и имеет в своей основе физически обоснованные расчетные методики для определения параметров двухфазного потока, что наделяет ее предсказательной способностью.

5 Применение разработанной методики для определения величины запаса до кризиса (DNBR) в ТВС реактора ВВЭР. Сравнение полученного результата с альтернативными методиками.

5.1 Способы расчета величины DNBR. Краткие сведения

Методика определения величины КТП применительно к анализу ТТН АЗ всегда неразрывно связана со способом определения DNBR, а его конечная величина напрямую зависит от способа его расчета – при одной и той же величине КТП величина DNBR может значительно различаться от подхода, в котором он определяется.

5.1.1 Детерминистский подход

В детерминистском подходе к анализу ТТН применяется методика консервативного детерминистского анализа, при котором принимается, что отклонение большого количества параметров РУ, часть из которых учитывается инженерными коэффициентами, принимаются заданными при проведении расчетов.

При этом такие параметры, как давление, температура, расход и мощность принимаются возможно наихудшими с точки зрения условий охлаждения твэлов и учитываются напрямую в расчете.

Величина отклонений известна заранее – это может быть погрешность измерения или точность поддержания какого-либо параметра при работе РУ, неопределенность экспериментальных данных, использованных для определения КТП или статистическая сумма этих величин.

В детерминистском подходе при расчёте *DNBR* давление на выходе из АЗ и расход отклоняется в меньшую сторону, тепловая мощность АЗ и температура теплоносителя на входе в АЗ – в большую.

Помимо отклоненных режимных параметров, расчет проводится также для ТВС, обладающей наибольшей мощностью (коэффициент K_q). Для этой кассеты задается консервативное распределение радиального энерговыделения мощности твэлов (коэффициент K_r), а для твэлов также задается консервативное распределение аксиального энерговыделения (коэффициент K_z), причем нескольких консервативных форм – для начала и конца кампании топлива (форма профилей ВОС и ЕОС соответственно). Радиальные и аксиальные распределения энерговыделения задаются такими, что бы выполнялось условие:

$$q_{l.avg} \cdot K_r \cdot K_z = q_{l.max} \quad (5.1)$$

где $q_{l.max}$ – максимальная проектная величина линейного теплового потока с поверхности твэла, Вт/см;

$q_{l.avg}$ – среднее линейное энерговыделение в АЗ, Вт/см.

Таким образом, выполняется расчет для наихудших с теплофизической точки зрения условий. Подобной методикой обосновывается ТТН АЗ реакторов ВВЭР главным конструктором РУ ВВЭР ОКБ АО «ГИДРОПРЕСС» [225].

Величина $DNBR_{det}$ в таком подходе определяется с учетом инженерных коэффициентов запаса по потоку и подогреву.

$$DNBR_{det} = \frac{q_{cr}(x_{eng}, G, P) \cdot F_f \cdot (1 - 1,645\sigma + \Delta)}{q_{loc} \cdot K_{eng}^q} \quad (5.2)$$

где $q_{cr}(x_{eng}, G, P)$ – величина КТП, определенная с учетом относительной энтальпии, рассчитанной с учетом инженерного коэффициента запаса по подогреву $K_{eng}^{\Delta h}$; F_f – фактор формы аксиального профиля энерговыделения; K_{eng}^q – инженерный коэффициент запаса по тепловому потоку; σ – среднеквадратическая погрешность используемой методики определения КТП; Δ – среднеарифметическая погрешность использования корреляции для КТП.

Величины σ и Δ определяются для каждой корреляции по результатам сравнения рассчитанных по ней величин с экспериментальными данными.

Относительная энтальпия с учетом инженерного коэффициента по подогреву x_{eng} определяется следующим образом:

$$h_{eng} = h_{in} \cdot (1 - K_{eng}^{\Delta h}) + h \cdot K_{eng}^{\Delta h} \quad (5.3)$$

$$x_{eng} = \frac{h_{eng} - h'}{h'' - h'} \quad (5.4)$$

Полученный с учетом указанных инженерных коэффициентов запаса K_{eng}^q и $K_{eng}^{\Delta h}$ коэффициент запаса до кризиса $DNBR_{det}$ является консервативной оценкой этой величины.

5.1.2 Статистический подход

Статистические методы более реалистично подходят к оценке неопределенности параметров, влияющих на величину $DNBR$. В отличие от детерминистского консервативного подхода, статистический подход предполагает статистический учет неопределённостей и учитывают случайный характер их отклонений.

Активные разработки статистических подходов к оценке $DNBR$ были предприняты компаниями разработчиками реакторов PWR и топлива для них. Среди распространенных статистических методик широко известна методика MSG фирмы FRAMATOME [226], методика RTDP фирмы Westinghouse [227], STDP фирмы Tractebel Engineering [228], а также методика фирмы Babcock&Wilcox [229].

Например, в рамках статистического подхода STDP (Statistical Thermal Design Procedure – статистическая процедура теплового (теплогидравлического) проекта) [228] для режимов НЭ и НЭЭ (Condition I и Condition II) определяется две независимые величины:

– SDL или SDL_{DNBR} – Statistical Design Limit $DNBR$ – статистический проектный предел по $DNBR$;

– SAL или SAL_{DNBR} – Safety Analysis Limit $DNBR$ – предел анализа безопасности по $DNBR$;

– $DNBR_{min}$ или $MDNBR$ – минимальный коэффициент $DNBR_{BE}$, полученный в соответствующем режиме Condition I и Condition II (НЭ и ННЭ).

После определения указанных величин, для каждого рассчитанного режима проверяется выполнение критерия:

$$MDNBR > SAL_{DNBR} \quad (5.5)$$

или

$$Margin = \frac{MDNBR}{SAL_{DNBR}} \quad (5.6)$$

Полученная величина запаса должна быть строго больше единицы, т.е.:

$$Margin > 1 \quad (5.7)$$

В таком случае считается, что выполняется условие того, что существует по меньшей мере 95%-ная вероятность при 95%-ном доверительном уровне того, что самый «горячий» твэл в активной зоне не испытает кризиса теплоотдачи (или DNB) во время НЭ и ННЭ. При этом, неопределенности в значениях технологических параметров и конструктивных параметров АЗ, а также методах расчета, используемых при выполнении расчета $DNBR$, должны учитываться с вероятностью не менее 95% при уровне достоверности 95%.

Предел анализа безопасности SAL определяется исходя из величины статистического проектного предела SDL следующим образом:

$$SAL = SDL \cdot (1 + GM) \cdot (1 + AM) \quad (5.8)$$

где GM – generic margin – главный запас; AM – additional margin – дополнительные запасы: запас на искривление ТВС, запас на искривление твэл в ТВС, запас для случая смешанной АЗ и т.д. Запасы AM определяются требованием надзорного органа.

Статистический проектный предел SDL определяется в следующих предпосылках:

– расчетные параметры, рассматриваемые в статистической комбинации, взяты с наилучшими оценочными значениями (т.е. в предположении best estimating);

– критерий SDL_{DNBR} рассчитывается с вероятностью 95 % и уровнем достоверности 95 %.

– критерий SDL_{DNBR} включает в себя неопределенности рассматриваемых параметров, а также неопределенность корреляции КТП в составе расчетного кода.

Величина SDL определяется следующим способом.

$$SDLDNBR = \frac{1}{\mu_c \left(1 - 1,645 \sqrt{\sum_i \left(S_i \frac{\sigma_z}{\mu_z} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{\mu_c} \right)^2} \right)} \quad (5.9)$$

Где S_i – варьируемый параметр, к которому определяется чувствительность величины КТП.

Входящие в (5.9) величины истинного среднего значения μ_c и стандартного отклонения σ_c для корреляции КТП согласно [228] для 95% доверительного интервала при количестве экспериментальных точек по КПП более 100 определяются следующим образом:

$$\mu_c = m_c - s_c \cdot \left(\frac{k}{\sqrt{n}} \right) \cdot \left(1 + \frac{k^2 + 1}{4 \cdot (n - 1)} \right) \quad (5.10)$$

$$\sigma_c = s_c \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (n - 1)}{\left(\sqrt{2 \cdot (n - 1)} - 1 - k \right)^2}} \quad (5.11)$$

где n – число точек в экспериментальной выборке;

$k = 1,645$ для 95 % одностороннего интервала при количестве значений в выборке $n > 100$.

5.2 Описание моделируемой ТВС и режимных параметров

Для демонстрации работы методики анализа была взята кассета для реактора ВВЭР со значительно измененными конструктивными параметрами, а также измененными параметрами эксплуатации.

В рассматриваемой ТВС основные изменения связаны с уменьшением шага расположения твэл в треугольной решетке, а также количеством и конструктивными параметрами направляющих СУЗ.

В связи с изменением шага расположения твэл в ТВС, а также появлением направляющих каналов большого диаметра, конфигурация подканалов для протока теплоносителя в ТВС значительно изменилась в сравнении с базовой ТВС для реакторов ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200 ТВС-2М. Кроме того, вследствие появления НК большого диаметра, в конструкции ТВС появились специфические подканалы малого гидравлического диаметра (подканалы между твэлами и НК вытеснителей), нехарактерные для штатной конструкции.

В конструкции рассматриваемой сборки (Рисунок 5.1а)) основные изменения относительно кассеты ТВС-2М следующие:

- уменьшен шаг расположения твэлов в треугольной решетке;
- измененное местоположение НК и ИК;
- отличное от штатного количество НК;
- в конструкцию ТВС внедрены 13 направляющих каналов большого диаметра.

В процессе разработки топливных циклов для АЗ с загрузками на основе рассматриваемой кассеты, были получены различные значения характеристик топливных циклов, которые различаются значением максимальной относительной мощности сборки K_q и максимальной относительной мощности твэла K_r . Первый вариант топливных циклов и гидравлических характеристик кассеты отличался повышенным паросодержанием на выходе из ТВС. Для улучшения теплотехнических параметров АЗ была выполнена их оптимизация.

Определение величины DNBR проводилось в консервативном приближении для двух указанных вариантов – до и после оптимизации АЗ. Краткие характеристики расчетных вариантов представлены в таблице 5.1.

При расчете, рассматриваемая кассета в программе SC-INT разбивалась на 636 подканалов и 100 аксиальных слоев. Схема разбиения кассеты на подканалы представлена на рисунке 5.16).

Расчет выполнялся с использованием консервативных аксиальных, а также радиальных полей энерговыделения. Для каждого из расчетных вариантов распределение энерговыделения в твэлах представлено на рисунке 5.2.

Таблица 5.1 – Параметры расчетных вариантов для анализа величины DNBR в рассматриваемой ТВС измененной конструкции

Параметр	Вариант 1. До оптимизации АЗ	Вариант 2. После оптимизации АЗ
Расход через активную зону, м ³ /ч	44300	45300
Температура на входе в АЗ, °С	300	
Давление на выходе из АЗ, МПа	15,9	
Максимальный коэффициент относительной мощности ТВС	$K_q = 1.55$	$K_q = 1.50$
Максимальный коэффициент относительной мощности твэл	$K_r = 1.80$	$K_r = 1.70$

Для каждого из расчетных вариантов величина КТП определялась по формуле Безрукова (1.1) (как корреляции, используемой для проведения проектных расчетов), предложенной методике, а также корреляции RNC-SUB (1.11).

