



Учреждение Российской
академии наук Институт
проблем безопасного развития
атомной энергетики РАН

Тел.: 7-495-955-22-86

Адрес: 115191 г. Москва, ул. Большая Тульская, д. 52

Факс: 7-495-958-11-51

E-mail: www.ibrae.ac.ru

Московский физико-технический институт
МФТИ

Моделирование тяжелых аварий на АЭС

Васильев А.Д.

Курс лекций

АННОТАЦИЯ

В пособии представлены основные подходы и физические принципы, применяемые при моделировании режимов с нарушениями нормальной эксплуатации, проектных и запроектных аварий на АЭС с водо-водяными реакторами. Для расчетного моделирования используются так называемые *тяжелоаварийные коды*. Процессы, протекающие в ходе постулируемой аварии на АЭС, отличаются необычайной сложностью и взаимосвязанностью, что делает их моделирование чрезвычайно затруднительным.

Тем не менее, современный уровень развития моделей теплогидравлических и тяжелоаварийных процессов, а также появление мощных компьютеров с высоким быстродействием, в настоящее время делают возможным *реалистичное* описание динамики тяжелой аварии (ТА) на АЭС с водо-водяными реакторами (PWR, BWR, ВВЭР). В частности, в последнее время появились успешные примеры моделирования по различным кодам тяжелых аварий на АЭС “Three-Mile Island”, США, и “Fukushima-1”, Япония.

В данном пособии подробно описываются принятые в численных кодах современные физико-математические модели, применяемые при моделировании основных теплогидравлических и тяжелоаварийных процессов, происходящих в РУ в ходе аварии. Основное внимание уделено описанию гидравлических явлений и теплообмену в двухфазной области течения теплоносителя, а также широкого спектра ТА процессов.

В пособии также приводятся некоторые типичные задачи по моделированию различных процессов, протекающих при ТА, и их решения.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	7
2. Безопасность атомной энергетики	10
3. Основные принципы обеспечения безопасности	17
4. Теплопроводность.....	17
5. Конвекция.....	22
5.1 Основные допущения и предположения модели.....	25
5.2 Численная реализация модели конвективного теплообмена расплава	26
5.3 Конденсация чистого пара в экспериментах Кректунова.....	34
5.3.1 Описание и результаты экспериментов.....	34
5.3.2 Нодализациянная схема экспериментальной установки и параметры расчетов	37
5.3.3 Результаты расчетов	38
5.3.4 Выводы.....	39
6. Теплообмен излучением.....	40
6.1 Описание радиационного теплообмена.....	40
6.1.1 Постановка задачи о радиационном теплообмене	45
6.1.1.1 Цилиндрические стержни разных радиусов.....	47
6.1.1.2 Расчет коэффициентов переизлучения для полных поверхностей (группа стержней).....	49
6.1.1.3 Сводная таблица по коэффициентам видимости для “стандартных” геометрий 50	
6.1.2 Расчет радиационных потоков из АЗ на окружающие ВКУ (выгородка, плиты, БЗТ)	52
6.1.2.1 Постановка задачи.....	53
6.1.2.2 Решение стационарной задачи.....	54
6.1.2.3 Решение нестационарной задачи.....	55
6.2 Расчет радиационных потоков с поверхности расплава в НКС на АЗ и окружающие ВКУ (выгородка, плиты, БЗТ)	56
6.3 Структура и описание алгоритмов радиационного модуля MRAD.....	56
7. Эксперименты по конвекции. Распределение тепловых потоков.....	60
8. Теплообмен при кипении.....	61
9. Физико-химические явления. Образование корки. Модель квазистационарного роста корки.....	63
10. Численные коды, используемые для моделирования реакторных установок.....	67
10.1 Система уравнений теплогидравлики.....	67
11. Моделирование теплогидравлики в численных кодах.....	69
11.1 Эксперименты МЭИ по критическому истечению	69
11.1.1 Описание эксперимента	69
11.1.2 Начальные и граничные условия.....	70
11.1.3 Нодализациянная схема	70
11.1.4 Результаты расчётов	71
11.1.5 Выводы.....	76
11.2 Стационарное истечение через трубу (эксперименты ЭНИЦ).....	76
11.2.1 Описание эксперимента	76
11.2.2 Начальные и граничные условия.....	77
11.2.3 Результаты расчётов	79
11.2.4 Выводы.....	85
11.3 Исследование перепада давления в двухфазном потоке на основе модифицированного метода Локкарта-Мартинелли.....	86

11.3.1 Краткий обзор современных методов расчета перепада давления в двухфазном потоке	86
11.3.2 Численный эксперимент	90
11.3.3 Результаты моделирования	91
11.3.4 Выводы	96
11.1 «Захлёбывание» в вертикальной трубе	96
11.1.1 Описание эксперимента	96
11.1.2 Начальные и граничные условия	99
11.1.3 Нодализацияционная схема	99
11.1.4 Результаты расчётов	99
11.1.5 Выводы	100
11.1 Исследование явления «захлёбывания» в экспериментах UPTF	100
11.1.1 Описание явления	101
11.1.2 Экспериментальная установка	105
11.1.3 Описание эксперимента	105
11.1.4 Начальные и граничные условия	106
11.1.5 Нодализацияционная схема	107
11.1.6 Результаты расчетов	109
11.1.7 Выводы	111
12. Моделирование генерации водорода при аварии с потерей теплоносителя в бассейне выдержки (БВ) отработанного топлива	112
13. Аварии на АЭС с потерей теплоносителя. Повторный залив	125
14. Взаимодействие расплава с бетоном	141
14.1 Баланс энергии для зоны расплава	141
15. Рост температуры и давления противоаварийной оболочки при	146
15.1 Баланс энергии атмосферы	146
15.2 Нагрев бетонных и металлических конструкций	148
16. Интегральные эксперименты по моделированию явлений, протекающих при тяжелых авариях	153
16.1 Эксперимент QUENCH-11	153
16.1.1 Описание эксперимента	153
16.1.1 Начальные и граничные условия	160
16.1.2 Нодализацияционная схема	160
16.1.3 Результаты расчётов	161
16.1.4 Выводы	172
16.2 Эксперимент QUENCH-LOCA-0	174
16.2.1 Описание эксперимента	174
16.2.2 Нодализацияционная схема	179
16.2.3 Результаты расчётов	179
16.2.4 Выводы	189
17. Заключение	191
18. Список литературы	193

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

АЗ	активная зона
АС	атомная станция
АЭС	атомная электрическая станция
БВ	бассейн выдержки
БД	база данных
ВВЭР	водо-водяной энергетический реактор
ВКС	верхняя камера смешения
ВКУ	внутрикорпусные устройства
ГН	горячая нитка
ГО	герметичное ограждение
ГУ	граничное условие
ГЦН	главный циркуляционный насос
ЕЦ	естественная циркуляция
ЗО	защитная оболочка
ЗПА	запроектная авария
КД	компенсатор давления
КС	контрольный стержень
КФБ	критические функции безоасности
НКС	нижняя камера смешения
НЭ	нормальная эксплуатация
ОДР	опорно-дистанционирующая решётка
ОТ	отработанное топливо
ОЯ	отдельные явления
ПА	проектная авария
ПГ	парогенератор
РАО	радиоактивные отходы
РПД	радиоактивные продукты деления
РУ	реакторная установка
РУЗА	руководство по управлению запроектными авариями
РУТА	руководство по управлению тяжелыми авариями
САОЗ	система аварийного охлаждения активной зоны
ТА	тяжёлая авария, тяжелоаварийный
ТВС	тепловыделяющая сборка
твэл	тепловыделяющий элемент
ТГ	теплогидравлический, теплогидравлика
ТЗ	техническое задание
ХН	холодная нитка
BWR	boiling water reactor (реактор с кипящей водой)
CCFL	counter-current flooding limitation (захлёбывание)
CFD	computer fluid dynamics

HPIS	high pressure injection system (САОЗ высокого давления)
INEL	Idaho National Engineering Laboratory
LOCA	loss-of-coolant accident (авария с потерей теплоносителя)
LPIS	low pressure injection system (САОЗ низкого давления)
LWR	light water reactor (легководный реактор)
PWR	pressurized water reactor (реактор с водой под давлением)
TC	thermocouple (термопара)

1. Введение

Безопасность атомной энергетики является ключевым фактором, определяющим конкурентоспособность атомной энергетики в сравнении с другими видами производства электроэнергии, включающими тепловую электроэнергетику, гидроэнергетику, а также такие альтернативные способы получения электрической энергии, как использование ветровой, солнечной и приливной энергии. В последнее время в связи с возросшими требованиями к экологии в мире наметилась тенденция к использованию так называемой альтернативной энергетики. Однако ее доля в общем производстве электроэнергии пока невелика, а себестоимость производства достаточно высока. Будущее атомной энергетики определится в конкурентной борьбе с упомянутыми видами электроэнергетики.

Три тяжелые аварии на атомных электростанциях произошли в развитых странах мира. Это аварии на АЭС “Three-Mile Island”, 1979 г., США; Чернобыльской АЭС, 1986 г., СССР; АЭС “Fukushima-1”, 2011 г., Япония. Эти тяжелые аварии показали, что вероятность ТА не является ничтожно малой. Необходимо всестороннее изучение этого объекта исследования, включая описание и классификацию возможных аварийных сценариев на АЭС, развитие численных методов решения уравнений математической физики и приложение разрабатываемых кодов к анализу динамики аварий.

Для моделирования проектных и запроектных аварий используются численные коды. В последние десятилетия было разработано достаточно большое количество кодов, моделирующих аварии на АЭС. К наиболее известным ТА кодам относятся: RELAP/SCDAP (США), MELCOR (США), ICARE/CATHARE (Франция), MAAP (Франция), ATHLET (Германия), ASTEC (Франция-Германия), СОКРАТ (Россия). Коды верифицируются на тестах по изучению отдельных явлений (в англоязычной терминологии SET – separate effect tests), интегральных тестах (integral tests). Хороший код должен иметь высокую предсказательную способность.

Теплогидравлический и тяжелоаварийный код СОКРАТ разрабатывался ИБРАЭ РАН с участием ряда других институтов начиная с 2000 г. Естественно, что большинство результатов, представленных в данном пособии, получены с использованием этого кода улучшенной оценки.

Атомные реакторы нового поколения (Gen IV в англоязычной терминологии) характеризуются высоким уровнем безопасности по сравнению с реакторами первых поколений. Применение пассивных систем безопасности в реакторах нового поколения

позволяет остановить катастрофическое развитие аварии без вмешательства оператора. Для реакторов нового поколения ведутся разработки новых материалов, например, для оболочек твэлов. Такие оболочки будут окисляться в паровой среде значительно медленнее, либо вообще не окисляться, если речь идет о керамике. Именно такие современные реакторы составят основу атомной энергетики будущего.

Для ныне действующих атомных реакторов одной из эффективных мер по ограничению и управлению тяжелыми авариями с потерей теплоносителя, при которых может быть превышен предельно допустимый аварийный выброс радиоактивных веществ в окружающую среду, является залив водой активной зоны. Однако ее охлаждение применительно к тяжелой аварии может привести к еще более значительным повреждениям реактора. Аварии на АЭС “Три-Майл-Айленд” (США) и “Фукусима” (Япония) показали, что при заливе активной зоны водой может выделяться большое количество водорода [1, 2]. Воспламенение водородосодержащей смеси при случайном зажигании представляет угрозу разрушения защитной оболочки.

Таким образом, необходимо детальное понимание процессов, происходящих в ходе развития аварии. Здесь важную роль играют грамотное моделирование теплогидравлических и физико-химических процессов, грамотная имплементация соответствующих моделей в численные коды. ТГ и ТА коды играют большую роль в обосновании безопасности как существующих реакторов, так и реакторов нового поколения.

Несмотря на то, что основными процессами, сопровождающими развитие тяжелой аварии, являются именно тяжелоаварийные процессы (разогрев, плавление, термомеханическое поведение, излучательный теплообмен и т.д.), теплогидравлика играет определяющую роль в определении временной последовательности процессов. Таким образом, хороший тяжелоаварийный код обязан иметь в своем составе сильный теплогидравлический модуль. Не имеет большого смысла создавать улучшенные модели ТА процессов, если теплогидравлика описывается кодом недостаточно адекватно.

Наборы моделей элементов АЭС, разработанные в кодах, дают возможность создавать все более полные расчётные модели сложных теплогидравлических систем.

В свете вышесказанного, в мировой исследовательской среде становится все более выраженной тенденция отказа от консервативного подхода в расчетах в пользу реалистичного описания.

В последнее время в мире проявляется тенденция использовать для моделирования сопряженную систему кодов. Например, для расчета теплогидравлики в сложной системе (парогенератор или активная зона) используется CFD-code, для расчета нейтронной

физики – улучшенный нейтронный код, а для расчета ТА процессов – тяжелоаварийный код улучшенной оценки. Работа в создании таких сопряженных кодов продолжается и еще далека от завершения.

2. Безопасность атомной энергетики

Приведём определения основных понятий, которые будут часто использоваться в данном пособии, и которые применяются при рассмотрении безопасности РУ:

Проектная авария

Авария, для которой проектом определены исходные события и конечные состояния и предусмотрены системы безопасности, обеспечивающие с учетом принципа единичного отказа систем безопасности или одной, независимой от исходного события, ошибки персонала ограничение ее последствий установленными для таких аварий пределами.

Запроектная авария

Авария, вызванная не учитываемыми для проектных аварий исходными событиями или сопровождающаяся дополнительными по сравнению с проектными авариями отказами систем безопасности сверх единичного отказа, реализацией ошибочных действий персонала, которые могут привести к тяжелым повреждениям или к расплавлению активной зоны. Уменьшение последствий запроектной аварии достигается управлением аварией и/или реализацией планов мероприятий по защите персонала и населения.

Тяжелая запроектная авария (или тяжелая авария)

Запроектная авария с повреждением твэлов выше максимального проектного предела, при которой может быть достигнут предельно допустимый аварийный выброс радиоактивных веществ в окружающую среду.

Таким образом, тяжелая авария является частным случаем запроектной аварии.

Что такое управление авариями?

Действия, направленные на предотвращение развития проектных аварий (ПА) в запроектные (ЗПА) и на ослабление последствий запроектных аварий.

В случае перерастания ПА в ЗПА в результате дополнительных отказов систем и элементов или неправильных действий персонала, деятельность по управлению аварией нацеливается на то, чтобы восстановить контроль над ситуацией.

Управление авариями

На первой стадии этой стратегии (Рис. 1) предпринимаются усилия по восстановлению контроля над ситуацией до того, как ЗПА развилась в тяжелую аварию (ТА), т.е. со значительными повреждениями или с раплавлением активной зоны.

Если деятельность на первой стадии оказалась неуспешной, то наступает вторая стадия, когда деятельность персонала направляется на ослабление последствий ТА.

Симптомно-ориентированные руководства

Деятельность на каждой стадии должна направляться соответствующими симптомно-ориентированными руководствами, т.е. руководствами, ориентированными не на какие-либо заранее просчитанные сценарии развития аварии, а на признаки состояния реактора и систем АС.