При определении величины $DNBR_{det}^{min}$ по формуле (5.2), для корреляций Безрукова и RNC-SUB, использовались погрешности, представленные в таблице 1.1. При проведении расчетов с корреляциями Безрукова и RNC-SUB, использовалась корреляция Осмачкина для массового (1.62) и объемного (1.64) паросодержания.

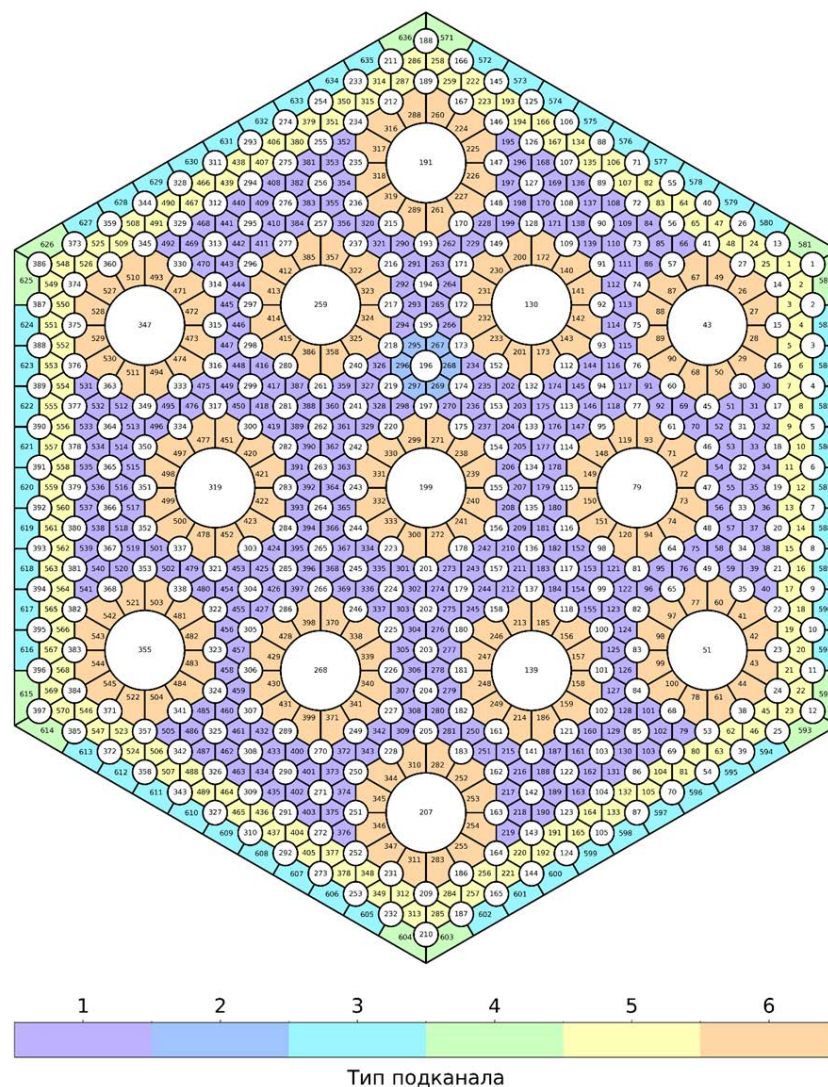


Рисунок 5.1 –Разбиение поперечного сечения рассматриваемой ТВС на подканалы программы SC-INT
(диаметры твэлов, НК и ИК пропорционально уменьшены для удобства читаемости)

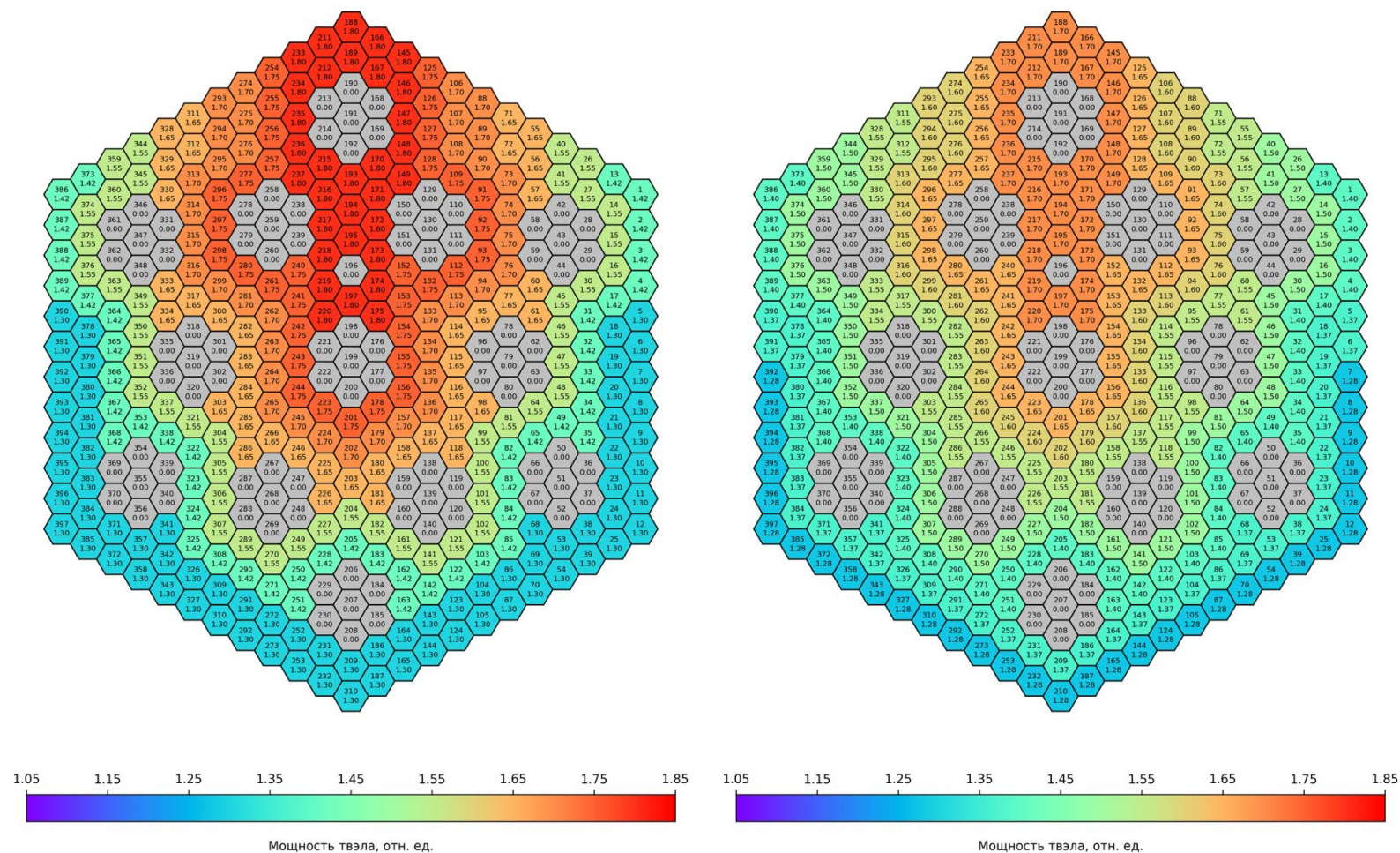


Рисунок 5.2 – Консервативное распределение относительной мощности ТВЭЛов для:

а) Варианта 1 ($K_r = 1.80$; $K_q = 1.55$); б) Варианта 2 ($K_r = 1.70$; $K_q = 1.50$)

5.3 Результаты расчета величины DNBR в консервативном приближении по предложенной методике и сравнение с альтернативными методиками КТП

Численные значения минимальной величины запаса до кризиса $DNBR_{det}^{min}$ по результатам выполненных расчетов представлены в таблице 5.2, Распределение величины запаса до кризиса по поперечному сечению рассматриваемой ТВС представлено на рисунках 5.3 и 5.4

Таблица 5.2 – Величины минимального запаса до кризиса в рассматриваемой ТВС новой конструкции, определенные по предложенной методике и по корреляции Безрукова

Методика расчета КТП	Величина $DNBR_{det}^{min}$ для каждого из вариантов	
	Вариант 1. До оптимизации поля энерговыведения	Вариант 2. После оптимизации поля энерговыведения
Предложенная методика	2,02	2,33
Корреляция Безрукова Ю.А.	1,37	1,59
Корреляция RNC-SUB (корреляция Олексюка Д. А.)	1,40	1,51

На схемах поперечного сечения, приведенных на рисунках 5.3в) и 5.4в) обращают на себя внимание обширные фиолетовые области с величиной $DNBR > 4,5$. Это области, в которых величина запаса при определении КТП по предложенной методике не определяется по той причине, что в данных подканалах нет кипения. Так как предложенная методика КТП основана на физических закономерностях возникновения кризиса теплоотдачи, ее применение возможно только в случае факта наличия кипения теплоносителя.

Для иллюстрации этого, на рисунках 5.5 и 5.6 представлены результаты визуализации распределения по поперечному сечению на выходе исследуемой ТВС величины объемного паросодержания, определенного по двум используемым при расчете КТП методикам. Величины максимального объемного паросодержания для подканала с $DNBR_{det}^{min}$ представлены в таблице 5.3.

Как можно видеть из таблицы 5.3, величина φ , определенная по модели Zuber&Findlay даже несколько выше, чем по модели Осмачкина. Однако, обширные периферийные области ТВС остаются с нулевыми значениями паросодержания, или близким к нулю, что видно на рисунках 5.5 и 5.6.

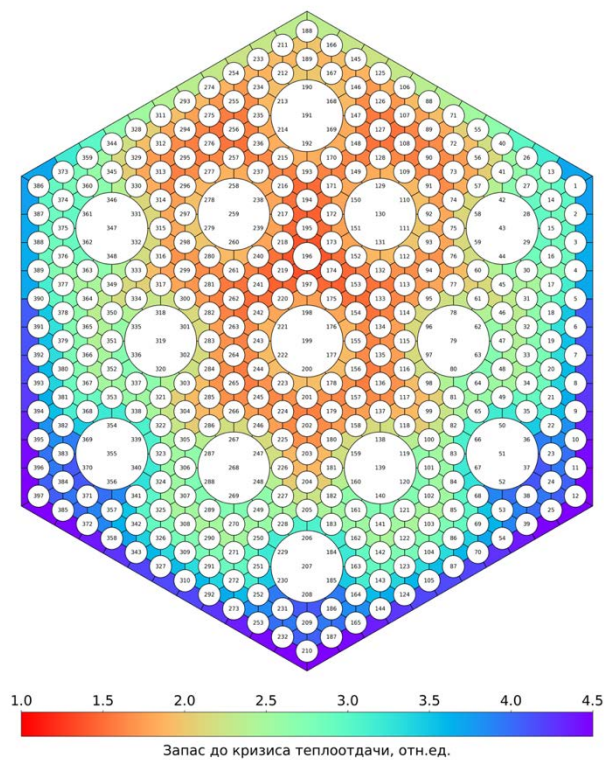
При этом, запас до кризиса, а значит, и величина КТП, для этих подканалов по «классическим» корреляциям определяется. Более того, по корреляции RNC-SUB наблюдается относительно низкие значения запаса даже в областях с околонулевым паросодержанием или вообще при отсутствии кипения.

Таблица 5.3 – Величины максимального объемного паросодержания в ТВС-С-600, определенные по различным методикам

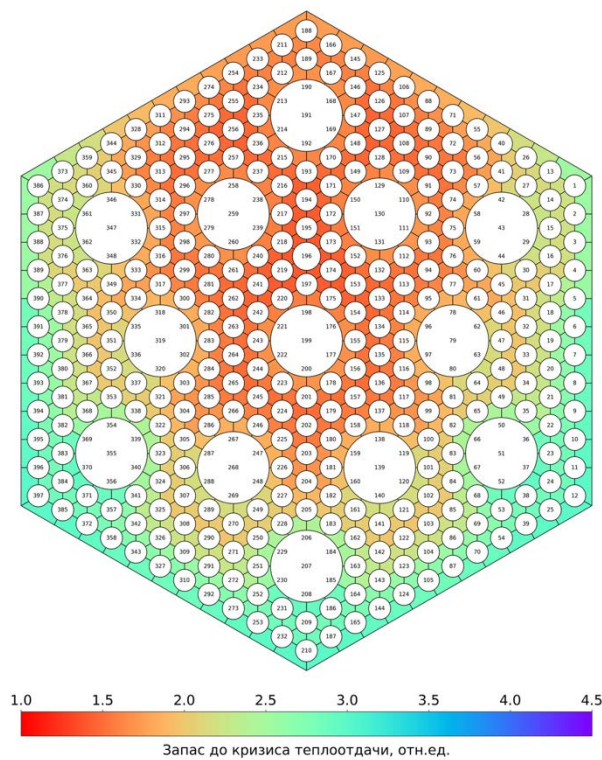
Методика расчета КТП	Величина объемного паросодержания для каждого из вариантов, отн. ед	
	Вариант 1. До оптимизации поля энерговыведения	Вариант 2. После оптимизации поля энерговыведения
Методика Осмачкина [152]	0,350	0,300
Методика Zuber&Findlay [198] в модификации Dix [199]	0,378	0,337

5.4 Выводы к Главе 5

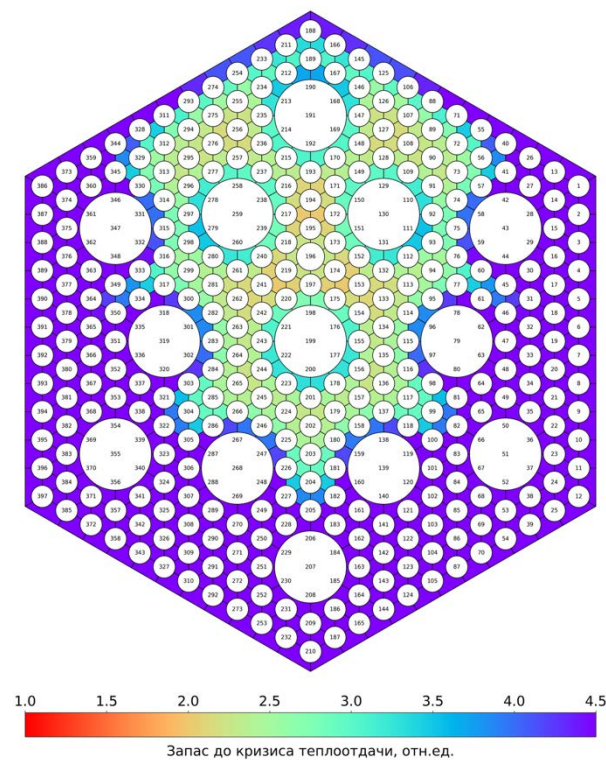
1. Предложенная методика была применена к определению величины $DNBR_{det}^{min}$ в тепловыделяющей сборке для реактора ВВЭР новой конструкции, обладающей значительными конструктивными изменениями в сравнении с классическими ТВС для реакторов ВВЭР;
2. Анализ величины $DNBR$ проводился в консервативном приближении с применением консервативного распределения аксиального и радиального энерговыведения;
3. Полученная по предложенной методика величина $DNBR_{det}^{min}$ сравнивалось с аналогичными величинами, полученными по корреляции Безрукова (применяемой для проектных расчетов РУ ВВЭР) и специальной корреляцией RNC-SUB, предназначенной для проведения КТП при проведении субканальных расчетов;
4. Показано хорошее соответствие величин $DNBR_{det}^{min}$, определенных по различным методикам – предложенной и с использованием классических корреляций;
5. Предложенная методика, как и следует из предпосылок ее создания, не определяет величину КТП в подканалах, в которых отсутствует кипение (величина массового/объемного паросодержания равна нулю);
6. Используемые совместно с предложенной методикой соотношения для определения объемного паросодержания в исследуемом диапазоне режимных параметров показывают бóльшую величину паросодержания (как по абсолютной величине, так и по количеству подканалов, в которых наблюдается кипение).



а)

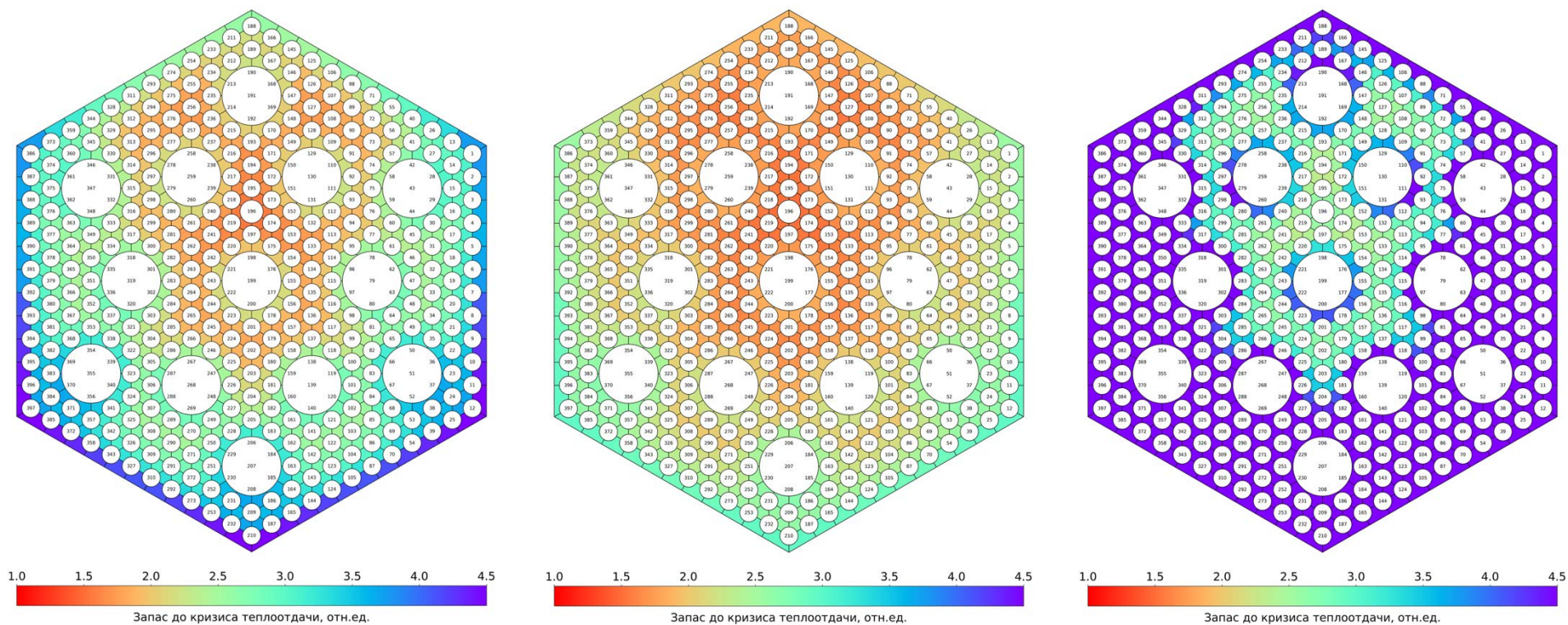


б)



в)

Рисунок 5.3 – Распределение коэффициента запаса до кризиса теплоотдачи по сечению ТВС ВВЭР новой конструкции для первого расчетного варианта, определённого по а) корреляции Безрукова, б) корреляции RNC-SUB, в) предложенной методике КТП



а)

б)

в)

Рисунок 5.4 – Распределение коэффициента запаса до кризиса теплоотдачи по сечению ТВС ВВЭР новой конструкции для второго расчетного варианта, определённого по а) корреляции Безрукова, б) корреляции RNC-SUB, в) предложенной методике КТП

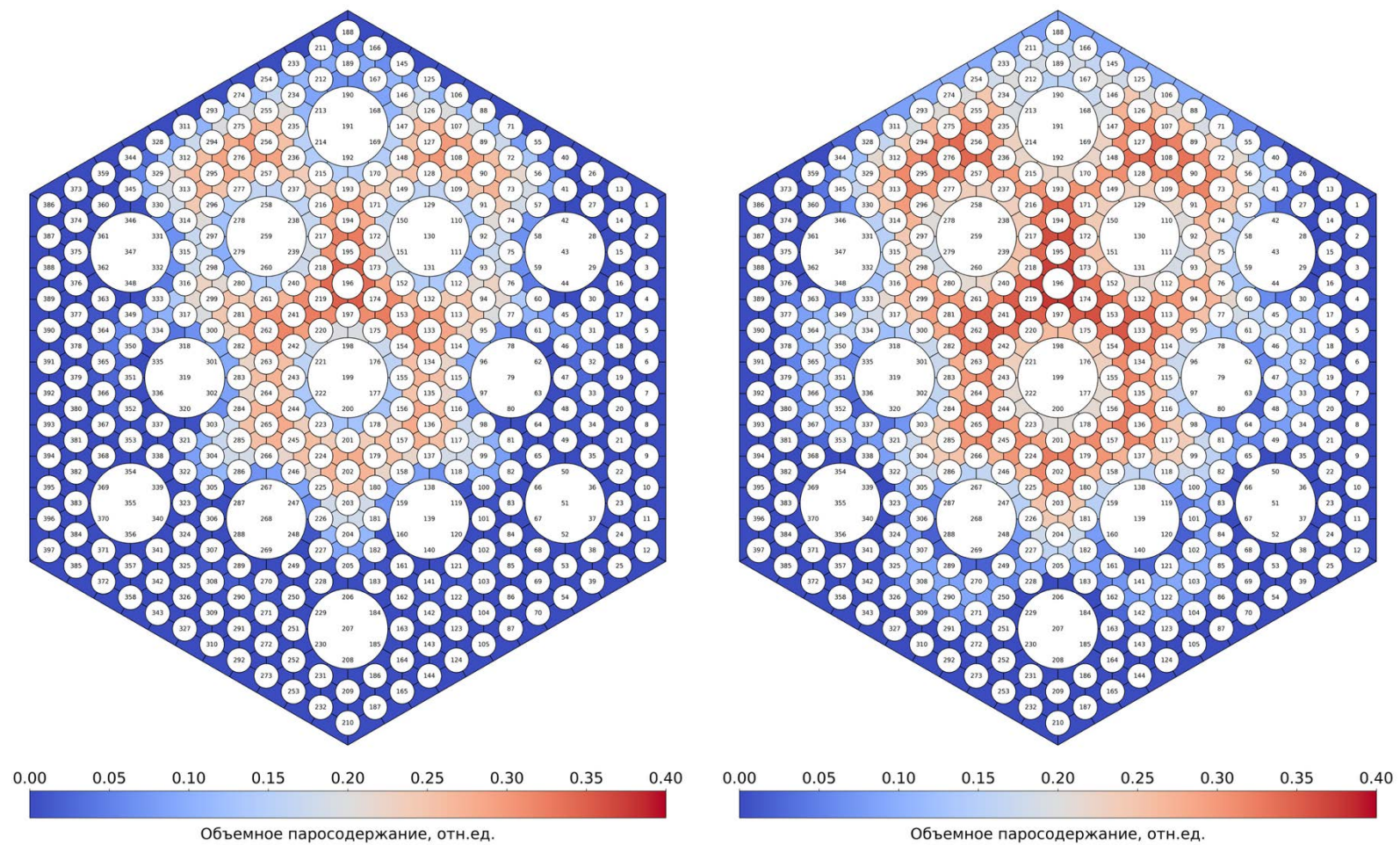


Рисунок 5.5 – Распределение объемного паросодержания по сечению ТВС ВВЭР новой конструкции для первого расчетного варианта, определённого по а) методике Осмачкина, б) методике Saha&Zuber в модификации Dix