Этим симптомно-ориентированные руководства принципиально отличаются от руководств, ориентированных на последовательность событий для конкретных сценариев, обычно разрабатываемых для проектных аварий.

Цель управления запроектной аварией

Цель управления запроектной аварией заключается в возвращении блока АС в контролируемое состояние, при котором прекращается цепная реакция деления, обеспечивается постоянное охлаждение топлива и удержание радиоактивных веществ в установленных границах.

Для осуществления этих действий должны использоваться любые имеющиеся в работоспособном состоянии технические средства, предназначенные для нормальной эксплуатации, для обеспечения безопасности при проектных авариях или специально предназначенные для уменьшения последствий запроектных аварий.

Меры по управлению авариями

Инженерно-технические средства безопасности; действия персонала по управлению аварией на площадке; разработанные эксплуатирующей организацией возможные меры вмешательства за пределами площадки, утвержденные соответствующими компетентными органами; направленные на уменьшение радиоактивного облучения в случае аварии.

Инженерно-технические средства безопасности

- ловушка для ядерного топлива,
- рекомбинаторы,
- системы вентиляции защитной оболочки и т.д.

Основные потенциально возможные технические способы управления запроектными авариями на РУ ВВЭР-1000

орошение гермообъема для снижения давления под герметичным ограждением (ГО), связывания продуктов деления в атмосфере или затопления приемка ГО с целью запуска насосов САОЗ в режиме рециркуляции, или затопления шахты реактора через разрушенную дверь шахты в целях охлаждения расплава, или организации принудительной циркуляции в атмосфере ГО для предотвращения образования зон с высокой концентрацией водорода;

внутренняя вентиляция ГО для снижения давления под ГО для возвращения к устойчивому и управляемому состоянию; осаждения продуктов деления на теплообменных поверхностях воздухоохладителей вентсистем в целях снижения выбросов в окружающую среду, организации принудительной циркуляции в атмосфере под ГО для предотвращения образования зон с высокой концентрацией водорода;

подача воды в первый контур для возвращения к устойчивому и управляемому состоянию (охлаждение активной зоны /внутрикорпусных устройств); охлаждению отложений продуктов деления на стенках петель первого контура; улавливанию продуктов деления внутри корпуса (газы, освобождающиеся в процессе деления, растворяются в слое воды, покрывающем осколки активной зоны); затоплению шахты после разрушения корпуса реактора через отверстие в днище, для охлаждения осколков в шахте реактора и улавливания газов, освобождающихся в процессе взаимодействия бетона и расплавленной активной зоны; затопления объема под ГО через разлом в первом контуре;

заполнение ПГ для охлаждения активной зоны, снижения давления первого контура, охлаждения трубок и коллекторов ПГ для исключения термопластичного разрушения, связывания продуктов деления в случае течи из первого во второй контур;

изоляция парогенератора для прекращения выхода продуктов деления;

снижение давления в ПГ для снижения давления и расхолаживание первого контура через ПГ;

локализация гермообъема с целью предотвращения или ограничения распространения выделяющихся при авариях радиоактивных веществ за пределы ГО;

снижение давления в первом контуре с целью отвода тепла от активной зоны (сброс - подпитка), увеличения возможностей подачи воды в первый контур, предотвращения термопластичного разрушения компонентов первого контура, предотвращения выброса расплава при высоком давлении, предотвращения повышенных нагрузок на гермооболочку при разрушении корпуса реактора;

затопление гермообъема с целью остановить проплавление гермоплиты при реакции расплав – бетон, для осаждения продуктов деления в воде в случае затопления осколков активной зоны;

повышение давления гермообъема с целью предотвращения проблем снижения давления под ГО (давление под ГО должно быть больше 0.7 бар (абс.) всегда, чтобы предотвратить повреждение герметичности ГО), приведения атмосферы под ГО в инертную область для достижения водородной безопасности;

запуск ГЦН с целью охлаждения активной зоны большим количеством воды, находящемся в гидрозатворах ГЦТ.

Действия персонала по управлению аварией на площадке определяются руководствами по управлению запроектными авариями (РУЗА) и руководствами по управлению тяжелой запроектной аварией (РУТА). РУЗА разработана для Балаковской АЭС в 2004 г., а также для 3-го блока Калининской АЭС и Тяньваньской АЭС.

РУТА в стадии разработки, разработаны структура и состав типового РУТА для АЭС с ВВЭР-1000/В-320. На базе типового РУТА выполняются разработка и расчетное обоснование РУТА для отдельных АЭС и последующее их внедрение. Сохранность защитных барьеров для блоков АЭС с ВВЭР (Рис. 2) обеспечивается выполнением следующих условий:

- обеспечение подкритичности реактора;
- расхолаживание реакторной установки;
- обеспечение надежного теплоотвода от активной зоны в процессе аварии, а также после стабилизации параметров в послеаварийном состоянии;
- обеспечение целостности системы первого контура (защита от превышения давления, гидроударов, термических нагрузок);
- обеспечение локализации последствий аварии за счет герметизации оболочки реакторного отделения для сведения к минимуму радиологических

последствий, удержания радиоактивных продуктов в установленных границах и количествах;

- обеспечение необходимого запаса рабочих сред в первом и во втором контурах.

В симптомно-ориентированном подходе к управлению ЗПА выполнение этих условий сводится к контролю и восстановлению КФБ – критических функций безопасности

- подкритичности активной зоны
- охлаждения активной зоны реактора
- теплоотвода от 1-ого контура ко 2-ому контуру
- целостности 1-ого контура
- целостности герметичного ограждения
- наполненности – запаса теплоносителя 1-ого контура

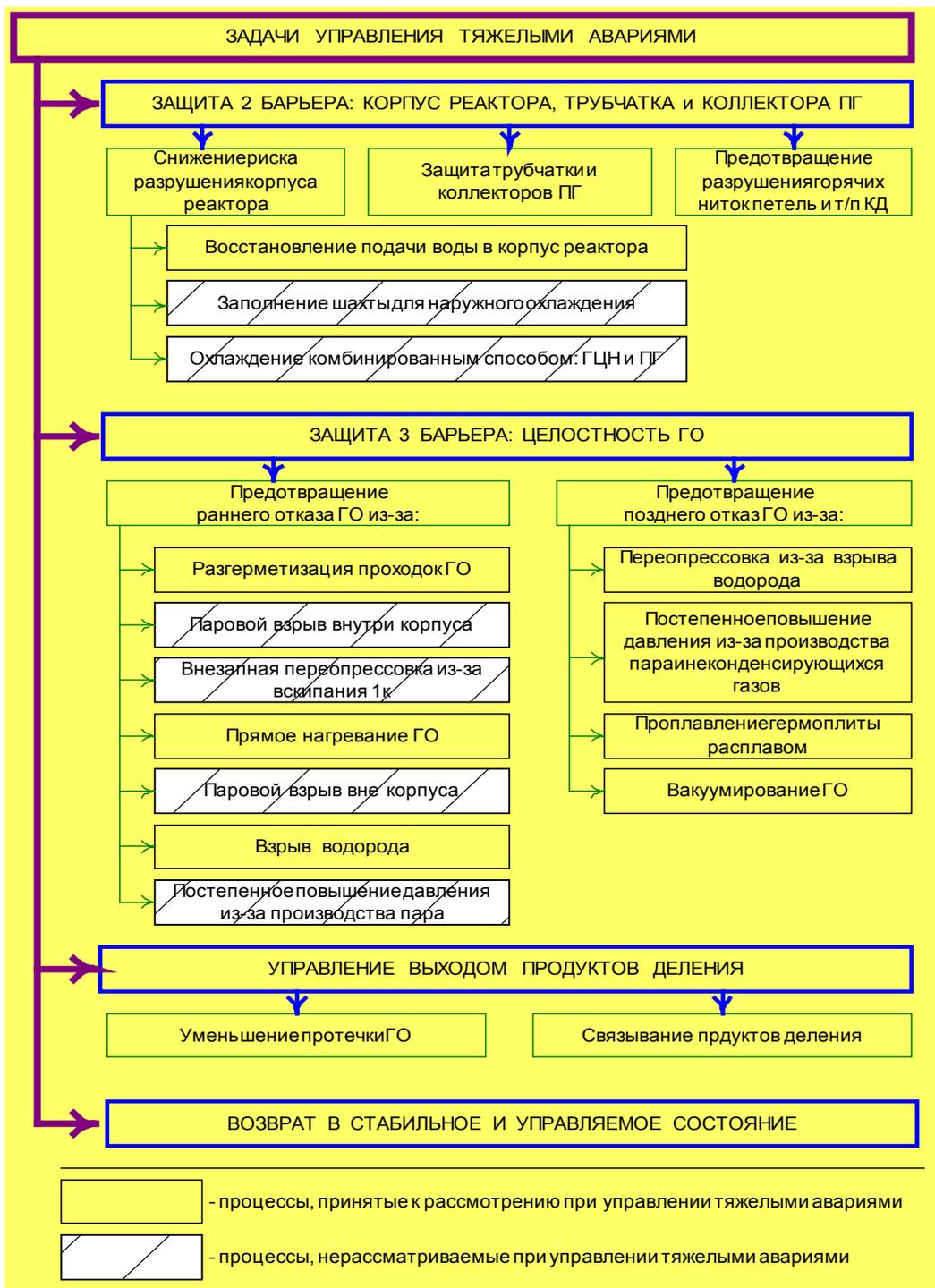


Рис. 1. Управление тяжелыми авариями

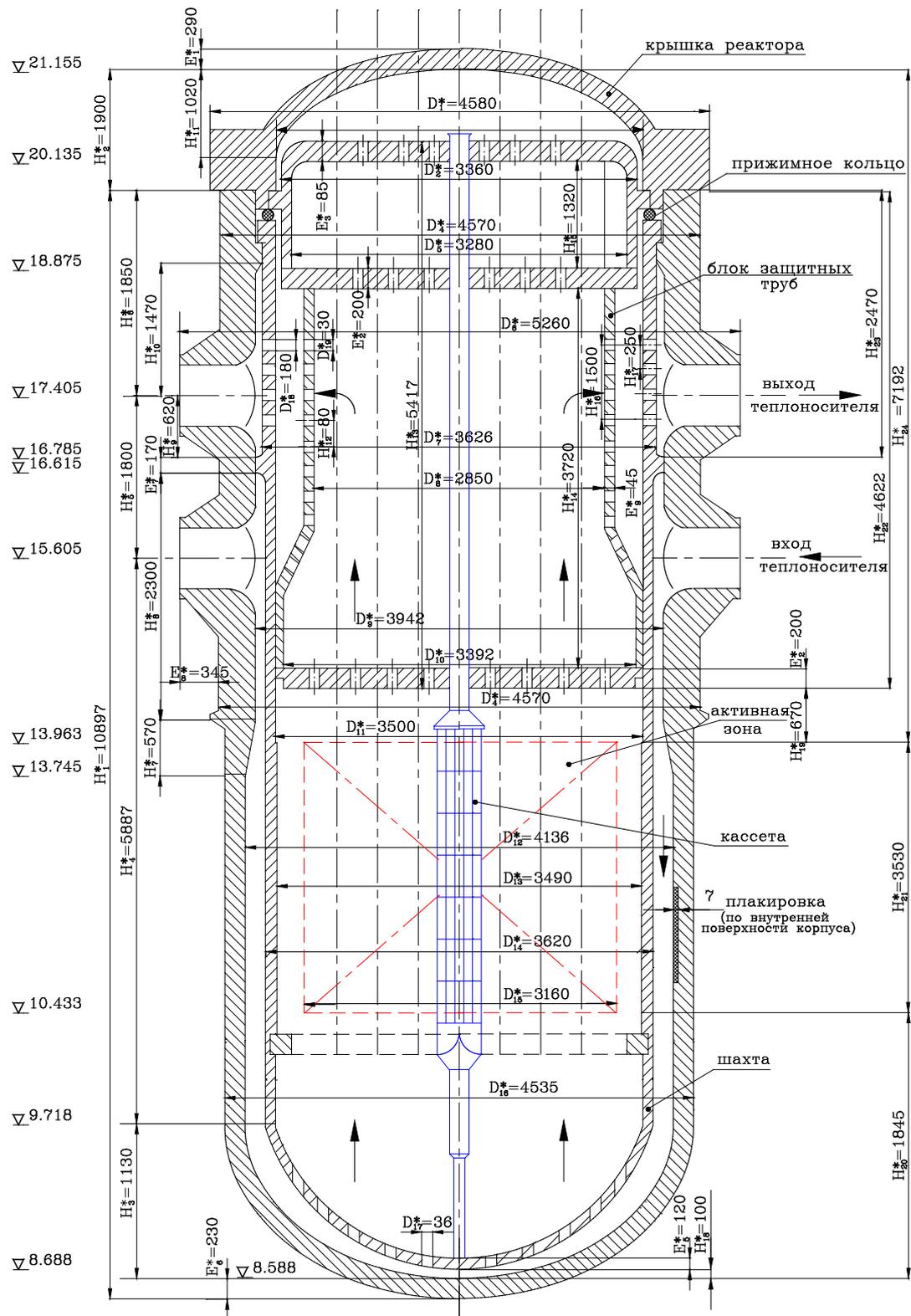


Рис.2.4 Эскиз реактора

Рис. 2. Реактор ВВЭР-1000: геометрические размеры

3. Основные принципы обеспечения безопасности

Безопасность АЭС базируется на комплексе мероприятий, направленных на профилактику причин аварийных ситуаций и совершенствование средств защиты [3]:

- проведение расчетных и экспериментальных исследований, подтверждающих работоспособность и надежность оборудования (корпусов реакторов, тепловыделяющих сборок, насосов и т.д.), обеспечении высокого качества изготовления и монтажа оборудования, непрерывном или периодическом контроле за его состоянием в ходе эксплуатации и восстановлении на основании результатов контроля его первоначальных высоких эксплуатационных характеристик;
- разработке и реализации защитных мер, имеющих целью предотвратить причины аварий, а если авария все же произошла, то воспрепятствовать ее развитию и уменьшить последствия нарушений. При любой проектной аварии принятые защитные меры должны не допустить плавления топлива и оболочек ТВЭлов, а также любые повреждения активной зоны, препятствующие выгрузке ТВС и разборке реактора;
- надежной локализации радиоактивных веществ при аварии с помощью оболочек, герметичных помещений и очистки выбросов.

4. Теплопроводность

Классическое уравнение теплопроводности в твердых телах записывается следующим образом:

$$E + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь E - объемное энерговыделение, Вт/м³; T - температура, К; κ - теплопроводность, Вт/(мК); c - объемная теплоемкость, Дж/(м³К); χ - температуропроводность, м²/с. Специфика атомной отрасли состоит в наличии ненулевого энерговыделения E в ядерном топливе.

Применим уравнение теплопроводности к расчету температурного распределения по сечению ТВЭла.

Поперечное сечение одного твэла в составе тепловыделяющей сборки (ТВС) показано на Рис. 3.