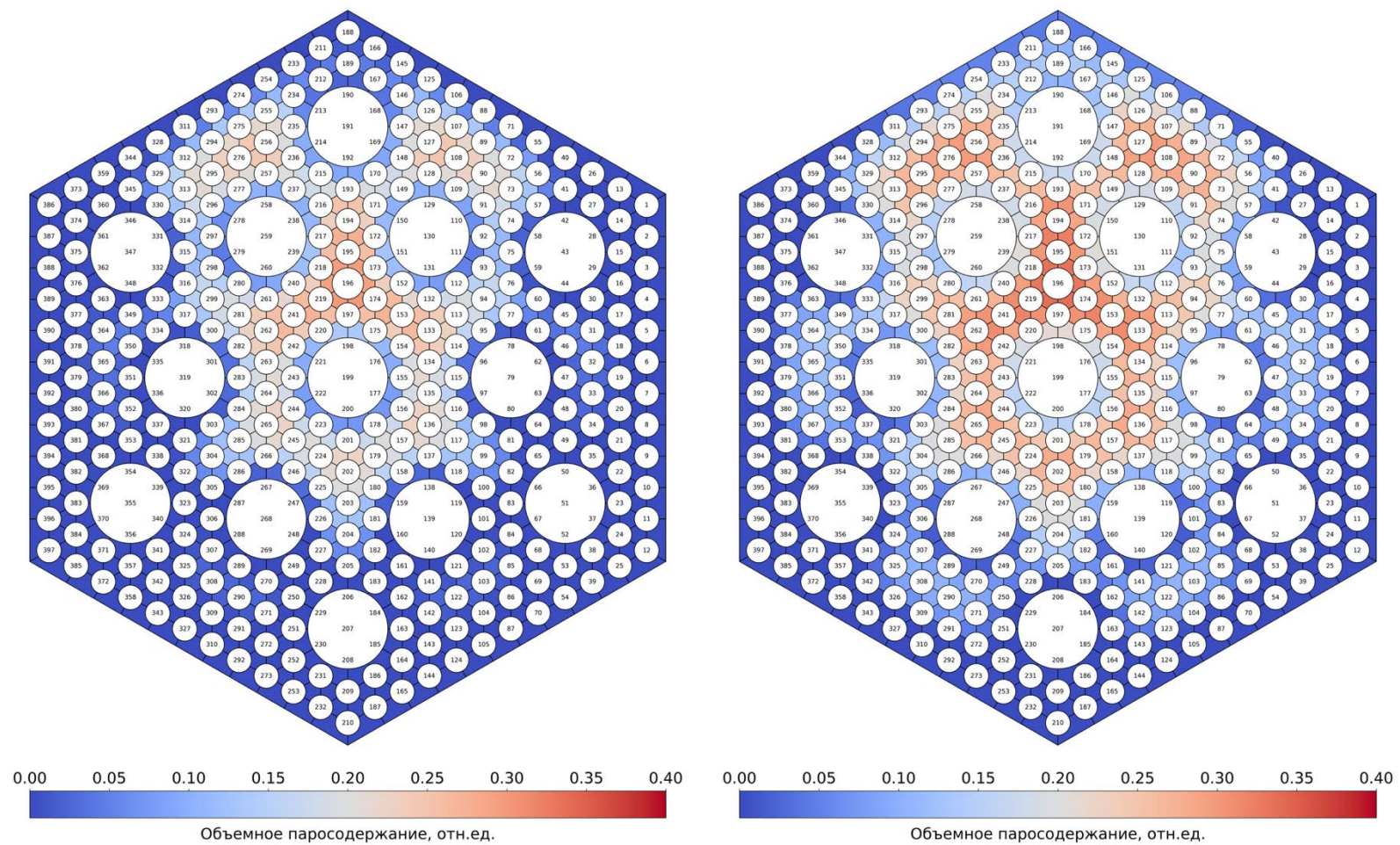


Рисунок 5.6 – Распределение объемного паросодержания по сечению ТВС ВВЭР новой конструкции для второго расчетного варианта, определённого по а) методике Осмачкина, б) методике Saha&Zuber в модификации Dix

Заключение

1. Выполнен анализ феноменологии возникновения кризиса теплоотдачи как при кипении в большом объеме, так и при течении двухфазной смеси в каналах. Показана сложная структура возникновения кризиса типа DNB, а также отсутствие на данный момент единого понимания конечной природы его возникновения и физической модели этого процесса; Выполнен анализ «классических» способов определения величины КТП при анализе ТТН АЗ реакторов с водой под давлением – корреляций, а также табличных методов. Выполненное сравнение показывает, что корреляции имеют значительную разницу в зависимости от режимных параметров, не отражают характерных явлений, таких как инверсия кризиса теплоотдачи в зависимости от массовой скорости; различаются диапазонами своего применения и заявленной погрешностью. В случае изменения конструкции ТВС или режимных параметров ее эксплуатации, применение таких корреляций не может быть обоснованно. Применение скелетных таблиц в таком случае позволяет получить только качественную оценку ввиду значительного количества поправок к базовой величине КТП. Выходом в подобной ситуации может быть применение для определения величины КТП при DNB модели, основанной на феноменологии возникновения этого явления. Для этого выполнен анализ трех наиболее актуальных механистических моделей DNB – МКП, МПБ и модель высыхания жидкого подслоя;

2. Была разработана и внедрена в код SC-INT методика определения КТП в широком диапазоне режимных параметров, прежде всего – объемного паросодержания, основанная на механистических моделях DNB и корреляции для описания DO, вместе с замыкающими соотношениями. Был описан алгоритм предложенной методики. Методика основана на феноменологической модели DNB МКП, с поддерживающей моделью МПБ для расширения области описания DNB. Методика вместе с замыкающими соотношениями и моделями паросодержания внедрена в субканальный код SC-INT. Для расчета характеристик двухфазного потока в координате начала отрыва паровых пузырей был создан отдельный модуль программы SC-INT. Выполнено тестирование модулей кода. Для устранения параметрических трендов и корректного описания явления инверсии, была предложена модернизация МКП, направленная на корректировку коэффициента α , отвечающего за влияние турбулентности в двухфазной области на коэффициент интенсивности поперечных турбулентных пульсаций i_b . Был выполнен анализ методик расчетного определения таких ключевых параметров двухфазного потока, как массовое и объемное паросодержание. Для объемного паросодержания была выбрана модель потока дрейфа Zuber&Findley в модификации Dix, учитывающая форму профиля объемного паросодержания в зависимости от режимных параметров, которая является определяющей при определении типа возникающего кризиса теплоотдачи.

3. Выполнен анализ способов экспериментального исследования локальных параметров потока теплоносителя применительно к условиям проведения эксперимента на многостержневых электрообогреваемых моделях ТВС на теплофизическом стенде КС НИЦ «Курчатовский институт». Способов измерения параметров потока теплоносителя достаточно много, однако специфика проведения исследований на многостержневых моделях ТВС при параметрах эксплуатации ядерных реакторов – высокое давление, температура и массовая скорость, накладывают значительное ограничение на номенклатуру используемых датчиков. В подобных экспериментах локальную скорость целесообразно измерять зондами отбора полного давления – трубками Пито. Поля температуры могут получаться путем установки в теплоноситель термопарных датчиков высокой точности. Для проведения экспериментов было разработано и собрано устройство, осуществляющее разведение и позиционирование датчиков, и смонтированное на моделях ТВС-2006, исследованных на стенде КС, разработана процедура тарировки датчиков и первичной обработки экспериментальных данных;

4. Проведен цикл экспериментов по исследованию локальных параметров потока теплоносителя – температуры и скорости – в ячейках экспериментальных многостержневых моделей ТВС-2006 реактора ВВЭР. Исследования были проведены в широком диапазоне режимных параметров – как в области нормальной эксплуатации РУ ВВЭР, так и в диапазонах параметров при нарушении нормальной эксплуатации и аварийных режимах.

5. Проведен цикл экспериментов по исследованию КТП на многостержневых моделях ТВС-2006 реакторов ВВЭР с различной конфигурацией радиального энерговыделения;

6. На основе полученных экспериментальных данных была произведена настройка замыкающих соотношений для определения гидравлических характеристик исследованных моделей, а также массообменных процессов. Из анализа перепадов давления были получены КГС ферментов ДР, а также настроены соотношения для коэффициента трения на гладкой части пучка; из анализа скоростей были скорректированы распределение местных КГС по подканалам, а также фактор неподобия канала круглой трубе. Из анализа распределения температур были получены коэффициенты для корреляции поперечного турбулентного обмена. После выполнения указанной настройки был выполнен анализ величины КТП на исследованных моделях ТВС, его зависимости от средней и локальной относительной энтальпии;

7. Банк данных по КТП и локальным параметрам дополнен моделями ТВС-2006 реактора ВВЭР-1200, входные файлы кода SC-INT для которых предварительно настроены по результатам сравнения с экспериментальными величинами локальных параметров. На основе банка путем расчета по коду SC-INT создана база данных по локальным параметрам в экспериментальных состояниях с достижением КТП;

8. Предложенная методика определения КТП вместе с замыкающими соотношениями и моделями паросодержания адаптирована и внедрена в субканальный код SC-INT. Для расчета характеристик двухфазного потока в координате начала отрыва паровых пузырей был создан отдельный модуль программы SC-INT. Выполнено тестирование модулей кода. На созданной базе данных выполнена оптимизация коэффициентов предложенной методики определения КТП, получены диапазоны переключения моделей DNB и DO, диапазоны интерполяции. Получена погрешность предложенной методики определения КТП, составившая при описании 4131 точек стандартное отклонение $\sigma = 19,6 \%$ при полной погрешности $\Delta + 3\sigma = 59,0 \%$, определен диапазон режимных параметров ее применимости; выполнено ее сравнение с корреляциями Безрукова Ю.А, Смолина В.Н., Осмачкина В.С. и Олексюка Д.А. (RNC-SUB); Методика обладает меньшей максимальной погрешностью в сравнении с корреляцией Безрукова (используемой в проектных расчетах) в области параметров эксплуатации РУ ВВЭР, сопоставимой точностью на всем рассмотренном массиве экспериментальных данных, но значительно лучше описывает данные при высоком объемном паросодержании. При этом, методика основана на феноменологических представлениях о возникновении кризиса типа DNB и имеет в своей основе физически обоснованные расчетные методики для определения параметров двухфазного потока, что наделяет ее предсказательной способностью.