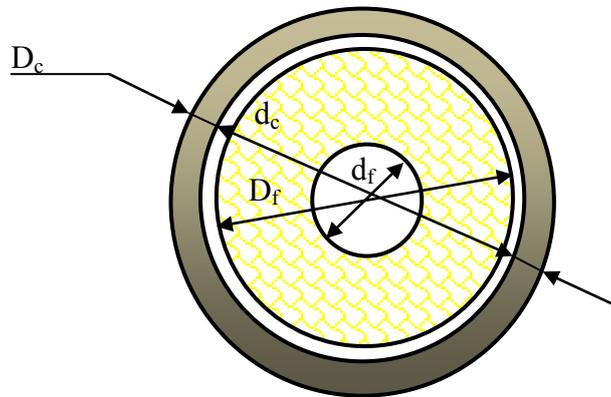


Рис. 3. Геометрия сечения топливного стержня (твэла) реактора ВВЭР-1000:

$d_f = 0,0012$ м – внутренний диаметр таблетки,

$D_f = 0,0076$ м – внешний диаметр таблетки,

$d_c = 0,00773$ м – внутренний диаметр оболочки,

$D_c = 0,0091$ м – внешний диаметр оболочки

Вообще говоря, необходимо решать задачу с учетом трех слоев (урановая кольцевая таблетка, газовый зазор, циркониевая оболочка). Но для оценки можно решить задачу только с одним слоем UO_2 . На внешней границе задаем тепловой поток в воду (или в пар, или в воздух, в зависимости от типа внешней среды) в виде $q = \alpha(T_{out} - T_0)$. α - коэффициент теплоотдачи, T_0 - температура окружающего теплоносителя.

Стационарное уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат при центральной симметрии:

$$\kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + E = 0. \quad (2)$$

Решение будет

$$T = Ar^2 + C, \quad (3)$$

$$A = -\frac{E}{4\kappa},$$

$$T = -\frac{E}{4\kappa} r^2 + C,$$

$$q = \alpha(T_{out} - T_0),$$

$$q = -\kappa \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_c} = \frac{ER_c}{2}$$

$$C = \frac{E}{2\alpha} R_c + \frac{E}{4\kappa} R_c^2 + T_{out}.$$

Отсюда получим окончательно

$$T = T_0 + \frac{E}{2\alpha} R_c + \frac{E}{4\kappa} (R_c^2 - r^2). \quad (4)$$

Задача.

Расчет температурного профиля в таблетке твэла реактора ВВЭР-1000 при охлаждении в условиях естественной конвекции.

Необходимо решить 1-мерную стационарную задачу теплопроводности в твэле ВВЭР-1000 (Рис. 3). Твэл вытащили из АЗ через 3 дня после останова реактора (3-дневная выдержка) и подвесили в воздухе. Конечно, в реальности вытаскивают не твэл, а ТВС, но мы для простоты рассмотрим один твэл.

На внешней границе задаем тепловой поток в воздух в виде $q = \alpha(T - T_0)$. $T_0 = 300\text{K}$.

Число Нуссельта

$$Nu = \frac{\alpha L}{\kappa}. \quad (5)$$

Число Рэлея

$$Ra = \frac{g\beta\Theta L^3}{2\nu\chi}.$$

Теплоотдача от внешней поверхности твэла вбок описывается следующими зависимостями для числа Нуссельта:

$$Nu_{sd} = 0,59 Ra^{1/4}, \quad Ra < 10^9, \quad (6)$$

$$Nu_{sd} = 0,1 Ra_i^{1/3}, \quad Ra > 10^9,$$

g – ускорение свободного падения, β – коэффициент объемного расширения воздуха, L – характерный размер задачи, имеет смысл взять его в нашем случае равным высоте обогреваемой части твэла, $\Theta = T_{out} - T_0$, ν – кинематическая вязкость воздуха, χ – температуропроводность воздуха, κ – теплопроводность воздуха.

Для определения объемной мощности энерговыделения исходим из того, что всего в активной зоне (АЗ) реактора ВВЭР-1000 находятся 163 ТВС, в каждой из которых 311 твэлов. Мощность энерговыделения трехдневной ТВС примем равной 100 кВт. Высота

обогреваемой длины твэла (Рис. 2) равна приблизительно $L=3.5$ м. Определить максимальную температуру в топливной таблетке.

Решение.

Стационарное решение уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах при центральной симметрии выглядит следующим образом (4):

$$T = T_0 + \frac{E}{2\alpha} R_c + \frac{E}{4\kappa} (R_c^2 - r^2)$$

Поэтому число Рэлея:
$$Ra = \frac{g\beta L^3}{2\nu\chi} \left(\frac{E}{2\alpha} R_c \right)$$

Оценим объемное энерговыделение в топливе E для трехдневной выдержки. Мы имеем для мощности ТВС 100 кВт:

$$E \approx \frac{100 \cdot 10^3}{311 \cdot 3.5 \cdot \pi R_c^2} \approx \frac{100 \cdot 10^3}{311 \cdot 3.5 \cdot 3 \cdot 20 \cdot 10^{-6}} \approx 1.5 \cdot 10^6 \frac{Вт}{м^3}$$

Предположим, что режим естественной конвекции турбулентный (так как длина твэла велика). Тогда для нахождения коэффициента теплоотдачи используем оценку:

$$\alpha \approx 0.1 \frac{\kappa}{L} \left(\frac{g\beta L^3}{2\nu\chi} \left(\frac{E}{2\alpha} R_c \right) \right)^{1/3}$$

т.е.

$$\alpha \approx \left(\frac{0.1\kappa}{L} \right)^{3/4} \left(\frac{g\beta E R_c}{4\nu\chi} \right)^{1/4} \approx \left(\frac{0.1 \cdot 0.03}{3} \right)^{3/4} \left(\frac{10 \cdot 4 \cdot 10^{-3} \cdot 1.5 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-6}} \right)^{1/4} \approx 20 \frac{Вт}{м^2 K}$$

Тогда перепад температур $\Theta = T_{out} - T_0$ составит около 150К. Перепад температур по самой таблетке составит

$$\frac{ER_c^2}{4\kappa} \approx \frac{1.5 \cdot 10^6 \cdot 25 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 6} \approx 1.5 K,$$

что на 2 порядка ниже перепада температур между внешней поверхностью оболочки и окружающей средой.

Таким образом, внешняя поверхность одиночного ТВЭЛ, висящего в воздухе с температурой 300К, после выхода на стационар составит около 450К, т.е. нагреется весьма умеренно (без достижения опасных значений температуры). Следует иметь в виду, что если бы мы рассматривали ТВС, а не одиночный ТВЭЛ, то нагрев был бы заметно выше.

5. Конвекция

Теплообмен при конвекции является одним из основных механизмов теплопередачи. Очень часто для его количественного описания используется число Нуссельта Nu :

$$Nu = \frac{hD_{hydr}}{\kappa}, \quad (7)$$

где κ - теплопроводность воды, D_{hydr} - гидравлический диаметр треугольной решетки твэлов.

Взаимодействие расплава с окружающими твердыми структурами приводит к охлаждению поверхностных областей расплава. В результате между неравномерно нагретыми областями расплава возникают внутренние течения (свободная конвекция), стремящиеся перемешать расплав так, чтобы в нем установилась постоянная температура.

Свободную конвекцию в жидкости в стационарных условиях описывает следующая система уравнений [4]:

$$\bar{v}\nabla T' = \chi\Delta T', \quad (8)$$

$$(\bar{v}\nabla)\bar{v} = -\nabla\frac{p'}{\rho} + \nu\Delta\bar{v} - \beta\bar{g}T', \quad (9)$$

$$div\bar{v} = 0, \quad (10)$$

где:

\bar{v} - скорость;

ν - кинематическая вязкость;

χ - температуропроводность;

ρ - плотность;

β - коэффициент объемного расширения расплава;

g - ускорение свободного падения;

T' - отклонение от некоторой средней температуры расплава T_0 ($T=T_0+T'$);

p' - неравномерность давления в расплаве ($p=p_0+p'$).

Уравнение (8) представляет собой уравнение переноса тепла в несжимаемой жидкости, уравнение (9) – уравнение Навье-Стокса с учетом поля тяжести, уравнение (10) – уравнение непрерывности. В случае энерговыделяющего расплава в уравнении теплопереноса (8) следует учесть источник тепла, характеризующийся некоторым объемным энерговыделением E . Кроме того, эта система должна быть дополнена соответствующими

граничными условиями. Численное решение этой системы уравнений с учетом граничных условий позволит найти неизвестные функции T' , \bar{v} , $\frac{p'}{\rho}$.

Однако при моделировании конвекции в жидкости с внутренними источниками тепла при высоких мощностях энерговыделения, отвечающих реальным ситуациям при тяжелой ЗПА, решение системы (8)-(10) численными методами становится весьма затруднительным, поскольку конвективное течение становится сильно турбулентным [5]. Более того, в кодах, предназначенных для моделирования запроектной аварии, как правило, применяется достаточно грубая сетка разбиения активной зоны, в то время как численные методы решения системы (8)-(10) требуют достаточно мелкой сетки разбиения и, соответственно, значительных затрат машинных ресурсов. В этих условиях целесообразно описывать теплопередачу через конвекцию с помощью методики качественных оценок, базирующихся на общих принципах, связанных со свойствами симметрии, законами сохранения, а также соображениями подобия и размерности. Для похожих физических процессов из характерных параметров, определяющих физический процесс, составляют безразмерные комбинации (числа подобия). Считается, что физические процессы с одинаковыми числами подобия подобны.

При составлении безразмерных комбинаций для описания свободной конвекции следует учитывать, что решение уравнений (8)-(10) будет зависеть от трех постоянных параметров ν , χ , $g\beta$, входящих в систему уравнений (8)-(10), от некоторого характерного параметра длины L и характерной разности температур Θ , входящих в граничные условия.

Таким образом, свободная конвекция характеризуется пятью параметрами со следующими размерностями: $[\nu] = [\chi] = \text{см}^2/\text{с}$, $[g\beta] = \text{см}/\text{с}^2/\text{град}$, $[L] = \text{см}$, $[\Theta] = \text{град}$.

Из них можно составить две независимые безразмерные комбинации. Обычно выбирают число Рэлея Ra :

$$Ra = \frac{g\beta\Theta L^3}{2\nu\chi}, \quad (11)$$

и число Прандтля, определяемое как:

$$Pr = \nu/\chi. \quad (12)$$

Всякая другая безразмерная величина может быть выражена через числа Ra и Pr .

Видно, что число Прандтля зависит только от свойств самого вещества жидкости; основной же характеристикой конвекции является число Рэлея. Закон подобия для свободной конвекции:

$$\bar{v} = \frac{\nu}{L} \bar{f}\left(\frac{\bar{r}}{L}, Ra, Pr\right), \quad T = \Theta f\left(\frac{\bar{r}}{L}, Ra, Pr\right).$$

Два течения подобны, если их числа Ra и Pr одинаковы.

В случае жидкости с внутренними источниками используется модифицированное число Рэлея:

$$Ra_i = \frac{g\beta EL^5}{\kappa\chi\nu}, \quad (13)$$

где κ – коэффициент теплопроводности жидкости.

Теплопередачу между твердыми телами и жидкостью характеризуют коэффициентом теплопередачи α , определяемым как отношение:

$$\alpha = \frac{q}{\Theta}, \quad (14)$$

где q – плотность потока тепла через поверхность тела.

Коэффициент теплопередачи является размерной величиной. В качестве безразмерной величины, характеризующей теплопередачу, используют число Нуссельта Nu :

$$Nu = \frac{\alpha L}{\kappa}. \quad (15)$$

Таким образом, плотность теплового потока может быть легко определена, если известны характерные разности температур Θ и число Нуссельта Nu :

$$q = \frac{Nu\kappa}{L}\Theta. \quad (16)$$

Из соображений подобия следует, что для каждого типа конвективного движения число Нуссельта определяется функцией только чисел Рэлея и Прандтля. Таким образом, для нахождения теплового потока нужно знать функциональную зависимость числа Нуссельта от чисел Рэлея и Прандтля.

Теоретические и экспериментальные зависимости характеристик теплоотдачи обычно выражаются степенными функциями:

$$Nu = CRa^\gamma, \quad (17)$$

где C и γ – некоторые постоянные, определяемые теорией или из эксперимента.

Экспериментальные работы по моделированию теплоотдачи тепловыделяющей жидкости, содержащейся в замкнутом объеме, различаются как по геометрии объема, так и в отношении самой постановки опытов. Применительно к реальным ситуациям, связанным с безопасностью ядерных реакторов, представляют интерес аксиально-симметричные области, заполненные тепловыделяющей жидкостью, ограниченной верхней горизонтальной поверхностью [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. Применительно к расплаву, находящемуся в активной зоне, представляют интерес эксперименты с тепловыделяющей жидкостью, занимающей области полусферической геометрии (подобную форму занимал

расплав в активной зоне при аварии на ТМІ-II). Однако достаточно грубая сетки разбиения активной зоны на расчетные ячейки (бассейн расплава активной зоны занимает по высоте 2-3 расчетные ячейки) не позволяет моделировать зависимость коэффициента теплопередачи от полярного угла. Для практических приложений результатов экспериментальных исследований к описанию теплоотдачи энерговыделяющего расплава, находящегося в активной зоне, можно применять корреляции, полученные в прямоугольной геометрии [6-10]. Эмпирические соотношения для чисел Нуссельта для теплоотдачи одновременно через верхнюю, нижнюю и боковую границу приводятся в [7], область применимости этих зависимостей ограничена сверху значением модифицированного числа Рэлея 5×10^{10} . Для расплава в активной зоне характерны бóльшие значения модифицированного числа Рэлея $3 \times 10^{10} < Ra_i < 3 \times 10^{15}$ ($\beta \sim 8,5 \cdot 10^{-5} [1/K]$, $\kappa \sim 2,5 [Вт/м \cdot K]$, $\nu \sim 7 \cdot 10^{-7} [м^2/с]$, $\chi \sim 0,5 \cdot 10^{-6} [м^2/с]$, $E \sim 3 \cdot 10^6 [Вт/м^3]$, $L \sim 0,1-1 [м]$). Эмпирические зависимости для числа Нуссельта для теплопередачи через верхнюю и нижнюю границы [7] находятся в хорошем согласии с аналогичными зависимостями [10] для бóльших значений чисел модифицированного числа Рэлея $5 \times 10^{12} < Ra_i < 1 \times 10^{14}$. Для теплопередачи через боковую поверхность для значений чисел модифицированного числа Рэлея $Ra_i > 5 \times 10^{12}$ следует использовать соотношения [10], для диапазона $5 \times 10^{10} < Ra_i < 5 \times 10^{12}$ из-за отсутствия экспериментальных данных следует провести линейную экстраполяцию. Хорошее соответствие результатов по теплоотдаче через боковые и верхнюю поверхности работы [10] для числа Рэлея $5 \times 10^{12} < Ra_i < 1 \times 10^{14}$ с результатами [11] для числа Рэлея $4 \times 10^{12} < Ra_i < 1,7 \times 10^{15}$ позволяет провести экстраполяцию соотношений [10] для всех поверхностей на значения числа Рэлея $4 \times 10^{12} < Ra_i < 1,7 \times 10^{15}$.