9. С помощью предложенной методики определения КТП получена величина $DNBR$ в кассете реактора ВВЭР, обладающей значительными конструктивными изменениями в сравнении с классическими конструкциями ТВС для реакторов ВВЭР. Анализ величины $DNBR$ проводился в консервативном приближении с применением консервативного распределения аксиального и радиального энерговыделения. Полученная по предложенной методике величина $DNBR_{det}^{min}$ сравнивалась с аналогичными величинами, полученными по корреляции Безрукова (применяемой для проектных расчетов РУ ВВЭР) и специальной корреляцией RNC-SUB, предназначенной для проведения КТП при проведении субканальных расчетов. Показано хорошее соответствие величин $DNBR_{det}^{min}$, определенных по различным методикам – предложенной и с использованием классических корреляций. Предложенная методика, как и следует из предпосылок ее создания, не определяет величину КТП в подканалах, в которых отсутствует кипение (величина массового/объемного паросодержания равна нулю).

Литература

1. <https://pris.iaea.org/pris> [дата обращения: 03.08.2024].
2. Общие положения безопасности атомных станций. НП-001-15. Ростехнадзор, 2015.
3. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций: НП-082-07: утв. постановлением Ростехнадзора РФ от 10.12.2007. – М., 2008.
4. Клемин, А.И. Теплогидравлический расчет и теплотехническая надежность ядерных реакторов / А.И. Клемин, Л.Н. Полянин, М.М. Стригулин. – М.: Атомиздат, 1980. – 261 с.
5. Дмитриев С. М. и др. К вопросу о методологии обоснования теплотехнической надежности активных зон водяных энергетических реакторов //Труды НГТУ им. ПЕ Алексева. – 2014. –№. 2 (104). – С. 98-108.
6. Безруков Ю. А. и др. Экспериментальные исследования и статистический анализ данных по кризису теплообмена в пучках стержней для реакторов ВВЭР //Теплоэнергетика. – 1976. – Т. 2. – С. 80-82.
7. Tong L. S. Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution //Journal of Nuclear Energy. – 1967. – Т. 21. – №. 3. – С. 241-248.
8. Астахов В.И., Безруков Ю.А., Логвинов С.А. Учет осевой неравномерности тепловыделения при определении запасов до кризиса теплообмена в реакторах типа ВВЭР //Сборник трудов конференции «Теплофизика 82». – Прага, 1982. – т. 4, с. 168-176.
9. Tong L. S. et al. Influence of axially nonuniform heat flux on DNB //Chem. Eng. Progr., Symp. Ser., 62: No. 64, 35-40 (1966). – Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, 1966.
10. Tong L. S. An evaluation of the departure from nucleate boiling in bundles of reactor fuel rods //Nuclear Science and Engineering. – 1968. – Т. 33. – №. 1. – С. 7-15.
11. Осмачкин В.С., Лысцова Н.Н. Сравнение опытных данных по условиям кризиса теплообмена в моделях топливных сборок реакторов типа ВВЭР с результатами расчетов по методике ИАЭ. – Препринт ИАЭ-2558. – Москва, 1975.
12. Смолин В. Н., Поляков В. К. Методика расчета кризиса теплоотдачи при кипении теплоносителя в стержневых сборках //Семинар ТФ-78 Теплофизические исследования для обеспечения надежности и безопасности ядерных реакторов водоводяного типа. Будапешт. – 1978. – Т. 2. – С. 475-486.
13. Ягов В. В., Пузин В. А. Кризис кипения в условиях вынужденного движения недогретой жидкости //Теплоэнергетика. – 1985. – №. 10. – С. 52.
14. Захаров С. В. Модель кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей в каналах при высоких приведенных давлениях: дис. – Московский энергетический институт, 2003.
15. J. Weisman and B. S. Pei. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1983. – Т. 26. – №. 10. – С. 1463-1477.

16. H. Lee and I. Mudawwar, A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk conditions. *Int. J. Multiphase Flow*, 1988, 14(6): 711-728.
17. Reddy D. G. Parametric study of CHF data, volume 2, A generalized subchannel CHF correlation for PWR and BWR fuel assemblies //EPRI-NP-2609. – 1983. – Т. 2. – С. 1983.
18. Nukiyama S. Maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 1984. Vol. 27. No 7. P. 959—970.
19. Боришанский В. М. О критериальной формуле для обобщения опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме жид- кости // *Журн. техн. физики*. - 1956. - Т. 26, вып. 2. - С. 452 - 456.
20. Кутателадзе С. С. Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // *Журнал техн. физики* - 1950. - Т. 20, No 11. с. 1389 - 1392.
21. Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.: Машгиз, 1952.
22. Zuber N. On the stability of boiling heat transfer // *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*. – 1958. – Т. 80. – №. 3. – С. 711-714.
23. Zuber N. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer. – United States Atomic Energy Commission, Technical Information Service, 1959. – №. 4439.
24. N. Zuber, M. Tribus, and J.W. Westwater. The Hydrodynamic Crisis in Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids. In: *International Development in Heat Transfer: Proceedings of 1961 - 62 International Heat Transfer Conference*. 1961, pp. 230-236.
25. Лабунцов Д. А. Об одном направлении в теории кризиса кипения // *Теплоэнергетика*. – 1961. – №. 8. – С. 81-85.
26. Ягов В. В. Научное наследие ДА Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении // *Теплоэнергетика*. – 1995. – №. 3. – С. 2-9.
27. J.H. Lienhard, Snares of pool boiling research: putting our history to use, in: *Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference*, vol. 1, Brighton, UK, 1994, pp. 333–348.
28. Гертнер Р. Ф. Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме // *Теплопередача*. - 1965. - Т. 87, № 1. - С. 20 - 35.
29. Ефимов В. А. Обзор экспериментальных исследований механизма кризиса теплоотдачи при кипении // *Тепломассоперенос в одно- и двухфазных средах*. - М.: Наука, 1971. - С. 25 - 35.
30. Van Ouwerkerk H. J. Burnout in pool boiling the stability of boiling mechanisms // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1972. – Т. 15. – №. 1. – С. 25-34.
31. Лабунцов Д.А. Обобщенные зависимости для критических тепловых нагрузок для кипения жидкостей в условиях свободного движения // *Теплоэнергетика*. 1960. No 7.

32. Лабунцов Д. А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей //Теплоэнергетика. – 1972. – №. 9. – С. 14.
33. Скрипов В. П. Кризис кипения и термодинамическая устойчивость жидкости //Тепло- и массоперенос. – 1962. – Т. 2. – С. 60-64.
34. Кружилин Г. Н. Теплоотдача от горизонтальной плиты к кипящей жидкости //Докл. АН СССР. – 1947. – Т. 58. – №. 8. – С. 1657-1660
35. Гертнер Р. Ф. Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме //Теплопередача. М.: Мир. – 1965. – Т. 87. – №. 1. – С. 20-35.
36. Katto Y., Yokoya S. Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1968. – Т. 11. – №. 6. – С. 993-1002.
37. Bhat A. M., Prakash R., Saini J. S. Heat transfer in nucleate pool boiling at high heat flux //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1983. – Т. 26. – №. 6. – С. 833-840.
38. Ягов В. В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей //Теплоэнергетика. – 1988. – №. 2. – С. 4-9.
39. Dhir V. K., Lienhard J. H. Peak pool boiling heat flux in viscous liquids. – 1974.
40. Ягов В. В., Сукач А. В. Приближенная физическая модель кризиса кипения в области низких приведенных давлений //Теплоэнергетика. – 2000. – №. 3. – С. 14-18.
41. Ягов В. В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме //Теплоэнергетика. – 1988. – Т. 3. – №. 6. – С. 53-59.
42. Yagov V. V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Т. 73. – С. 265-273.
43. Федорович Е. Д. О целесообразности разработки двухстадийной модели кризиса кипения смачивающей поверхность нагрева жидкости //Теплоэнергетика. – 2020. – №. 11. – С. 76-78.
44. Liang G., Mudawar I. Pool boiling critical heat flux (CHF)–Part 1: Review of mechanisms, models, and correlations //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – Т. 117. – С. 1352-1367.
45. Liang G., Mudawar I. Pool boiling critical heat flux (CHF)–Part 2: Assessment of models and correlations //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – Т. 117. – С. 1368-1383.
46. Дорощук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. – Энергоатомиздат, 1983.
47. Тонг Л. Кризис кипения и критический тепловой поток: Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1976. - 100 с.
48. Tong L. S. Boiling heat transfer and two-phase flow. – Routledge, 2018.

49. Зенкевич Б.А. О влиянии скорости течения недогретой воды на критические тепловые потоки // ИФЖ. - 1964. - Т. 7. - С. 43 – 46
50. Ягов В. В., Пузин В. А. Приближенная физическая модель кризиса кипения при вынужденном движении насыщенной жидкости // Теплоэнергетика. – 1985. – №. 3. – С. 2-5.
51. Авдеев А. А. Гидродинамика турбулентных течений пузырьковой двухфазной смеси // Теплофизика высоких температур. – 1983. – Т. 21. – №. 4. – С. 707-715.
52. Kirillov P. L. et al. A two-dimensional mathematical model of annular-dispersed and dispersed flows—I // International journal of heat and mass transfer. – 1987. – Т. 30. – №. 4. – С. 791-800.
53. Lim J. C., Weisman J. A phenomenologically based prediction of rod-bundle dryout // Nuclear Engineering and Design. – 1988. – Т. 105. – №. 3. – С. 363-371.
54. 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.
55. Кириллов П. Л., Богословская Г. П. Теплообмен в ядерных энергетических установках. - М.: Энергоатомиздат, 2000. - 456 с.
56. Schraub, F. A., R. L. Simpson, and E. Janssen, "Two-Phase Flow and Heat Transfer in Multirod Geometries; Air-Water Flow Structure Data for a Round Tube, Colif. centric and Eccentric Annulus, and Nine-Rod Bundle," GEAP-5739, General Electric Company (1969).
57. Chieng C.C and Lin C. Velocity distribution in the peripheral subchannels of the CANDU-type 19-rod bundle // Nuclear Engineering & Design. – 1979. – V. 55. – P. 389-394.
58. Rehme K. Experimental observations of turbulent flow through subchannels of rod bundles // Experimental Thermal and Fluid Science. – 1989. – Т. 2. – №. 3. – С. 341-349.
59. Rehme K., Trippe G. Pressure drop and velocity distribution in rod bundles with spacer grids // Nuclear Engineering and Design. – 1980. – Т. 62. – №. 1-3. – С. 349-359.
60. Rehme K. The structure of turbulent flow through a wall subchannel of a rod bundle // Nuclear Engineering and Design. – 1978. – Т. 45. – №. 2. – С. 311-323.
61. Корниенко Ю. Н. Разработка квазиодномерных моделей гидродинамики и теплообмена двухфазных неравновесных потоков на основе универсальной системы замыкающих функций: дис. – Нац. исслед. ун-т МЭИ, 2016.
62. Groeneveld D. C. et al. The 2006 CHF look-up table // Nuclear engineering and design. – 2007. – Т. 237. – №. 15-17. – С. 1909-1922.
63. Бобков В. П. и др. Критические тепловые потоки в треугольных пучках стержней (Скелетная таблица, версия 1997 г.) // Теплоэнергетика. – 1999. – №. 11. – С. 54-63.