5.1 Основные допущения и предположения модели

Достаточно сложная картина явлений, протекающих в активной зоне при образовании расплава, с учетом особенностей расчетной схемы накладывает существенные ограничения и допущения на модель:

- описание процесса конвективного теплообмена в жидкости строится на основе качественных оценок закономерностей распределения теплоотдачи жидкости, находящейся в замкнутом объеме;
- рассматриваются два вида жидкости: энерговыделяющая и неэнерговыделяющая. При этом под энерговыделяющей жидкостью понимается расплав элементов активной зоны, содержащий UO_2 ;

- для описания теплоотдачи энерговыделяющего расплава в прямоугольной геометрии используются следующие эмпирические зависимости числа Нуссельта от модифицированного числа Релея $3 \times 10^7 < Ra_i < 1.7 \cdot 10^{15}$:

теплоотдача вверх

$$Nu_{up} = 0,345 Ra_i^{0,233}, \quad (18)$$

теплоотдача вниз

$$Nu_{dn} = 1,389 Ra_i^{0,095}, \quad (19)$$

теплоотдача вбок

$$Nu_{sd} = 0,6 Ra_i^{0,19} \quad 3 \times 10^7 < Ra_i < 5 \cdot 10^{10}, \quad (20)$$

$$Nu_{sd} = 0,85 Ra_i^{0,19} \quad 5 \times 10^{12} < Ra_i < 1,7 \cdot 10^{15}, \quad (21)$$

Для описания теплоотдачи неэнерговыделяющего расплава используются следующие эмпирические зависимости числа Нуссельта от числа Релея [13]:

теплоотдача вверх

$$Nu_{up} = 0,54 Ra^{1/4}, \quad Ra < 10^6,$$

$$Nu_{up} = 0,15 Ra^{1/3}, \quad Ra > 10^6,$$

теплоотдача вниз

$$Nu_{dn} = 0,58 Ra^{1/5}, \quad (22)$$

теплоотдача вбок

$$Nu_{sd} = 0,59 Ra^{1/4}, \quad Ra < 10^9,$$

$$Nu_{sd} = 0,1 Ra^{1/3}, \quad Ra > 10^9,$$

- многокомпонентный расплав моделируется смесью несмешивающихся однокомпонентных жидкостей (здесь понятие компонента относится к элементу СВЕЧИ, а не к материалу);
- тепловой поток за счет конвекции в многокомпонентной жидкости представляется аддитивной суммой тепловых потоков в однокомпонентных жидкостях;
- пренебрегается двухфазной областью, образующейся на поверхности расплава при его отвердевании.

5.2 Численная реализация модели конвективного теплообмена расплава

Плавление элементов активной зоны, их стекание и перемешивание приводит к образованию расплава достаточно сложного химического состава, при этом возникают проблемы, связанные с определением свойств жидкости. Удобно представить

многокомпонентный расплав как смесь несмешивающихся однокомпонентных жидкостей. Под однокомпонентной жидкостью будем понимать жидкий отрезок теплового элемента. Таким образом, расплав можно представить некоторым набором жидких отрезков тепловых элементов. Возможные типы тепловых элементов i (твэл, поглотительный стержень, стальные конструкции) и их кратность N_i , характерные для данного объема пространства, определены во входном языке. Посторонние материалы, нехарактерные для данного объема пространства (например, попавшие туда в результате стекания) определим как «налипшие» на тепловой элемент. Для примера рассмотрим некоторую расчетную ячейку активной зоны на аксиальном уровне k высотой dz с характерным радиальным размером dx . Пусть данная расчетная ячейка частично заполнена расплавом.

Химический состав расплава в данный момент времени в данной области пространства определяет типы жидких тепловых элементов. Размеры жидких тепловых элементов определяются высотой расчетной ячейки dz , объемом материалов в расплаве, из которых состоят жидкие тепловые элементы, и объемом примесей, «налипших» на тепловые элементы. Будем считать, что в ячейке находится бассейн расплава, если все моделируемые тепловые элементы одного типа в данной ячейке находятся в расплавленном состоянии.

Температура жидких тепловых элементов в данной расчетной ячейке соответствует температуре расплава в данной расчетной ячейке.

При вычислении температуры плавления (отвердевания) $T_{i,liq}$ ($T_{i,sol}$) тепловых элементов в коде возможны две опции:

- $T_{i,liq}$ ($T_{i,sol}$) определяется как максимальная (минимальная) температура плавления (отвердевания) материалов, из которых состоит ТЭ;
- $T_{i,liq}$ ($T_{i,sol}$) определяется по температуре плавления (отвердевания) материалов, из которых состоит ТЭ, с учетом весовых долей, по модели квазибинарных растворов.

Основные свойства жидких тепловых элементов (теплопроводность, кинематическая вязкость, температуропроводность, термический коэффициент объемного расширения) вычисляются в приближении однородного перемешивания исходя из соответствующих свойств материалов, образующих тепловой элемент, с учетом их массовой доли.

Эффективная плотность теплового потока q от расчетной ячейки k с температурой T_1 к любой соседней расчетной ячейке с температурой T_2 ($T_1 > T_2$) за счет свободной конвекции может быть представлен суммой эффективных плотностей тепловых потоков q_i от i -ых жидких тепловых элементов с температурой T_1 :

$$q = \sum_i q_i. \quad (23)$$

При оценке величины эффективной плотности теплового потока q_i от i -ого жидкого теплового элемента с температурой T_i будем считать, что конвективный поток пропорционален перегреву i -ого жидкого ТЭ относительно точки его плавления $T_i - T_{i,liq}$ и коэффициенту молекулярной теплопроводности κ_i i -ого ТЭ:

$$q_i = \frac{Nu(T_i - T_{i,liq})\kappa_i}{dl}, \quad (24)$$

где dl - характерный линейный размер ячейки в направлении теплового потока.

При вычислении эффективного потока между ячейками от i -ого жидкого теплового элемента в аксиальном направлении за площадь принимается площадь поперечного сечения i -ого теплового элемента с учетом его кратности, за характерный размер – высота расчетной ячейки:

$$Q_i = \frac{Nu(T_i - T_{i,liq})\kappa_i}{dz_k} \cdot N_i \pi R_i^2, \quad (25)$$

где R_i – радиус жидкого ТЭ.

При вычислении эффективного потока между ячейками от i -ого теплового элемента в радиальном направлении за площадь принимается эффективная площадь боковой поверхности расчетной ячейки A_{tot} (в радиальном направлении), «приходящаяся» на i -ый тепловой элемент:

$$Q_i = \frac{Nu(T_i - T_{i,liq})\kappa_i}{dx_k} \cdot \left[\frac{N_i \pi R_i^2}{S_{tot}} A_{tot} \right], \quad (26)$$

где S_{tot} – площадь верхней (нижней) поверхности расчетной ячейки.

Эффективный тепловой поток за счет свободной конвекции от одной расчетной ячейки к другой может быть представлен суммой тепловых потоков от i -ых жидких тепловых элементов, находящихся в данной расчетной ячейке:

$$Q = \sum_i Q_i. \quad (27)$$

Если в ячейке помимо бассейна расплава находятся твердые тепловые элементы (например, стенка корпуса РУ, неразрушенные структуры активной зоны или элементы дегрипера), температура плавления которых меньше температуры расплава, нагрев твердых тепловых элементов и их дальнейшее плавление будет осуществляться за счет суммарного конвективного потока от жидких тепловых элементов, находящихся в данной расчетной ячейке. Для оценки конвективного потока от i -ого жидкого теплового элемента к k -ому твердому тепловому элементу выбирается минимальное значение из боковых площадей i -ого жидкого и k -ого твердого тепловых элементов с учетом их кратности:

$$Q_i = \frac{Nu(T_i - T_{i,liq})\kappa_i}{dx} \cdot \min(N_i 2\pi R_i dz, N_j 2\pi R_j dz). \quad (28)$$

Эффективный тепловой поток за счет свободной конвекции от *i*-ого жидкого теплового элемента к *к*-ому твердому теплового элементу может быть представлен суммой тепловых потоков от *i*-ых жидких тепловых элементов, находящихся в данной расчетной ячейке:

$$Q = \sum_i Q_i. \quad (29)$$

Конвективный тепловой поток к расчетной ячейке моделируется эффективным, рассчитывается через граничную поверхность, но прикладывается как объемное энерговыделение. Данная мера призвана только облегчить расчет тепловой задачи. Характерные времена, в течение которых действуют конвективные тепловые потоки, обычно значительно превышают характерное время выравнивания температурного профиля по радиусу теплового элемента, поэтому ошибка, вносимая этим допущением, невелика. Данный подход снижает пульсации температур на поверхностях ТЭ и не приводит к “избыточному” захлаживанию теплоносителем нагреваемого элемента при расчете фронта плавления.

Задача.

В бассейне выдержки отработанного топлива (БВОТ), заполненном водой, находятся ТВС. Оценить максимальную разность температуры между топливной таблеткой и окружающей водой.

Решение.

На внешней границе оболочки задаем тепловой поток в воду БВ в виде

$q = h(T - T_{out}) = h\Delta T$, где T_{out} – температура воды, T – температура внешней поверхности оболочки, h – коэффициент теплоотдачи.

Число Нуссельта

$$Nu = \frac{hD_{hydr}}{\kappa},$$

где κ - теплопроводность воды, D_{hydr} - гидравлический диаметр треугольной решетки ТВЭЛОВ.

В ТВС находится $N=311$ ТВЭЛОВ. Высота обогреваемой длины ТВЭЛА равна приблизительно $L=3.5$ м.

Мощность одной ТВС 3-х суточной выдержки составляет около 94 кВт.

Геометрия ТВЭЛА представлена на Рис. 3.

Некоторые теплофизические свойства UO_2 приведены на Рис. 4 и Рис. 5.

При ламинарном режиме обтекания ТВС (число Рейнольдса $\text{Re} < 1200$) число Нуссельта не зависит от скорости воды и составляет в коде СОКРАТ величину 4.36. Речь идет об обтекании твэлов внутри канала, моделирующего внутреннее пространство шестигранной трубы.

Поэтому

$$\frac{hD_{hydr}}{\kappa} \approx 4.36$$

Отсюда следует характерная величина коэффициента теплоотдачи

$$h \approx \frac{4.36 \cdot 0.7}{1.275 \cdot 10^{-2}} \approx 240 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$$

Мощность одной ТВС составляет около $W \approx 94$ кВт. Поэтому тепловой поток с единицы поверхности твэла, необходимый для снятия этого тепла, будет (Рис. 3)

$$q \approx \frac{W}{N\pi D_c L} \approx \frac{9.4 \cdot 10^4}{311 \cdot 3.14 \cdot 9.1 \cdot 10^{-3} \cdot 3.5} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2$$

Отсюда перепад температур (поверхность твэла-вода) составит

$$\Delta T = \frac{q}{h} \approx 12.5 \text{ К}$$

Следует, однако, иметь в виду, что

1. Аксиальный профиль энерговыделения в ТВС неоднородный (двугорбый), поэтому вблизи максимумов температурный перепад будет несколько больше полученного значения, а вблизи минимума несколько меньше.
2. При наличии интенсивного конвективного течения воды в БВ число Re может стать больше 2000, тогда следует применять корреляцию Диттуса-Болтера для оценки коэффициента теплоотдачи от оболочки к воде.

Число Рейнольдса равно

$$\text{Re} = \frac{VD_{hydr}}{\nu},$$

где V – линейная скорость воды в канале, ν - кинематическая вязкость воды.

Уже при относительно небольшой скорости воды V порядка 10 см/с число Рейнольдса оказывается порядка

$$\text{Re} \approx \frac{0.1 \cdot 1.275 \cdot 10^{-2}}{6 \cdot 10^{-7}} \approx 2125,$$

т.е. надо применять корреляцию Диттуса-Болтера

$$\text{Nu} = \frac{hD_{hydr}}{\kappa} \approx 0.023 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.4},$$

(30)

где Pr – число Прандтля для воды. Итак, при $\text{Re}=2125$ мы имеем для оценки h следующее значение

$$h \approx \frac{0.023 \cdot 1000 \cdot 1.7 \cdot 0.7}{1.275 \cdot 10^{-3}} \approx 21000 \text{ Вт/(м}^2\text{К)},$$

т.е. значение, значительно большее (почти на порядок!), чем в случае ламинарного течения. Соответственно, в этом случае резко падает температурный перепад оболочка-вода, который теперь составит буквально несколько градусов.

Для нахождения максимальной температуре в топливе нам осталось оценить температурный перепад ΔT_{UO_2} по радиусу в слое таблетки диоксида урана. По сравнению с ΔT_{UO_2} температурными перепадами через газовый зазор (в случае его существования) и через циркониевую оболочку можно пренебречь.

Стационарное уравнение теплопроводности в 1-мерном приближении в слое таблетки запишем в виде

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{E}{\kappa_{UO_2}},$$

(31)

где E – объемное энерговыделение [$\text{Вт}/\text{м}^3$], κ_{UO_2} – теплопроводность диоксида урана (Рис. 5).

Решение уравнения будет

$$T = A \ln \frac{r}{r_0} + B - \frac{E}{4\kappa_{\text{UO}_2}} r^2$$

Объемное энерговыделение в таблетке равно (Рис. 3)

$$E = \frac{4W}{N\pi(D_f^2 - d_f^2)L} \approx \frac{4 \cdot 94 \cdot 10^3}{311 \cdot 3.14 \cdot (7.6 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 3.5} \approx 1.9 \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^3$$

Отсюда характерный перепад температуры по таблетке составит

$$\Delta T_{\text{UO}_2} \approx \frac{ED_f^2}{4\kappa_{\text{UO}_2}} \approx 3.9\text{К},$$

если взять теплопроводность диоксида урана, равную $7\text{Вт}/(\text{мК})$ (Рис. 5).

Таким образом, при ламинарном режиме обтекания ТВС максимальная температура топлива будет превышать температуру воды приблизительно на $\Delta T + \Delta T_{\text{UO}_2} = 15\text{К}$, а при турбулентном режиме – примерно вдвое меньше. Если внутренний канал, в котором располагаются твэлы, закрыт сверху и снизу (большие коэффициенты сопротивления), то течение ламинарное, если же он достаточно открыт, высока вероятность реализации турбулентного режима.