64. Cumo M., Palmieri A. Influence of geometry on critical heat flux of subcooled boiling. – CNEN, Casaccia, Italy, 1966.
65. Поварнин П. И., Семенов С. Т. Исследование кризиса кипения при течении недогретой воды в трубках малых диаметров при высоких давлениях //Теплоэнергетика. – 1960. – №. 1. – С. 79-85.
66. Hwang D. H. et al. Mass velocity and cold-wall effects on critical heat flux in an advanced light water reactor //Nuclear engineering and design. – 2007. – Т. 237. – №. 4. – С. 369-376.
67. Tong L. S. et al. New correlations predict DNB conditions //Nucleonics (US) Ceased publication. – 1963. – Т. 21. – №. 5.
68. Tong L. S. et al. Transient DNB test on CVTR fuel assembly //ASME paper. – 1965. – №. 65-WA.
69. Бобков В. П. Форм-фактор и его влияние на критический тепловой поток в каналах различной формы при неравномерном по длине энерговыделении //Теплоэнергетика. – 2011. – №. 5. – С. 66-71.
70. Созиев Р. И., Корольков Б. М. Паросодержание теплоносителя при кипении в трубах и стержневых сборках. – 1981.
71. Ornatskiy A. P. The effect of basic regime parameters and channel geometry on critical heat fluxes in forced convection of subcooled water //Heat transfer-Soviet research. – 1969. – Т. 1. – №. 3. – С. 17-22.
72. Becker K. M. Burnout conditions for flow of boiling water in vertical rod clusters. – 1962.
73. Lee D. H., Little R. B. Experimental studies into the effect of rod spacing on burnout in a simulated rod bundle. – United Kingdom Atomic Energy Authority. Reactor Group.; Atomic Energy Establishment, Winfrith, Dorset, England, 1962. – №. AEEW-R-178.
74. Towell R. H. Effect of rod spacing on heat transfer burnout. USAEC-AECL Cooperative Program Monthly Progress Report, October u'lo. – Du Pont de Nemours (EI); co. Savannah River Lab., Aiken, SC, 1963. – №. DPST-63-69-11.
75. Tong L. S. Critical heat fluxes in rod bundles. – Westinghouse Electric Co., West Mifflin, Pa., 1969.
76. Перепелица Н. И. Смесительные дистанционирующие решетки без локальных завихрителей и направляющих лопаток для тепловыделяющих сборок PWR //Атомная техника за рубежом. – 2006. – №. 3. – С. 3-7.
77. Самойлов О. Б. и др. Экспериментальные исследования теплотехнических характеристик ТВСА с перемешивающими решетками //Атомная энергия. – 2014. – Т. 116. – №. 1. – С. 11-15.

78. Самойлов О. Б. и др. Теплогидравлические характеристики усовершенствованного топлива ВВЭР на базе ТВСА с перемешивающими решетками-интенсификаторами //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2016. – №. 3. – С. 54-60.

79. Богословская Г. П. и др. Экспериментальные и расчетные исследования теплообмена в ТВС активной зоны в обоснование эффективности и безопасности водоохлаждаемых реакторов нового поколения //Сборник трудов 9-ой международной научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – Подольск, 2015.

80. Безруков Ю. А. «Исследование кризиса теплообмена в пучках стержней применительно к реакторам водо-водяного типа». Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Москва, 1976 г.

81. Смолин В.Н., Поляков В.К. Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней, "Теплоэнергетика", № 4, 1967.

82. Астахов В. И. «Исследование кризиса теплоотдачи в пучках стержней при неравномерном тепловыделении по длине применительно к реакторам типа ВВЭР». Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Москва, 1980 г.

83. Олексюк Д.А. Разработка и экспериментальное обоснование программы для попятного теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР, диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук: 05.14.03. – Москва, 2002. – 194 с.

84. Kobzar L. L., Oleksyuk D. A., Semchenkov Y. M. Experimental and computational investigations of heat and mass transfer of intensifier grids //Kerntechnik. – 2015. – Т. 80. – №. 4. – С. 349-358.

85. Иванов В.К., Кобзарь Л.Л., Лыцова Н.Н., Сулов А.И. Результаты исследований кризиса теплоотдачи, выполненных в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова. В сб. "Теплофизика-86. Теплотехническая безопасность ядерных реакторов ВВЭР". Росток, 1986.

86. РБ-040-09. Расчетные соотношения и методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов и оборудования водоохлаждаемых ядерных энергетических установок. Утверждено приказом Федеральной службы по экологическому, технологическому и атомному надзору от 20 июля 2009 г. № 641. Введ. 20.07.2009.

87. Смолин В.Н. Модель механизма кризиса теплоотдачи при движении пароводяной смеси и методика расчета кризисных условий в трубчатых твэлах. Сб. Семинар ТФ-74, Исследование критических тепловых потоков в пучках стержней", СЭВ, М., 1974 г.

88. Дмитриев С. М., Лукьянов В. Е., Самойлов О. Б. Обоснование корреляции для расчета критического теплового потока в тепловыделяющих сборках альтернативной конструкции с перемешивающими решетками-интенсификаторами для ВВЭР-1000 //Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2012. – №. 1. – С. 99-108.

89. Falkov, A. A., Lukyanov, V. E., Shipov, D. L., & Morozkin, O. N. Improvement of fuel thermohydraulic methodology using statistical approach.
90. V. E. Lukyanov, A. A. Falkov, D. L. Shipov, A. S. Noskov. Thermal-hydraulic characteristics of advanced TVSA-T.mod2 and TVSA-12PLUS fuel. The 11th International Scientific and Technical Conference "Safety Assurance of NPP with WWER", Podolsk, May 21-24, 2019.
91. Lukyanov V. E. Thermal-Hydraulic Characteristics of TVS-K Fuel Assembly //International Conference on Water Reactor Fuel Performance Meeting. – Singapore : Springer Nature Singapore, 2023. – С. 234-242.
92. Groeneveld D. C. et al. The 2006 CHF look-up table //Nuclear engineering and design. – 2007. – Т. 237. – №. 15-17. – С. 1909-1922.
93. Бобков В. П. и др. Критические тепловые потоки в треугольных пучках стержней (Скелетная таблица, версия 1997 г.) //Теплоэнергетика. – 1999. – №. 11. – С. 54-63.
94. Бобков В. П. и др. Обоснование и верификация модели кризиса теплообмена в пучках стержней теплогидравлического кода КОРСАР //Теплоэнергетика. – 2003. – №. 3. – С. 16-19.
95. Relap3.3 Mod3.3 Code manual volume IV: Models and correlations. Nuclear Safety Analysis Division Information Systems Laboratories, Inc. Rockville, Maryland, Idaho Falls, Idaho, March 2006
96. Robeyns J., Parmentier F., Peeters G. Application of a statistical thermal design procedure to evaluate the PWR DNBR safety analysis limits. – 2001.
97. Д.А. Олексюк, Е.А. Вертиков. Подходы к валидации ячейковых расчетных программ, используемых для обоснования теплотехнической надежности АЗ ВВЭР, и проблемы обоснования их погрешностей // Технологии обеспечения жизненного цикла ядерных энергетических установок. – 2025. – №1 (39) – С. 10-26. – EDN: RDPYPX.
98. Е. А. Вертиков, Д. А. Олексюк, А. Г. Зубков, М. А. Малютин К вопросу о валидации ячейковых кодов для расчета активных зон реакторов типа ВВЭР // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2025. – № 1. – С. 232-244. – EDN MSMICP.
99. Ю. А. Зейгарник, Об универсальной модели кризиса кипения недогретой жидкости в каналах, ТБТ, 1996, том 34, выпуск 1, 52–56
100. L. M. Jiji and J. A. Clark, "Bubble Boundary Logo and Temperature Profiles for Forced Convection Boiling in Channel Flow" Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer, 86, 50 (1964).
101. S. B. Van der MOLEN and F. GALIJEE, "The Boiling Mechanism During Burnout Phenomena," Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf, Toronto, Canada, August 7-11, 1978, Vol. 1, p. 381, Hemisphere Publishing (1978).
102. Павленко А. Н. О физике развития кризисных явлений при кипении (комментарий к статье ЕД Федоровича "О целесообразности разработки двухстадийной модели кризиса

кипения смачивающей поверхность нагрева жидкости”) //Теплоэнергетика. – 2020. – №. 11. – С. 86-94.

103. Nishio S., Tanaka H. Visualization of boiling structures in high heat-flux pool-boiling //International journal of heat and mass transfer. – 2004. – Т. 47. – №. 21. – С. 4559-4568.

104. Surtaev A. et al. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – Т. 126. – С. 297-311.

105. Y. Katto, "A Physical Approach to Critical Heat Flux of Subcooled Flow Boiling in Round Tubes," Int. J. Heat Mass Transfer, 33, 611 (1990).

106. S. S. Kutateladze and a. I. Leontev, "Some Applications of the Asymptotic Theory of the Turbulent Boundary Layer," Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf, Chi- cago, Illinois, August 8-12, 1966, Vol. 3, p. 1, American In- stitute of Chemical Engineers, New York (1966).

107. W. T. Hancox and W. B. Nicoll, "On the Dependence of the Flow-Boiling Heat Transfer Crisis on Local Near-Wall Conditions," 73-HT-38, American Society of Mechanical Engineers (1973).

108. B. R. Bergelson, "Burnout Under Conditions of Sub-Cooled Boiling and Forced Convection," Therm. Eng., 27, 1, 48 (1980).

109. I. P. Smogalev, "Calculation of Critical Heat Fluxes with Flow of Subcooled Water at Low Velocity," Therm. Eng., 28, 4, 208 (1981).

110. W. Hebel, W. Detavernier, and M. Decreton, "A Contribution to the Hydrodynamics of Boiling Crisis in a Forced Flow of Water," Nucl. Eng. Des., 64, 433 (1981).

111. Weisman J. The current status of theoretically based approaches to the prediction of the critical heat flux in flow boiling //Nuclear Technology. – 1992. – Т. 99. – №. 1. – С. 1-21.

112. M. O. Styrikovitch, E. I. Nevstrueva, and G. M. Dvorina, "Effect of Two Phase Flow Pattern on the Nature of Heat Transfer Crises in Boiling," Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf., Paris-Versailles, August 31- September 5, 1970, Vol. 9, p. 360, Elsevier Publishing, Amsterdam (1970).