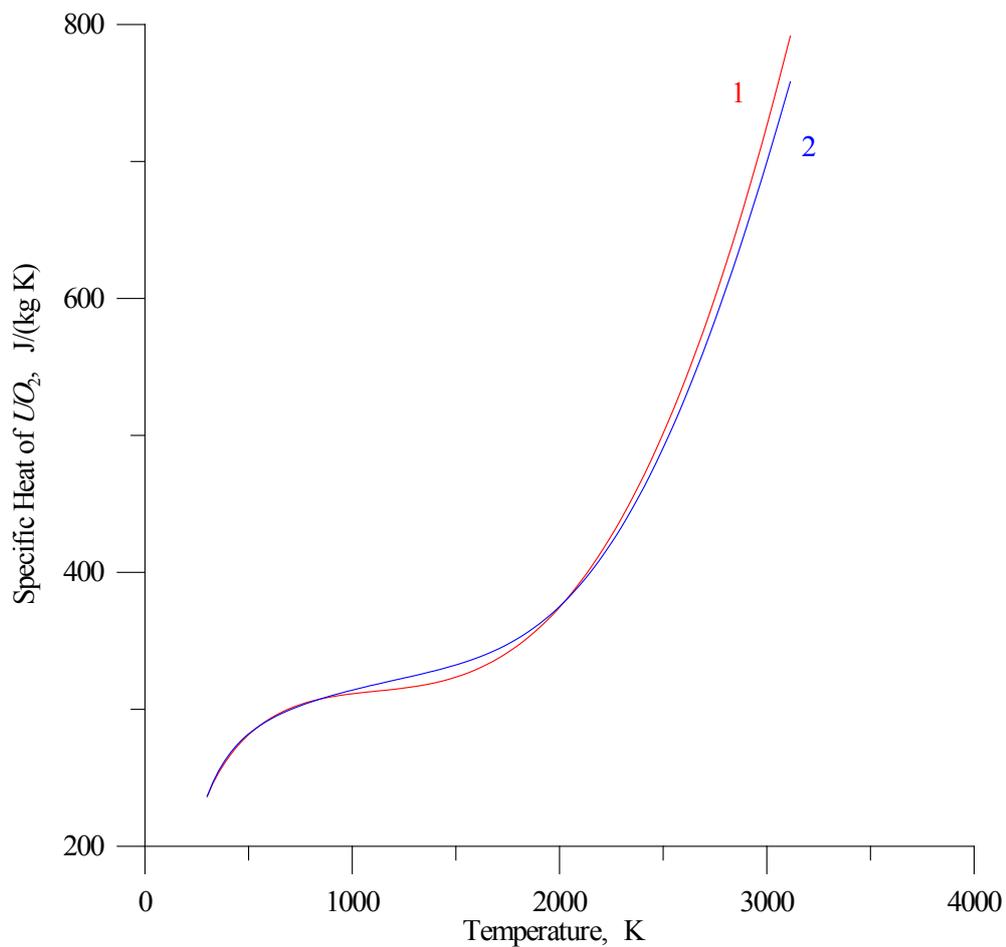


Рис. 4. Температурная зависимость теплоемкости диоксида урана:

- 1 – рекомендуемое соотношение;
- 2 – база данных MATPRO.

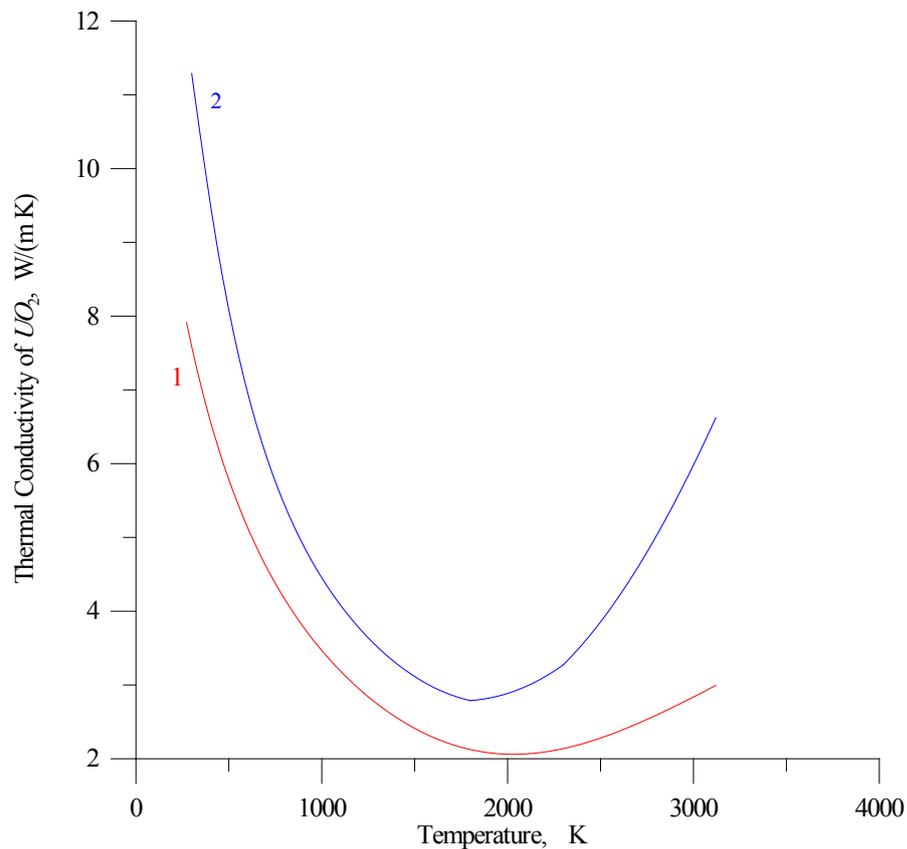


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности диоксида урана:

- 1 – рекомендуемое соотношение;
- 2 – база данных MATPRO.

5.3 Конденсация чистого пара в экспериментах Кректунова

5.3.1 Описание и результаты экспериментов

В экспериментах, проанализированных Кректуновым О.П. [14], исследовались, в частности, конденсация водяного пара и фреона на внешней поверхности вертикальной стальной трубы при продольном обтекании её, а также конденсация водяного пара внутри вертикальной стальной трубы.

В данном разделе рассматривается задача конденсации пара на изотермической поверхности.

При описании процесса пленочной конденсации в рамках теории Нуссельта течение в пленке конденсата принимается плоскопараллельным, не учитываются силы инерции частиц жидкости и изменение физических свойств в зависимости от переменной температуры в пленке, пренебрегается конвекцией в пленке. Для общего случая Нуссельтом в пренебрежении массовыми силами было получено решение:

$$Nu = 3/2 (c_f N \rho_v / 6\rho)^{1/3} Re^{2/3}, \quad (32)$$

$$Nu = \alpha L / \lambda, \quad N = \lambda \Delta T / \tau \mu, \quad Re = u_\infty L / \nu,$$

где α – коэффициент теплоотдачи, λ – теплопроводность, μ – динамическая вязкость, c_f – коэффициент пропорциональности, ρ – плотность, τ – теплота конденсации (парообразования), L – длина (высота) пластины, u_∞ – скорость набегающего пара, ΔT – разность между температурой насыщения T_s и температурой стенки T_c (параметры с индексом относятся к паровой фазе, без индекса – к жидкой).

При учете инерционной составляющей межфазного трения решение, согласно [15], приобретает вид:

$$Nu = 0.64 \sqrt{Re_D} (1 + 1/M)^{1/3} \sqrt{1 + \sqrt{1 + 1.69 \frac{Fr}{N(1 + 1/M)^{4/3}}}}, \quad (33)$$

где:

$$M = N(\rho\mu / \rho_v\mu_v)^{1/2}, \quad Fr = gL / u_\infty^2,$$

а индекс D в числе Рейнольдса означает, что число Рейнольдса вычисляется по диаметру трубы D .

В условиях эксперимента адекватно вычленив инерционную составляющую межфазного трения можно именно в горизонтальном движении, где направление силы тяжести ортогонально направлению движения. Кректунов О.П. [14] приводит данные по конденсации водяного пара и фреона-113 на внешней поверхности горизонтального цилиндра при поперечном обтекании его. Однако особенности одномерного программного кода СОКРАТ не позволяют моделировать поперечное обтекание цилиндра. В тоже время в [14] имеются данные по конденсации на внешней вертикальной поверхности при продольном обтекании цилиндра, но не для водяного пара, а для паров фреона-113.

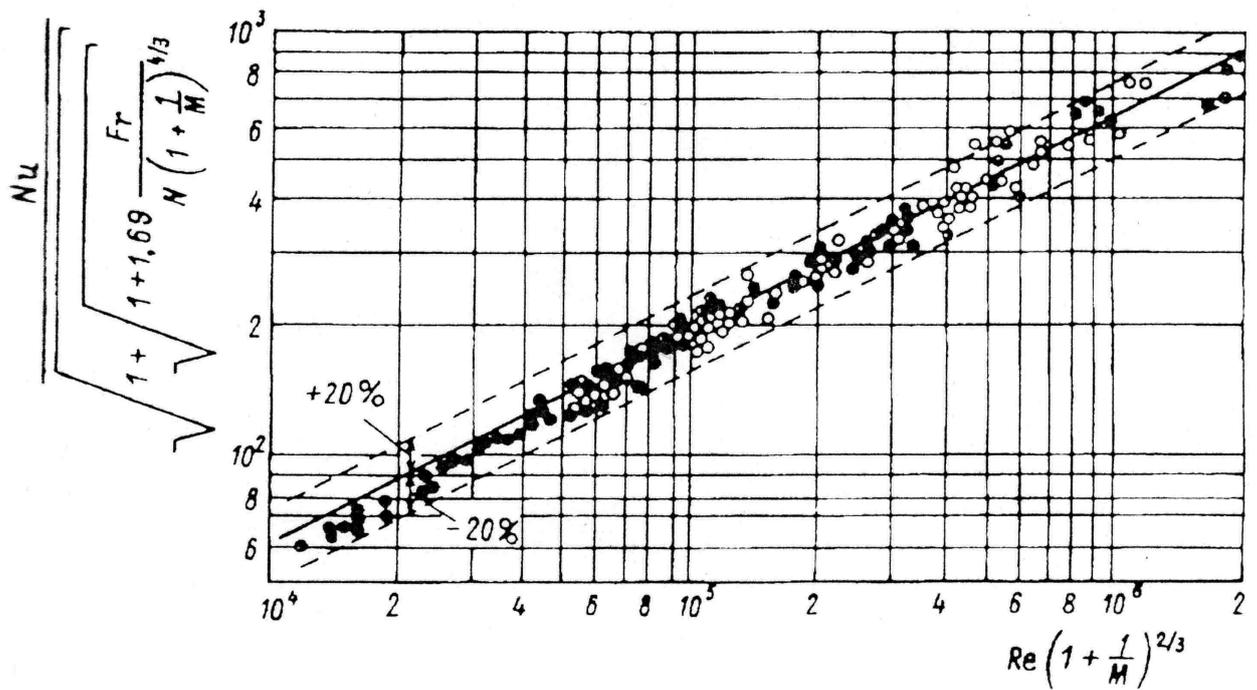


Рис. 6. Экспериментальные данные для конденсации водяного пара (черно-белые кружки) и фреона-21 (белые и сплошные черные кружки), [14]

Из Рис. 6, приведенного Кречтуновым О.П. [14], следует, что облака данных по конденсации водяного пара и фреона совпадают и описываются одним и тем же уравнением (33). Поэтому для верификации процесса теплообмена при внешней конденсации водяного пара на вертикальной поверхности мы использовали имеющиеся в [14] данные по конденсации на вертикальной поверхности при продольном обтекании цилиндра для фреона-113. Эти данные приведены в [14] в координатах $(Fr, Nu_x Fr^{-1/2} / Re_{жс}^{1/2} N^{1/4})$, где $Re_{жс}$ - число Рейнольдса жидкости, определенное по диаметру трубы.

Полученные нами результатами расчетов с использованием программного кода СОКРАТ приведены в указанных выше координатах в сопоставлении с экспериментальными данными на Рис. 7.

Рис. 7. Зависимость модифицированного Nu от числа Фруда Fr при конденсации чистого пара внутри вертикальной трубы

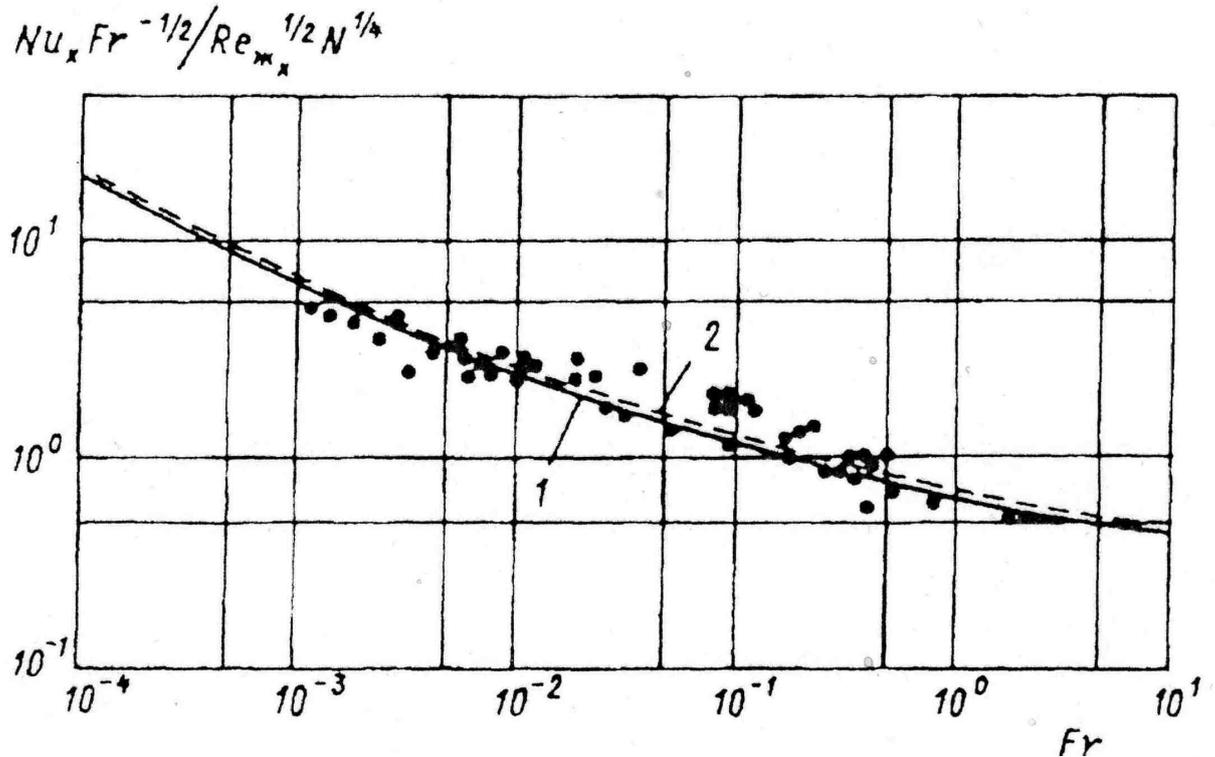


Рис. 7. Зависимость модифицированного Nu от числа Фруда Fr при конденсации чистого пара внутри вертикальной трубы

В эксперименте, проведенным Кректуновым О.П. [14], водяной пар конденсировался внутри вертикальной стальной трубы (12,1x1.0). Материал трубы – нержавеющая сталь 0X18Н10Т. Длина трубы – 3 метра. Охлаждение производилось кипящей водой.

5.3.2 Нодализационная схема экспериментальной установки и параметры расчетов

Нодализационная схема экспериментальной установки с вертикальной трубой приведена на Рис. 8.



Рис. 8. Нодализационная схема экспериментальной установки с вертикальной трубой

Рабочий участок канала установки по длине разбивался на 18 аксиальных ячеек.

Граничное условие на входе – массовый расход пара, который в расчетах принимался равным 2, 6, 10 и 20 г/с.

5.3.3 Результаты расчетов

Результаты расчетов по коду СОКРАТ при постоянном тепловом потоке для вертикальной трубы приведены ниже.

На Рис. 9 приведена зависимость модифицированного числа Нуссельта от числа Фруда.

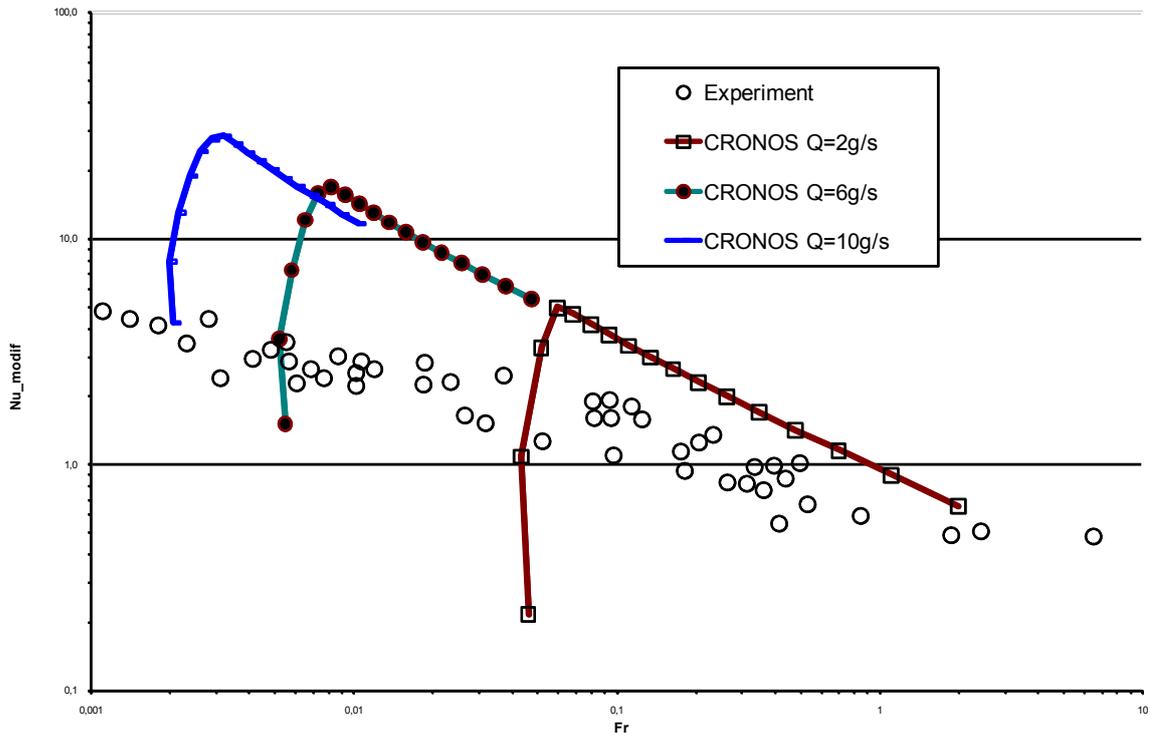


Рис. 9. Расчетная зависимость модифицированного Nu от числа Фруда Fr в сравнении с экспериментальными данными [14]

5.3.4 Выводы

Угол наклона кривой зависимости модифицированного числа Нуссельта от числа Фруда воспроизводится кодом. СОКРАТ удовлетворительно описывает конденсацию пара на внешней поверхности вертикального цилиндра для значений чисел Фруда, больших 0,04. Для малых значений чисел Фруда код значительно переоценивает теплопередачу чистого пара при конденсации

6. Теплообмен излучением

6.1 Описание радиационного теплообмена

В ходе развития тяжелой аварии температуры элементов внутри корпуса реактора (Рис. 10) достигают высоких значений, при которых становится важным учет радиационного теплообмена между этими элементами (например, между соседними радиальными зонами в активной зоне реактора (АЗ), между периферийной радиальной зоной АЗ и выгородкой, между АЗ и опорной решёткой, плитами БЗТ, нижним и верхним блоком защитных труб (НБЗТ и ВБЗТ), поверхностью кориума в нижней камере смешения реактора (НКС) и т.д.). Как можно показать с помощью оценок и что подтверждается расчетами, величины радиационных тепловых потоков для различных элементов могут достигать значений порядка $10^3 \div 10^5$ Вт/м². На поздних стадиях аварии радиационные потоки, как правило, значительно превышают конвективные и кондуктивные тепловые потоки, что делает чрезвычайно важным правильный учет радиационного обмена в ходе внутрикорпусной фазы тяжелой аварии. Необходимо отметить, что точное решение задачи радиационного теплообмена является весьма затруднительным ввиду чрезвычайно сложной геометрии задачи и сложного температурного распределения, имеющего место при протекании аварии. Поэтому при рассмотрении переноса энергии излучением внутри корпуса реактора применяются некоторые приближенные методики, основанные на различных способах аппроксимации геометрии элементов корпуса реактора (что, впрочем, согласуется с использованием той или иной нодализации во входном файле) и температурного распределения в них.

В настоящее время модель радиационного теплообмена программного комплекса СОКРАТ позволяет рассчитывать радиационные тепловые потоки между тепловыми структурами, находящимися внутри корпуса реактора и включающими в себя:

- твэлы (включая обогреваемую и необогреваемую части), контрольные и поглощающие стержни внутри АЗ;
- выгородка;
- нижняя опорная решётка, плиты БЗТ;
- НБЗТ и ВБЗТ;
- поверхность расплава в НКС и т.д.

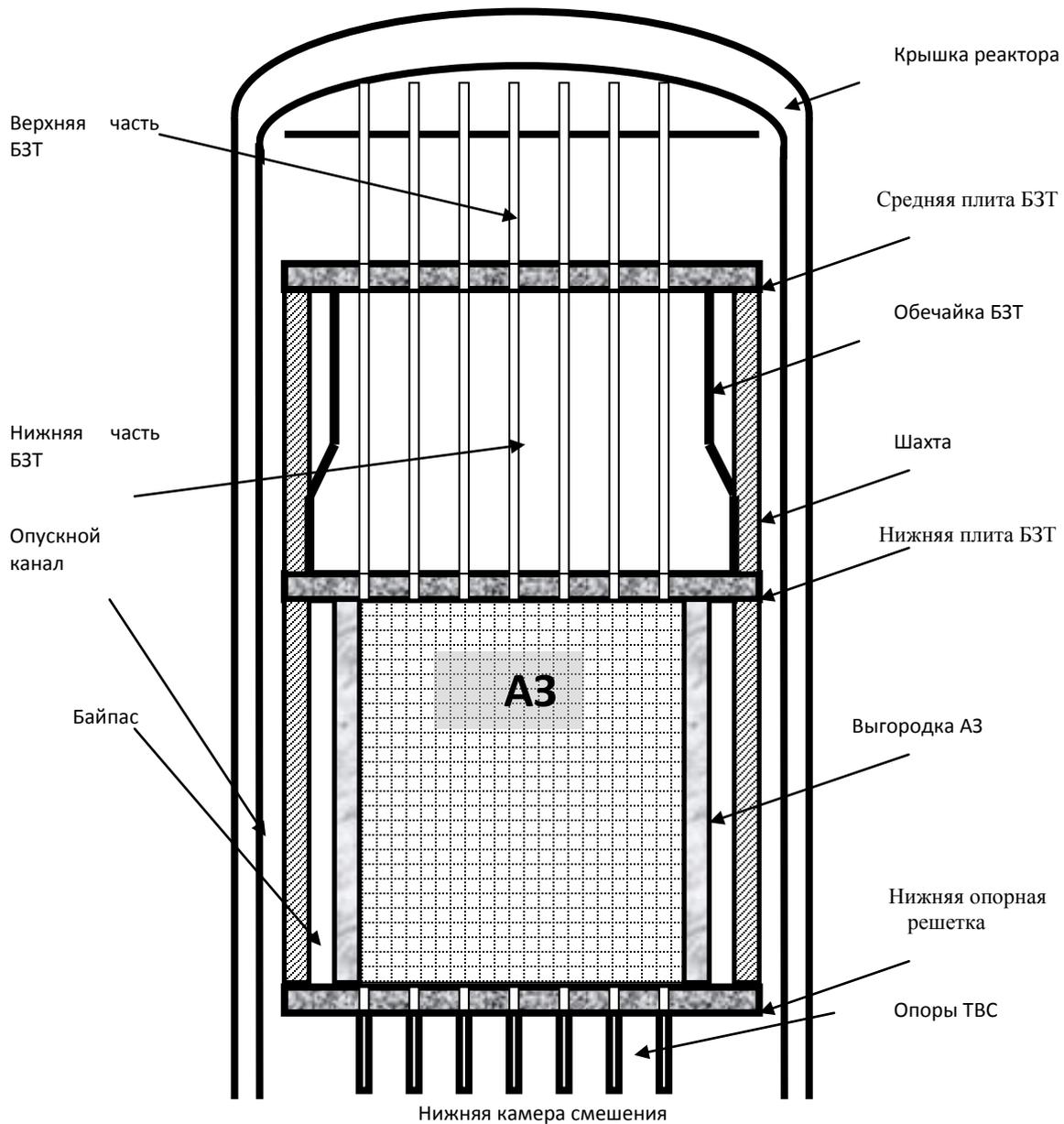


Рис. 10. Структуры реактора ВВЭР-1000, участвующие в излучательном теплообмене

В основу модели принят зональный метод, а именно, тепловые структуры разбиваются на зоны (поверхности) с одинаковой температурой в пределах одной зоны.

При решении использованы геометрические особенности задачи (например, геометрия цилиндрических стержней, расположенных в треугольной решетке, используется для расчёта радиационного теплообмена внутри АЗ). Переизлучение носит диффузный характер. Для всех участвующих в радиационном теплообмене поверхностей задаются (пользователем или из базы данных) их излучательные способности (коэффициенты серости). Учитывается как радиальный радиационный теплоперенос, так и аксиальный (в том числе внутри АЗ).

Задача решается как для неповрежденной (начальной) геометрии, так и для новой геометрии, изменившейся при тепловом расширении, плавлении, стекании, обрушении элементов в ходе развития аварии, что учитывается следующим образом:

- все поверхности включаются в систему уравнений для тепловых потоков уже с самого начала расчета аварии (даже если некоторые поверхности еще не участвуют в радиационном теплообмене);
- на каждом временном шаге рассчитываются новые коэффициенты переизлучения (видимости) между поверхностями, учитывающие изменившиеся в результате теплового расширения, плавления и стекания размеры;
- если в результате “истончения” (в результате стекания или обрушения) некоторой поверхности появилась видимость между двумя поверхностями, препятствием для прямой видимости между которыми являлась данная поверхность, то появляются ненулевые коэффициенты переизлучения между этой парой поверхностей;
- если какая-либо поверхность исчезла (переместилась), то коэффициенты переизлучения с данной поверхностью становятся равными нулю.

С целью максимального уменьшения зависимости решения задачи радиационного теплообмена от выбора пользователем конкретной нодализации АЗ (например, одна или несколько радиальных зон в АЗ) учитывается принципиально неоднородный профиль температуры как по радиусу (в особенности, в непосредственной близости от выгородки), так и по высоте (в нижнем и верхнем слое). Для решения этой задачи используется модель нестационарного теплопереноса в этих слоях (слои с большим температурным градиентом),

включая моделирование как радиационного, так и молекулярного и конвективного теплопереноса.

В коде ICARE [16, 17] радиационная модель основана на рассмотрении теплообмена внутри каждой “аксиальной” зоны, включающей в себя несколько тепловых структур (в том числе окружающую их структуру (выгородка), а также теплоноситель, протекающий между ними. Тем самым учитывается переизлучение между данными структурами (поверхностями) и поглощение и излучение в окружающей их среде. К преимуществам модели кода ICARE можно отнести возможность приближенного учета спектрального распределения излучения, однако лишь в рамках разделения спектра на несколько полос поглощения среды. При расчете коэффициентов переизлучения между тепловыми структурами использованы известные выражения для коэффициентов переизлучения (видимости) между параллельными правильными цилиндрами бесконечной высоты, удаленными друг от друга на фиксированное расстояние (шаг решетки). Эти соотношения получены методом “натянутых струн”, справедливым для задач с бесконечным размером объектов в одном направлении. Таким образом, аксиальный перенос радиационной энергии при этом не учитывается.

В последних версиях кода ICARE при моделировании радиационного теплообмена между составными структурами (большая группа твэлов) в коде ICARE учитывается неоднородный температурный профиль по радиусу от центра АЗ, что выражается в использовании параметра эффективной “излучательной теплопроводности”, в том числе для изменившейся по сравнению с начальной геометрии (геометрия дебриса). Дело в том, что, как показывает анализ результатов моделирования запроектных аварий на РУ, теплоперенос по АЗ носит существенно нестационарный характер, а изменение геометрии приводит к кардинальному изменению излучательного теплопереноса.

Код SCDAP/RELAP [18] для анализа радиационного теплообмена использует подход, основанный на применении метода “натянутых струн”. К преимуществам идеологии моделирования, применяемой в коде SCDAP/RELAP, можно отнести более аккуратный расчет коэффициентов видимости для первичных структур (стержни твэлов, контрольные стержни и т.д.). В частности применительно к прямоугольной решетке точно вычислены коэффициенты видимости для соседнего стержня и стержня, находящегося в следующем ряду (см. ниже при анализе принятого в коде PATEГ/СВЕЧА/ГЕФЕСТ подхода), причем радиусы стержней могут быть уже произвольными. Также рассматривается поглощение в окружающем “газе”, и расчет изменившихся из-за поглощения коэффициентов переизлучения (в частности, средняя оптическая длина пути луча между поверхностями) является достаточно точным. К недостаткам модели относится отсутствие адекватного

подхода для определения эффективной “излучательной теплопроводности” в стержневой геометрии и геометрии дебриса.

В коде MELCOR [19] также применен метод, основанный на попарном вычислении коэффициентов видимости между поверхностями. Метод попарного учета взаимодействующих поверхностей является изначально приближенным, так как не учитывает реально существующее внутри корпуса реактора радиационное взаимодействие многих поверхностей.

В модели излучательного теплопереноса MELCOR рассматривается поглощение в окружающем “газе”.

Коэффициенты вычисляются приближенно, для расчета радиационного теплообмена со структурами типа “выгородка” также применяется приближенный алгоритм.