113. Weisman J., Ileslamlou S. A phenomenological model for prediction of critical heat flux under highly subcooled conditions //Fusion Technology. – 1988. – Т. 13. – №. 4. – С. 654-659.

114. Ying S. H., Weisman J. Prediction of the critical heat flux in flow boiling at intermediate qualities //International journal of heat and mass transfer. – 1986. – Т. 29. – №. 11. – С. 1639-1648.

115. Lim J. C., Weisman J. A phenomenologically based prediction of the critical heat flux in channels containing an unheated wall //International journal of heat and mass transfer. – 1990. – Т. 33. – №. 1. – С. 203-205.

116. Serizawa, A., Kataoka I. and Michiyoshi I., Turbulent Structure of Air-Water Bubbly Flow., Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2 (1975), pp. 221-259.

117. Levy, S., Forced Convection Subcooled Boiling Prediction of Vapor Volumetric Fraction, Int. J Heat Mass Transfer, Vol. 10 (1966), pp. 951-965.
118. R. T. Lahey, Jr. and F. Moody, The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor, Ch. 5, p. 246-257. American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois (1977).
119. Lin W. S., Lee C. H., Pei B. S. An improved theoretical critical heat flux model for low-quality flow // Nuclear Technology. – 1989. – Т. 88. – №. 3. – С. 294-306.
120. R. Cole and W. R. Rohsenow, "Correlation of Bubble Departure Diameters for Boiling of Saturated Liquids," Chem. Eng. Progr. Symp., 92, 211 (1969).
121. Альтшуль А.Д. Гидравлические сопротивления. М.: Недра, 1982.
122. Курочкин А.И., Черемушкин С В., Шелагин Ю.Н. О внутреннем временном масштабе нестационарного пограничного слоя // Теплофизические проблемы ядерной техники / М. 1987. - С. 47 -50.
123. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Исследование пространственно-временной картины течения в пристенной области турбулентного пограничного слоя. - В кн.: Аэромеханика. - М.: Наука, 1976, С. 170 - 180.
124. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах / М.Х. Ибрагимов, В.И. Субботин, В.П. Бобков и др. // М.: Атомиздат, 1978.
125. Лабунцов Д.А. Основные закономерности изменения паросодержания равновесных и неравновесных двухфазных потоков в каналах различной геометрии // Физические основы энергетики / Под ред. Т.М. Муратова. - М.: МЭИ, 2000. - С. 235 - 239.
126. Созиев Р.И. Паросодержание потока теплоносителя при кипении // Сб. тр. Теплопередача и гидродинамика в энергетике. - М. 1976. вып. 35. - С. 67-87.
127. Hogenes J., Hanratty T., The use of multiple wall probes to identify coherent patterns of the viscous wall region // J. fluid mech. - 1982. - V. 124. P.-133-160.
128. Weisman J., Ileslamlou S. A phenomenological model for prediction of critical heat flux under highly subcooled conditions // Fusion Technology. – 1988. – Т. 13. – №. 4. – С. 654-659.
129. Ying S. H., Weisman J. Prediction of the critical heat flux in flow boiling at intermediate qualities // International journal of heat and mass transfer. – 1986. – Т. 29. – №. 11. – С. 1639-1648.
130. Lim J. C., Weisman J. A phenomenologically based prediction of the critical heat flux in channels containing an unheated wall // International journal of heat and mass transfer. – 1990. – Т. 33. – №. 1. – С. 203-205.
131. Weisman J., Ying S. H. A theoretically based critical heat flux prediction for rod bundles at PWR conditions // Nuclear engineering and design. – 1985. – Т. 85. – №. 2. – С. 239-250.
132. Kinoshita H., Nariai H., Inasaka F. Study of critical heat flux mechanism in flow boiling using bubble crowding model (application to CHF in short tube and in tube with twisted tape under non-

uniform heating conditions) //JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering. – 2001. – Т. 44. – №. 1. – С. 81-89.

133. Katto Y. Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1990. – Т. 33. – №. 9. – С. 1921-1928.

134. Liu Y. et al. Assessment of a theoretical model for predicting forced convective critical heat flux in rod bundles //Frontiers in Energy Research. – 2019. – Т. 7. – С. 137.

135. Liu W. et al. Investigation on Rod Bundle CHF Mechanistic Model for DNB and DO Prediction Under Wide Parameter Range //Frontiers in Energy Research. – 2021. – Т. 9. – С. 620970.

136. Liu W. et al. Development and assessment of a new CHF mechanistic model for subcooled and low quality flow boiling //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – Т. 165. – С. 120641.

137. Junliang G. U. O. et al. Mechanism Model of Critical Heat Flux in Bundle Based on High-precision Subchannel Code //Atomic Energy Science and Technology. – 2023. – Т. 57. – №. 8. – С. 1473-1481.

138. Mohitpour M., Jahanfarnia G., Shams M. Implementation of a phenomenological DNB prediction model based on macroscale boiling flow processes in PWR fuel bundles //Annals of Nuclear Energy. – 2014. – Т. 64. – С. 176-190.

139. Zhao D. et al. DNB type critical heat flux prediction in rod bundles with simplified grid spacer based on Liquid Sublayer Dryout model //Nuclear Engineering and Design. – 2019. – Т. 351. – С. 94-105

140. Liu W. X. et al. An improved mechanistic critical heat flux model and its application to motion conditions //Progress in Nuclear Energy. – 2012. – Т. 61. – С. 88-101

141. Kuznetsov Y. N. Unsteady thermal-hydraulics of single-and two-phase channel flows //Proceedings of third international topical meeting on reactor thermal hydraulics. – 1985.

142. Спассков В.П., Драгунов Ю.Г., Рыжов С.Б. Расчетное обоснование теплогидравлических характеристик реактора и РУ ВВЭР. – Москва: ИКЦ «Академкнига», 2004. – 340 с.

143. Аттестационный паспорт программы для электронных вычислительных машин для электронных вычислительных машин. Программное средство «ТИГРСРП». Регистрационный номер паспорта аттестации ПС №209, 15.12.2005.

144. Чуркин А.Н. Математическое моделирование процессов тепломассопереноса в пучках тепловыделяющих стержней, диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук: 05.14.03. – Подольск, 2006. – 167 с.

145. Чуркин А. Н. и др. Вычислительная программа темпа-дфс: описание методики расчета //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Обеспечение безопасности АЭС. – 2009. – №. 25. – С. 62-77.
146. Гушин Е.В., Колмаков А.П. Программа поканального теплогидравлического расчета ВЯЗ-М и некоторые результаты расчетов: сборник трудов 2-ой Всероссийской научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – Подольск, 2001. – т. 5, с. 125–131.
147. Salko R.K. and Avramova M.N. CTF Theory Manual. Technical Report CASL-U-2016-1110-000, PSU, 2016.
148. Kireeva D. R., Oleksyuk D. A. Validation of the SC-INT code using experimental data on coolant mixing in a 37-rod fuel assembly with heat exchange intensifying spacer grids. – 2017.
149. Олексюк Д.А. Разработка и экспериментальное обоснование программы для поячейкового теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР, диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук: 05.14.03. – Москва, 2002. – 194 с.
150. Аттестационный паспорт программы для электронных вычислительных машин «SC-INT», № 578 от 31.03.2023 г.
151. Свойства воды. [Электронный ресурс]. – URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid> (дата обращения 15.05.2010).
152. Осмачкин В.С., Борисов В.Д. Гидравлическое сопротивление пучков тепловыделяющих стержней в потоке кипящей воды. – Препринт ИАЭ-1957. – Москва, 1970.
153. Альтшуль А.Д., Войтинская Ю.В., Казенов В.В., Полякова Э.Н. Гидравлические потери в водоводах электростанций. – Москва: Энергоатомиздат, 1985. – 104 с.
154. Ибрагимов М.Х., Исупов И.А., Кобзарь Л.Л., Субботин В.И. Расчет коэффициентов гидравлического сопротивления при турбулентном течении жидкости в каналах некруглого поперечного сечения. – Атомная Энергия, 1967. – т. 23. вып. 4. с. 300-305.
155. Борисов В.Д. Поперечное перемешивание теплоносителя в пучках стержней. – Препринт ИАЭ-3269/5. – Москва, 1980.
156. Weisman, J et al. Methods for Detailed Thermal and Hydraulic Analysis of Water-Cooled Reactors. – Nuclear Science and Engineering, 1975. – vol. 57. p. 255-276.
157. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике, Том 1. – Москва: ИздАТ, 2010
158. F.W. Dittus and L.M.K. Boelter. “Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type”. In: Publications in Engineering 2. University of California, Berkeley, 1930, pp. 443–461.
159. Misawa M. Development of fast X-ray CT system for transient two-phase flow measurement //6th Int. conf. on nuclear Engineering. – 1998.

160. Prasser H. M., Misawa M., Tisceanu I. Comparison between wire-mesh sensor and ultra-fast X-ray tomograph for an air–water flow in a vertical pipe //Flow Measurement and Instrumentation. – 2005. – Т. 16. – №. 2-3. – С. 73-83.
161. Li X. et al. PIV study of velocity distribution and turbulence statistics in a rod bundle //Annals of Nuclear Energy. – 2018. – Т. 117. – С. 305-317.
162. Xiong J. et al. PIV measurement of cross flow in a rod bundle assisted by telecentric optics and matched index of refraction //Annals of Nuclear Energy. – 2018. – Т. 120. – С. 540-545.
163. Yoshimura K. et al. Turbulence modification in bubbly upward pipe flow. Extraction of time resolved turbulent microscopic structure by high speed PIV //Nippon Dennetsu Shinpojiumu Koen Ronbunshu. – 2004. – Т. 41.
164. Cerqueira R. F. L. et al. Image processing techniques for the measurement of two-phase bubbly pipe flows using particle image and tracking velocimetry (PIV/PTV) //Chemical Engineering Science. – 2018. – Т. 189. – С. 1-23.
165. Лобанов П. Д. Экспериментальное моделирование локальной гидродинамики и теплообмена в элементах ядерных энергетических установок. Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, ИТ СО РАН, г. Новосибирск – 2021.
166. Кашинский, О. Н., Лобанов, П. Д., и др. Экспериментальное исследование влияния дистанционирующей решетки на структуру течения в ТВС реактора АЭС-2006 //Теплоэнергетика. – 2013. – №. 1. – С. 63-63.
167. Jacobsson Svärd S. A tomographic measurement technique for irradiated nuclear fuel assemblies : дис. – Acta Universitatis Upsaliensis, 2004.
- Loberg J. Investigation of void effects in boiling water reactor fuels using neutron tomography. – 2006.
168. Holmquist K. Tomographic reconstruction of the void distribution in the nuclear fuel test loop FRIGG //Uppsala Univetsity, Uppsala. – 2006.
169. Опанасенко, А. Н., Сорокин, А. П., Труфанов, А. А., Денисова, Н. А., Свиридов, Е. В., Беляев, И. А., Разуванов, Н. Г. (2016). Экспериментальные исследования стратификационных процессов в элементах контура циркуляции язу различного типа на водяных моделях. //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2016. – №. 4. – С. 238-250.
170. Опанасенко А.Н., Сорокин А.П., Зарюгин Д.Г., Косарев С.А., Коровин С.В., Яуров С.В. Экспериментальные исследования полей температуры и структуры движения теплоносителя в верхней камере натриевого быстрого реактора при принудительной циркуляции. Сборник тезисов докладов конференции «Теплофизика реакторов на быстрых нейтронах (Теплофизика-2013)». Обнинск, 2013. С.46-49.