Основными отличиями методики моделирования радиационного теплообмена, принятой в коде СОКРАТ/В1 [20, 21, 22], являются следующие:

- в рассмотрение взаимного теплообмена излучением приняты все заданные пользователем поверхности (таким образом, учитывается одновременный радиационный теплообмен данной поверхности с несколькими (например, контрольные стержни (КС) в данной радиальной и высотной ячейке обмениваются радиационной энергией как с твэлами в этой же ячейке, так и с твэлами и КС в выше- и нижележащей ячейках). Если же геометрия изменится (например, контрольные стержни начали “видеть” стержни из других удаленных ячеек), то и этот взаимный теплообмен также принимается в рассмотрение;
- специальная логика для расчета коэффициентов переизлучения между поверхностями, учитывающая сложное изменение данных коэффициентов по мере изменения геометрии;
- принципиальный учет аксиального радиационного теплопереноса (так как оценки и расчеты показывают, что аксиальный радиационный теплоперенос может быть значительным даже внутри АЗ, не говоря уже о теплопереносе к конструкциям, находящимся ниже и выше АЗ);
- в “матрицу” тепловых радиационных потоков изначально включены все поверхности, которые могут “видеть” друг друга на каком-либо этапе аварии. Таким образом обеспечивается адекватное описание радиационного теплообмена на всех фазах, включая значительное изменение геометрии АЗ и внутрикорпусных устройств (ВКУ) на поздних фазах;

- задача радиационного теплообмена решается на каждом шаге (применяемый метод решения отличается высокой эффективностью), что обеспечивает максимальную “гладкость” решения;
- рассчитывается нестационарный теплоперенос в периферийных слоях (слои с большим температурным градиентом) АЗ, что позволяет более адекватно вычислить радиационные потоки с периферии АЗ на окружающие конструкции.
- учитывается взаимодействие с окружающей парогазовой средой посредством точного расчета на каждом шаге параметра “среднего оптического пути”.

6.1.1 Постановка задачи о радиационном теплообмене

Радиационный поток в точке x на данной поверхности определяется соотношением:

$$q_{rad}(x) = q^-(x) - q^+(x), \quad (34)$$

где $q^-(x)$ - плотность потока энергии излучения, исходящего от данной поверхности, $q^+(x)$ - плотность потока излучения, падающего на данную поверхность со стороны всех участвующих в радиационном обмене поверхностей (включая в общем случае и данную поверхность), $q_{rad}(x)$ - плотность результирующего потока.

Будем считать излучение от элемента поверхности изотропным, т.е. угловая плотность потока с единицы площади поверхности с точкой ξ в единицу телесного угла не зависит от направления излучения, определяемого углом θ_ξ между нормалью к излучающей площадке и направлением излучения (закон Ламберта): $I_{\theta_\xi} = I(\xi)$. Тогда плотность потока излучения, исходящего от единичной площадки с нормалью в точке ξ , равна:

$$q^-(\xi) = \int_{2\pi} I_{\theta_\xi} \cos(\theta_\xi) d\Omega = I(\xi)\pi, \quad (35)$$

откуда $I(\xi) = q^-(\xi)/\pi$.

Падающий на единичную площадку с точкой x поток $dq^+(x)$ из направления, перпендикулярного этой площадке и определяемого точкой ξ и элементом телесного угла $d\Omega$, под которым виден из точки x элемент излучающей поверхности, равен: $dq^+(x) = I(\xi) d\Omega = q^-(\xi)/\pi d\Omega$. Если единичная площадка не перпендикулярна направлению ξ , то на нее упадет поток $dq^+(x) = (q^-(\xi)/\pi) d\Omega \cos\theta_x$, где θ_x – угол между нормалью к единичной площадке с точкой x и направлением ξ .

Падающий на единичную площадку поток $q^+(x)$ находится интегрированием выражения $q^-(\xi)/\pi d\Omega \cos\theta_x$ по всем направлениям, из которых падает излучение, с суммарным углом Ω_l . Переходя к интегрированию по видимым из точки x поверхностям, будем иметь:

$$q^+(x) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_1} \cos \theta_x q^-(\xi) d\Omega = \int_{\Gamma_1} \frac{\cos \theta_x \cos \theta_\xi}{\pi r^2} q^-(\xi) d\xi, \quad x \in \Gamma_1, \quad (36)$$

где r – расстояние между точками x и ξ , $d\xi$ – элемент площади поверхности.

Будем считать, что поглощение и отражение происходит на поверхности и, кроме того, излучение не проходит через твердое тело. Тогда баланс энергии для падающего на поверхность потока имеет вид: $q^+ = q^{nor} + q^{orp}$, т.е. падающий поток равен сумме поглощенного и отраженного потоков. Поделив левую и правую часть на падающий поток, получим: $1 = A + R$, где A – коэффициент поглощения, R – коэффициент отражения. Если коэффициент поглощения известен, то $q^{orp} = (1-A)q^+$. В равновесных системах по закону Кирхгофа коэффициент поглощения равен коэффициенту излучательной способности $A = \varepsilon$. Примем это значение для коэффициента поглощения. Тогда $R = 1 - \varepsilon$.

Таким образом, чтобы вычислить отраженный поток, нужно падающий поток умножить на $(1 - \varepsilon)$: $q^{orp} = (1 - \varepsilon)q^+$. Все потоки отнесены к единице площади поверхности.

Исходящий поток $q^-(x)$ складывается из собственного потока $\varepsilon \sigma T^4(x)$ и отраженного $(1 - \varepsilon)q^+(x)$. Следовательно, при известной температуре T на взаимодействующих поверхностях, исходящий поток $q^-(x)$ определяется из интегрального уравнения

$$q^-(x) - (1 - \varepsilon) \int_{\Gamma_1} G(x, \xi) q^-(\xi) d\xi = \varepsilon \sigma T^4, \quad x \in \Gamma_1, \quad (37)$$

где интегрирование проводится по площади всех поверхностей. Ядро этого интегрального уравнения определяется выражением

$$G(x, \xi) = \frac{1}{\pi r^2(x, \xi)} \cos(n(x), r) \cos(n(\xi), r), \quad (38)$$

где $r(x, \xi)$ – расстояние между точками x и ξ , а $\cos(n(x), r)$ – косинус угла между нормалью к Γ_1 в точке x и отрезком, соединяющим точки x и ξ . Поток q^+ определяется выражением

$$q^+(x) = \int_{\Gamma_1} G(x, \xi) q^-(\xi) d\xi \quad x \in \Gamma_1. \quad (39)$$

Задание условий для температуры на поверхностях

$$T|_{t=0} = T^0 \quad (40)$$

завершает постановку задачи теплообмена (34), (37)-(40) для случая прозрачной внешней среды с учетом переизлучения на границе, при условии, что необходимые свойства материалов (излучательная способность) заданы.

Аппроксимация интегрального уравнения (37) проводится на основе интегро-интерполяционного метода. Проинтегрируем уравнение (37) по каждому элементу границы

γ_i – поверхности, на которой температура приблизительно постоянна, и которая принадлежит Γ_i :

$$\int_{\gamma_i} q^-(x) dx - \int_{\gamma_i} (1 - \varepsilon(x)) \int_{\Gamma_i} G(x, \xi) q^-(\xi) d\xi dx = \sigma \int_{\gamma_i} \varepsilon(x) T^4 dx. \quad (41)$$

Будем аппроксимировать функции – излучательную способность, температуру и поток излучения на элементах границы постоянными значениями (в теории теплообмена излучением такой подход принято называть зональным методом). Тогда значение этих функций в любой точке элемента будет равно среднему значению по элементу:

$$q_i^- = \frac{1}{mes\gamma_i} \int_{\gamma_i} q^-(\xi) d\xi. \quad (42)$$

В результате интегрирования, разделив обе части уравнения на площадь элемента, получим уравнение для функции средней плотности потока исходящего излучения:

$$q_i^- - (1 - \varepsilon_i) \sum_k \varphi_{ik} q_k^- = \varepsilon_i \sigma T_i^4, \quad (43)$$

где величины

$$\varphi_{ij} = \frac{1}{mes\gamma_i \gamma_j} \int_{\gamma_j} dx \int_{\gamma_i} G(x, \xi) d\xi \quad (44)$$

называются угловыми коэффициентами переизлучения и определяют условия теплообмена излучением между элементами поверхности γ_i и γ_j .

Методы решения системы (43) основаны на обращении матрицы коэффициентов в левой части данной системы либо используют итерационные подходы.

Для расчета коэффициентов переизлучения φ_{ij} , входящих в систему (43), были специально решены некоторые задачи о переизлучении между кольцевыми поверхностями. Общая методика расчета коэффициентов переизлучения для поверхностей, а также расчет коэффициентов переизлучения для некоторых стандартных геометрий приводится в [20].

6.1.1.1 Цилиндрические стержни разных радиусов

В активной зоне ВВЭР-1000 находятся приблизительно 50,000 твэлов, а также значительно меньшее количество других типов стержней другого радиуса. Таким образом, на первый взгляд задача расчета коэффициентов переизлучения между зонами в АЗ (вся АЗ при нодализации делится обычно на несколько (несколько десятков) зон по высоте и по радиусу) кажется весьма затруднительной. Этим задача нахождения коэффициентов переизлучения в АЗ существенно отличается от переизлучения с кольцевыми поверхностями БЗТ, расплава в НКС и т.д. Однако сразу же напрашивается использовать при расчете, во-первых, эту самую геометрию АЗ ВВЭР-1000 (треугольная решетка стержней). Во-вторых, в силу большого количества стержней в каждой зоне появляется

возможность учитывать переизлучения только между теми стержнями, которые реально “видят” друг друга.

Обратимся к Рис. 11 (геометрия, характерная для АЗ ВВЭР-1000). Как видно из данного рисунка, стержень, помеченный буквой А, “видит” стержни В (ближайший “сосед”), С (“сосед” в положении 1), D (“сосед” в положении 2) и т.д.

Тем не менее, точный расчет коэффициента переизлучения для начальной геометрии АЗ уже между стержнями А и D показывает, что его величина весьма мала в силу малого обзора и значительного расстояния между данными стержнями по сравнению с коэффициентом переизлучения пар стержней А-С и особенно А-В. Таким образом, для начальной геометрии будем учитывать только переизлучение между данным стержнем и ближайшим “соседом”, а также “соседом” в положении 1 (диагональное положение стержней А-С). Применительно к выгородке АЗ ВВЭР-1000 это означает, что необходимо принимать во внимание только переизлучение между выгородкой и стержнями, находящимися в двух внешних “радиальных” зонах АЗ.

Если же геометрия АЗ изменилась (например, резко уменьшились или увеличились радиусы стержней R) то в зависимости от отношения R/d (d – шаг решетки) производится учет переизлучений других положений (если радиус R уменьшается, то включаем в рассмотрение пару А-D и т.д.).

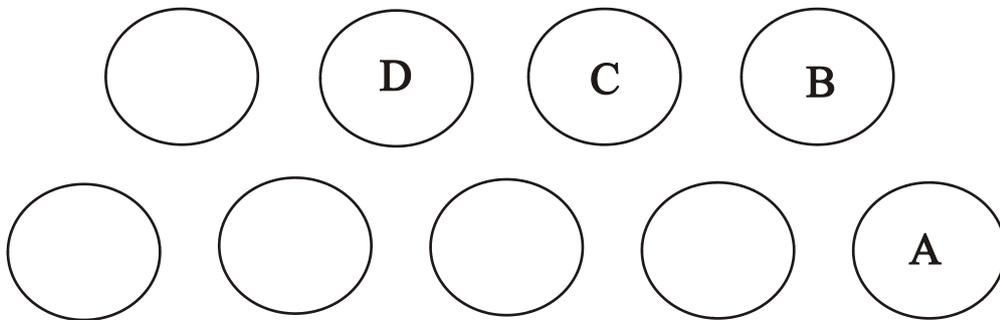


Рис. 11. Геометрия задачи о переизлучении в системе цилиндров

Применительно к Рис. 11 коэффициент переизлучения между стержнями А и В записывается следующим образом (предполагается, что вертикальный размер стержней много больше их радиусов и расстояния между ними):

$$\varphi_{AB} = \frac{(R_A + R_B)}{\pi R_A} \arctg \left[\frac{y}{\min(R_A, R_B)} \right] - \frac{y}{\pi R_A}, \quad (45)$$

где параметр y определяется из

$$y = \frac{\sqrt{d^2 - (R_A - R_B)^2} - \sqrt{d^2 - (R_A + R_B)^2}}{2} . \quad (46)$$

В написанных уравнениях R_A и R_B – радиусы стержней А и В соответственно, d – шаг решетки (расстояние между центрами рассматриваемых стержней).

Если радиусы стержней равны ($R_A = R_B = R$), то

$$\varphi_{AB} = \varphi_0 = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{y_0}{R} \right] - \frac{y_0}{\pi R} , \quad (47)$$

$$y_0 = \frac{d - \sqrt{d^2 - 4R^2}}{2} .$$

Используя свойство замкнутости, для коэффициента переизлучения между стержнями А и С, например, для начальной геометрии АЗ (в ситуации, когда стержень С “виден” со стержня А между двумя стержнями-ближайшими “соседями” с одинаковым радиусом R_B) получим:

$$\varphi_{AC} = \frac{(1 - 6\varphi_{AB})}{6} . \quad (48)$$

В случае, если радиусы стержней равны, то

$$\varphi_{AC} = \varphi_1 = \frac{(1 - 6\varphi_0)}{6} . \quad (49)$$

На основании вышеописанного подхода можно найти коэффициенты переизлучения также между парой стержней, между которыми находится другой стержень или несколько стержней (пара стержней А-С или А-Д из Рис. 11). Из-за относительной громоздкости получаемых аналитических выражений здесь данный вывод не приводится. Расчет коэффициентов переизлучения учитывает различные пары стержней в зависимости от параметра R/d (приняты следующие граничные значения данного параметра для перехода от одного алгоритма расчета к другому: $R/d=1/2$; $\sqrt{3}/4$; $1/4$; $\sqrt{3}/28/2$).

6.1.1.2 Расчет коэффициентов переизлучения для полных поверхностей (группа стержней)

Для полноты описания приведем методику расчета коэффициентов переизлучения между полными (кратными) поверхностями.

Для конкретной нодализации АЗ и ВКУ в корпусе реактора элементарные поверхности (твэлы, контрольные стержни, трубы БЗТ и т.д.) объединяются в тепловые структуры (например, несколько радиальных и аксиальных зон по активной зоне). Коэффициенты переизлучения между этими “полными” поверхностями легко могут быть получены из коэффициентов переизлучения для элементарных поверхностей на основании самого

определения коэффициента переизлучения (44). Например, коэффициент переизлучения между “полными” поверхностями S_I и S_J определяется следующим образом:

$$\varphi_{IJ} = \frac{1}{N_I} \sum_{i \in S_I} \sum_{j \in S_J} \varphi_{ij} \quad (50)$$

где N_I – кратность поверхности S_I (число элементарных поверхностей S_i), а φ_{ij} – коэффициенты переизлучения элементарных поверхностей.

Методика нахождения коэффициентов переизлучения элементарных поверхностей была обсуждена в предыдущих разделах.

6.1.1.3 Сводная таблица по коэффициентам видимости для “стандартных” геометрий

В сводной Таблица 1 указан алгоритм выбора расчетных соотношений для определения коэффициентов переизлучения тепловых структур реактора. Остановимся подробнее на базовых принципах, по которым выбирались расчетные соотношения для нахождения коэффициентов переизлучения между структурами реактора.