171. King L. V. XII. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry //Philosophical transactions of the royal society of London. series A, containing papers of a mathematical or physical character. – 1914. – Т. 214. – №. 509-522. – С. 373-432.
172. Chernoray V., Haasl S., Stemme G., Sen M., Loeffdahl L. Characteristics of a hot wire microsensor for time-dependent wall shear stress measurements // Exp. Fluids. - 2003. - Vol. 35, N. 3. - P. 240 - 251.
173. Venås B., Abrahamsson H., Krogstad P.-Å. and Löfdahl L. Pulsed hot-wire measurements in two- and three-dimensional wall jets // Experiments in Fluids. - 1999. Vol. 27, No 3. - P. 210 - 218.
174. Lomas C. G. Fundamentals of hot wire anemometry. – Cambridge University Press, 2011.
175. Bruun H. H. Hot-wire anemometry: principles and signal analysis //Measurement Science and Technology. – 1996. – Т. 7. – №. 10. – С. 024.
176. Кузина Ю. А. и др. Теплофизические исследования: от первого стенда к крупномасштабной атомной энергетике //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2021. – №. 2. – С. 236-255
177. Сорокин А. П. и др. Исследования в области теплофизики ядерных реакторов нового поколения //Атомная энергия. – 2017. – Т. 123. – №. 1. – С. 28-35.
178. Le Corre J. M. et al. Detailed measurements of local parameters in annular two-phase flow in fuel bundle under BWR operating conditions //16th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH 2015, 30 August 2015 through 4 September 2015. – American Nuclear Society, 2015. – С. 4337-4351.
179. Le Corre J. M. et al. Measurements of local two-phase flow parameters in fuel bundle under BWR operating conditions //Nuclear Engineering and Design. – 2018. – Т. 336. – С. 15-23.
180. Мельников В.И. и др. Разработка и исследование акустического метода измерения паросодержания на выходе ТВС реактора АСТ // Атомная энергия. Том 61, вып. 1. — 1986. — С. 27—30.
181. Э.А. Болтенко и др. Использование методов акустического зондирования для динамических измерений параметров двухфазного потока. //Сборник трудов 2-ой международной научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – Подольск, 2001.
182. Мельников В. И., Егоров Г. А. Ультразвуковая волноводная система для визуализации потока двухфазного теплоносителя //Труды НГТУ им. ПЕ Алексева. – 2011. – №. 1. – С. 124-129.
183. Болтенко Э. А., Кишин Н. Н., Болтенко Д. Э. Определение характеристик двухфазного потока на основе метода электрозондирования.

184. Kickhofel J., Yang J., Prasser H. M. Designing a high temperature high pressure mesh sensor //Nuclear Engineering and Design. – 2018. – Т. 336. – С. 122-128.
185. Басов А. В. и др. Экспериментальное определение массовой скорости и энтальпии потока по сечению моделей водоохлаждаемых ядерных реакторов //Тепловые процессы в технике. – 2020. – Т. 12. – №. 6. – С. 260-270.
186. Ковальчук М. В. и др. Развитие реакторной экспериментальной базы НИЦ «Курчатовский институт»: от пуска Ф-1 до 60-летия реактора ИР-8 //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика ядерных реакторов. – 2017. – №. 3. – С. 4-17.
187. Кобзарь Л.Л., Олексюк Д.А. Экспериментальные исследования эффективности дистанционирующих решеток-интенсификаторов тепломассообмена // Атомная энергия. – 2018. – Т. 125, вып. 5. – С. 258—263.
188. ГОСТ 8.586.2-2005 (ИСО 5167-2:2003). Измерение расхода и количества жидкостей и газов с помощью стандартных сужающих устройств. Часть 2. Диафрагмы. Технические требования. – Введ. 2007–01–01. – М.: Стандартиформ, 2007.
189. Зубков А. Г., Олексюк Д.А., и др. Экспериментально-расчетное исследование локальных параметров теплоносителя на многостержневых моделях ТВС-КВАДРАТ // Материалы XIII семинара вузов по теплофизике и энергетике. – 2023. – С. 16-17
190. Зубков А. Г., Олексюк Д.А., и др. Экспериментальные исследования локальных параметров теплоносителя в пучках стержней на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» и их расчетный анализ Материалы XVII Минского международного форума по тепло- и массообмену. Минск, 2024. С. 841-844.
191. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – Рипол Классик, 2013.
192. Darcy, H. (1857). Recherches expérimentales relatives au mouvement de l'eau dans les tuyaux, Mallet-Bachelier, Paris. 268 pages and atlas (in French).
193. Weisbach, J. (1845). Lehrbuch der Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, Vol. 1. Theoretische Mechanik, Vieweg und Sohn, Braunschweig. 535 pages (in German).
194. Субботин В. И., Ушаков П. А. Приближенные расчеты гидродинамических характеристик турбулентного потока жидкости в кольцевых каналах //Теплофизика высоких температур. – 1972. – Т. 10. – №. 5. – С. 1025-1030.
195. Rehme K. Pressure drop performance of rod bundles in hexagonal arrangements //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1972. – Т. 15. – №. 12. – С. 2499-2517.
196. Rehme K. Pressure drop correlations for fuel element spacers //Nuclear technology. – 1973. – Т. 17. – №. 1. – С. 15-23.

197. Maubach K., Rehme K. Pressure drop for parallel flow through a roughened rod cluster //Nuclear Engineering and Design. – 1973. – Т. 25. – №. 3. – С. 369-378.
198. Zuber, N., Findlay, J.A., 1965. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. J. Heat Transfer 87, 453–468.
199. Dix, G. E., "Vapor Void Fractions for Forced Convection with Subcooled Boiling at Low Flow Rates," NEDO-10491, General Electric Company (1971).
200. Maier, D. and Coddington, P., 1997. Review of wide range void correlations against and extensive data base of rod bundle void measurements, Proc. of ICONE-5, Paper No. 2434.
201. Chexal, B., Lellouche, G., Horowitz, J., Healzer, J., 1992. A void fraction correlation for generalized applications. Prog. Nucl. Ener. 27 (4), 255–295.
202. Cai C. et al. Assessment of void fraction models and correlations for subcooled boiling in vertical upflow in a circular tube //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – Т. 171. – С. 121060.
203. Tong L. S., Weisman J. Thermal analysis of pressurized water reactors. – 1979. p. 498.
204. Hibiki T., Ishii M. One-dimensional drift-flux model for two-phase flow in a large diameter pipe //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – Т. 46. – №. 10. – С. 1773-1790.
205. Prodanovic V., Fraser D., Salcudean M. Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates //International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – Т. 28. – №. 1. – С. 1-19.
206. Coddington P., Macian R. A study of the performance of void fraction correlations used in the context of drift-flux two-phase flow models //Nuclear Engineering and Design. – 2002. – Т. 215. – №. 3. – С. 199-216.
207. Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, И.В. Маслакова. Экспериментальное исследование структуры двухфазного потока недогретой жидкости в предкризисных условиях // Теплоэнергетика. 2019. № 11. С. 37–42.
208. Zhao D. et al. DNB type critical heat flux prediction in rod bundles with simplified grid spacer based on Liquid Sublayer Dryout model //Nuclear Engineering and Design. – 2019. – Т. 351. – С. 94-105.
209. Liu W. et al. Investigation on Rod Bundle CHF Mechanistic Model for DNB and DO Prediction Under Wide Parameter Range //Frontiers in Energy Research. – 2021. – Т. 9. – С. 620970.
210. Lim, J. C., and Weisman, J. (1988). A Phenomenologically Based Prediction of Rod-Bundle Dryout. Nucl. Eng. Des. 105 (3), 363-371. doi:10.1016/0029-5493(88) 90256-7

211. Katto Y. A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1978. – Т. 21. – №. 12. – С. 1527-1542.
212. T.A. Bjornard and P. Griffith. “PWR Blowdown Heat Transfer” . In: Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety. Vol. 1. ASME. 1977, pp. 17-41.
213. Lienhard J. H., Dhir V. K. Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies. – 1973.
214. Сергеев В. В. Обобщение данных по кризису кипения при подъемном движении воды в каналах //Теплоэнергетика. – 2000. – №. 3. – С. 67-69.
215. Сергеев В.В. Динамический унос жидкости с поверхности пристенной пленки: Препринт ФЭИ-1750. Обнинск, 1985.
216. Минко М. В., Ягов В. В., Савекин С. С. Кризис кипения насыщенной воды в трубах при высоких давлениях //Теплоэнергетика. – 2020. – №. 6. – С. 28-34
217. Gui M. et al. Review of the AFD-type CHF mechanistic model and its application to rod bundle //Progress in Nuclear Energy. – 2020. – Т. 119. – С. 103168.
218. Saha P., Zuber N. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling //International Heat Transfer Conference Digital Library. – Begel House Inc., 1974.
219. Tong L., Hewitt G. F. Overall viewpoint of flow boiling CHF mechanisms. – American Society of Mechanical Engineers, 1972.
220. Choe W. G. Flow patterns and pressure drop in horizontal two-phase pipe flow. – University of Cincinnati, 1975.
221. Dukler A. E., Wicks III M., Cleveland R. G. Frictional pressure drop in two-phase flow: B. An approach through similarity analysis //AIChE Journal. – 1964. – Т. 10. – №. 1. – С. 44-51.
222. W. H. McAdams, Heat Transmission, 3rd ed., McGraw- Hill Book Company, New York (1954)
223. Вертиков Е.А., Олексюк Д.А. Разработка субканального теплогидравлического кода SC-Core для расчета полномасштабных активных зон реакторов с водой под давлением. Материалы XVII Минского международного форума по тепло- и массообмену. Минск, 2024. С. 906-908.
224. Бартоломей Г. Г. и др. Экспериментальное исследование истинного объемного паросодержания при кипении с недогревом в трубах //Теплоэнергетика. – 1982. – №. 3. – С. 20-22.
225. Шмелев В. Д. и др. Активные зоны ВВЭР для атомных электростанций //М.: ИКЦ «Академкнига. – 2004. – С. 220.

226. Bourteele J. P. The Framatome generalized statistical DNBR method (MSG) //Sixth Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics NURETH-6, Grenoble, France, Oct. 5-8, 1993. – 1993.

227. Ray S. Westinghouse advanced statistical DNB methodology-The'revised thermal design procedure' //Third Int. Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations. Seoul, Korea, Nov., 1988. – 1988.

228. Robeyns J., Parmentier F., Peeters G. Application of a statistical thermal design procedure to evaluate the PWR DNBR safety analysis limits. – 2001.

229. Han K. I. Technical review on statistical thermal design of PWR core //Nuclear Engineering and Technology. – 1984. – Т. 16. – №. 1. – С. 36-46.

230. Самойлов О. Б. и др. Уточнение методики учета отклонений локальных параметров при обосновании теплотехнической надежности активной зоны из ТВСА ВВЭР-1000 //Труды НГТУ им. ПЕ Алексеева. – 2010. – №. 4. – С. 111-119.