В настоящее время излучение рассчитывается между следующими структурами:

- твэлы АЗ;
- контрольные стержни АЗ;
- выгородка АЗ;
- нижняя опорная решетка;
- нижняя плита БЗТ;
- средняя плита БЗТ;
- трубы БЗТ;
- обечайка БЗТ;
- шахта реактора;
- поверхность кориума в НКС.

Необходимо заметить, что в тепловой радиационной задаче фигурируют не сами эти “большие” поверхности, а их аксиальные ячейки (так называемые “малые” поверхности), так что полное число излучающих поверхностей для входного файла расчета аварии на РУ ВВЭР-1000 может составлять 100÷150.

Итак, после того как “малые” радиационные поверхности выбраны, необходимо для каждой (!) пары из этого набора определить угловые коэффициенты переизлучения. твэлы и контрольные стержни при этом аппроксимируются цилиндрами, внутренняя (обращенная

к АЗ) и внешняя поверхности выгородки представляются внутренней и внешней поверхностями полого цилиндра. При этом неважно, что в реальности выгородка имеет значительно более сложную форму. В силу свойства замкнутости коэффициенты переизлучения для реальной выгородки в точности (!) такие же, как для цилиндрической. Решетки и плиты целесообразно смоделировать верхней и нижней поверхностями плоского цилиндра с радиусом, значительно превышающем высоту цилиндра, обечайку и шахту аппроксимировать аналогично выгородке – полыми цилиндрами, трубы БЗТ – системой цилиндров, расположенных на круге некоторого радиуса. Наконец, поверхность кориума в НКС представляется системой концентрических колец.

Отметим, что коэффициенты переизлучения для наклонных под непрямым углом к вертикали поверхностей (например, часть обечайки БЗТ) сводятся в конечном счете к представленным геометриям посредством использования соотношений взаимности и замкнутости.

После подобного сведения обменивающихся радиацией поверхностей с “стандартным” геометриям остается применить для расчета коэффициентов переизлучения этих структур выражения для коэффициентов переизлучения для “стандартных” геометрий, не забывая, однако, о возможности затенения видимости между парой выбранных поверхностей другими поверхностями. В силу этого логика радиационного модуля неизбежно будет достаточно сложной.

Обратимся еще раз к Таблица 1. Из нее следует, что невозможно соотнести название элемента с каким-либо типом расчетного соотношения для определения коэффициента переизлучения. Все зависит от конкретной ситуации. Например, если нас интересует радиальный радиационный теплообмен между зонами АЗ, то мы применяем соотношения для цилиндрических стержней разных радиусов. В то же время для аксиального радиационного теплообмена мы вынуждены применить соотношение для коэффициента переизлучения горизонтального круга некоторого радиуса и боковых поверхностей цилиндров конечной высоты.

Таблица 1. Используемые в коде расчетные соотношения для коэффициентов переизлучения

Тепловой элемент	Название расчетного соотношения
Твэлы, контрольные стержни, выгородка для радиального радиационного теплообмена	Цилиндрические стержни разных радиусов

Твэлы, контрольные стержни для аксиального радиационного теплообмена	Горизонтальный круг некоторого радиуса и боковые поверхности цилиндров
Переизлучение зеркала ГЕФЕСТа и радиальных зон АЗ; зеркала ГЕФЕСТа и шахты реактора; радиальных зон АЗ и БЗТ; радиальных зон АЗ и обечайки БЗТ; зеркала ГЕФЕСТа и БЗТ; нижней опорной решетки и радиальных зон АЗ	Кольца разных радиусов, находящиеся в основаниях цилиндра
Переизлучение БЗТ и обечайки БЗТ, плит и БЗТ	Круги и кольца разных радиусов, находящиеся в основаниях цилиндра, поверхности коаксиальных цилиндров конечной высоты
Переизлучение выгородки и шахты реактора; БЗТ и обечайки БЗТ	Поверхности коаксиальных цилиндров конечной высоты

6.1.2 Расчет радиационных потоков из АЗ на окружающие ВКУ (выгородка, плиты, БЗТ)

Особенностью температурного пространственного распределения в АЗ является наличие больших температурных градиентов в областях АЗ, непосредственно примыкающих к ее границам (снизу, сверху и сбоку). В самом деле, по мере разогрева АЗ до высоких температур (порядка 1500 К и выше) неизбежным становится появление значительных радиационных потоков от периферии АЗ на окружающие конструкции, имеющие пока значительно более низкие температуры. В таких условиях для температурного профиля вблизи границ АЗ неизбежен быстрый спад температуры (на характерных расстояниях, которые будут определены ниже) от центра к периферии АЗ. Такое локальное понижение температуры на границе АЗ приводит к уменьшению радиационных потоков на окружающие конструкции и к увеличению темпов разогрева самой АЗ.

Данная особенность отражена на Рис. 12, на котором весьма схематично изображен характерный радиальный профиль температур по АЗ. При конкретной нодализации АЗ (например, на три радиальные зоны) исключена возможность моделирования радиального спада температуры в пределах одной зоны (радиальная зона принципиально содержит твэлы с одинаковой температурой – температурой представительного твэла). Одним из

путей преодоления этой проблемы является более подробная нодализация АЗ, однако на этом пути рано или поздно неизбежно встретятся численные трудности.

В то же время в силу большого количества твэлов в АЗ плодотворным представляется подход, основанный на рассмотрении эффективной теплопроводности (включающей радиационную теплопроводность) в АЗ. При успешном решении этой задачи можно ограничиться достаточно грубой нодализацией, и в то же время получить правильные значения радиационных потоков в системе.

Отметим, что изложенный ниже алгоритм работает как для неразрушенной АЗ, так и на стадии разрушения АЗ вплоть до полного выпадения зоны, пока в АЗ остается хоть одна непустая ячейка.

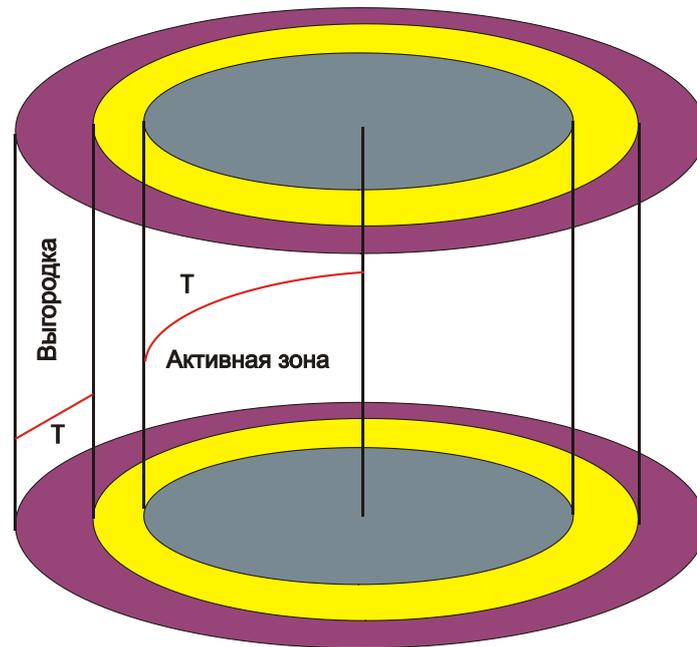


Рис. 12. Радиальный профиль температур в АЗ. и выгородке АЗ

6.1.2.1 Постановка задачи

Нестационарное уравнение теплопроводности для температуры T записывается следующим образом:

$$E + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (51)$$

где $E=E(t)$ – энерговыделение в единице объема; κ - теплопроводность, являющаяся функцией температуры; χ - температуропроводность (также функция температуры); c – теплоемкость единицы объема. В приложении данного классического уравнения теплопроводности к случаю теплопереноса через АЗ под теплопроводностью следует

понимать некоторое эффективное значение, зависящее от “радиационной теплопроводности” (пропорциональной третьей степени локальной температуры) и от молекулярной теплопроводности стержней, находящихся в АЗ. Аналогично, теплоемкость единицы объема должна определяться теплоемкостью вещества стержней с учетом “пористости”, т.е. необходимо учитывать пустое пространство между стержнями. Температуропроводность, как всегда, есть отношение эффективной теплопроводности к эффективной теплоемкости единицы объема.

6.1.2.2 Решение стационарной задачи

Рассмотрим стационарный случай ($\partial T/\partial t \equiv 0$). В случае не зависящей от температуры теплопроводности ($\kappa(T)=\text{const}$) уравнение (51) в цилиндрической системе координат и граничные условия первого и второго рода на внутренней границе кольца ($r=r_{in}$) (заданные значения температуры и потока) сведутся к:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{E}{\kappa} \quad (52)$$

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_{in}} = -\alpha, \quad T|_{r=r_{in}} = T_{in}.$$

Решением (52) является следующий профиль температуры:

$$T = T_{in} - \frac{E}{4\kappa}(r^2 - r_{in}^2) + \left[\frac{E}{2\kappa} r_{in}^2 - \alpha r_{in} \right] \ln \frac{r}{r_{in}}. \quad (53)$$

Значение температуры на внешней границе ($r=r_{out}$) будет следующим:

$$T_{out} = T_{in} - \frac{E}{4\kappa}(r_{out}^2 - r_{in}^2) + \left[\frac{E}{2\kappa} r_{in}^2 - \alpha r_{in} \right] \ln \frac{r_{out}}{r_{in}}. \quad (54)$$

Введем в рассмотрение следующие параметры: $\Delta T = T_{in} - T_{out}$ – перепад температур по слою толщиной $\Delta r = r_{out} - r_{in}$. Тогда, как следует из (54) или как можно получить из непосредственной оценки, толщина слоя, на котором наблюдается заданный температурный перепад, при выполнении условия $\Delta r/r_{out} \ll 1$ составит приблизительно:

$$\Delta r \cong \sqrt{\frac{2\kappa\Delta T}{E}}, \quad (55)$$

т.е. прямо пропорциональна корню квадратному из теплопроводности и температурному перепаду и обратно пропорционален корню квадратному из энерговыделения. Действительно, доминирующим в зависимости температуры от координаты (54) является квадратичный член, откуда мы и приходим к полученной оценке.

Если предположить, что теплопроводность зависит от температуры по кубическому закону ($\kappa \propto T^3$), что справедливо для радиационного теплопереноса, то для стационарной задачи ($\partial T / \partial t \equiv 0$) уравнение теплопроводности запишется в виде:

$$E + \frac{A}{r} \frac{d}{dr} \left[r T^3 \frac{dT}{dr} \right] = 0 \quad (56)$$

где A – коэффициент пропорциональности в температурной зависимости теплопроводности, т.е. $\kappa = AT^3$.

Уравнение (56) с граничными условиями можно переписать в следующей форме:

$$\frac{d^2 T^4}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT^4}{dr} = -\frac{4E}{A}, \quad (57)$$

$$\left. \frac{dT^4}{dr} \right|_{r=r_{in}} = -\alpha, \quad T|_{r=r_{in}} = T_{in},$$

решением которого, как мы уже знаем (ср. с (5.21)), является следующая зависимость температуры от радиуса:

$$T^4 = T_{in}^4 - \frac{E}{A} (r^2 - r_{in}^2) + \left[\frac{2E}{A} r_{in}^2 - \alpha r_{in} \right] \ln \frac{r}{r_{in}}. \quad (58)$$

6.1.2.3 Решение нестационарной задачи

В общем нестационарном случае решение задачи (51) в предположении, что толщина слоя много меньше радиуса (расстояния от центра АЗ) выглядит следующим образом:

$$T = \frac{\chi}{\kappa} \int_0^t E(\tau) d\tau - \frac{\chi^{1/2}}{\kappa \pi^{1/2}} \int_0^t q_{out}|_{t-\tau} f_1(\tau) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}} + \frac{\chi^{1/2}}{\kappa \pi^{1/2}} \int_0^t q_{in}|_{t-\tau} f_2(\tau) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}},$$

$$f_1(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\exp \left[-\frac{(2(n+1/2)d-x)^2}{4\chi\tau} \right] + \exp \left[-\frac{(2(n+1/2)d+x)^2}{4\chi\tau} \right] \right], \quad (59)$$

$$f_2(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\exp \left[-\frac{(2(n+1)d-x)^2}{4\chi\tau} \right] + \exp \left[-\frac{(2nd+x)^2}{4\chi\tau} \right] \right],$$

где $d = r_{out} - r_{in}$; x – координата, направленная от центра, и равная нулю на внутренней границе слоя, так что координата внешней границы слоя равна d ; q_{in} и q_{out} – соответственно тепловые потоки на внутренней и внешней границах слоя, направленные от центра.

Из полученного решения находятся температуры на границах рассматриваемой области:

$$T_{in} = \frac{\chi}{\kappa} \int_0^t E(\tau) d\tau - \frac{d}{\kappa\pi^{1/2}} \int_0^t q_{out} \Big|_{(X-x)d^2/\chi} f_3(x) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}} + \frac{d}{\kappa\pi^{1/2}} \int_0^t q_{in} \Big|_{(X-x)d^2/\chi} f_4(x) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}}, \quad (60)$$

$$T_{out} = \frac{\chi}{\kappa} \int_0^t E(\tau) d\tau - \frac{d}{\kappa\pi^{1/2}} \int_0^t q_{out} \Big|_{(X-x)d^2/\chi} f_4(x) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}} + \frac{d}{\kappa\pi^{1/2}} \int_0^t q_{in} \Big|_{(X-x)d^2/\chi} f_3(x) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}},$$

$$f_3(x) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{(n+1)^2}{x}\right],$$

$$f_4(x) = 1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{(n+1)^2}{x}\right].$$

Полученные решения позволяют найти перепады температур по толщине радиальной зоны и отсюда получить температуру на периферии АЗ. Именно температура на периферии АЗ используется при расчете радиационных потоков с окружающими ВКУ для тех радиационных “поверхностей”, которые включают в себя периферийные области АЗ.

6.2 Расчет радиационных потоков с поверхности расплава в НКС на АЗ и окружающие ВКУ (выгородка, плиты, БЗТ)

Модель обмена энергии излучением между поверхностью расплава в НКС (ГЕФЕСТ) и неразрушенными элементами конструкции АЗ и ВКУ построена на основании тех же базовых принципов, описанных выше для теплообмена между различными элементами внутри корпуса реактора.

В настоящее время учитывается радиационный теплоперенос между зеркалом расплава в НКС и конструкциями АЗ и ВКУ посредством включения зон на поверхности расплава в НКС (кольцевые поверхности с соответствующими коэффициентами переизлучения) в общую систему поверхностей, между которыми происходит радиационный теплообмен.

6.3 Структура и описание алгоритмов радиационного модуля MRAD

Модуль МРАД состоит из FORTRAN процедур READ_RAD_1, READ_RAD_10, CALC_RAD, CALC_VIEW, READ_RADGAS, CALC_RADGAS, вызываемых из подпрограммы Prepare_new_step. Процедура READ_RAD_10 производит расчет коэффициентов видимости между поверхностями, участвующими в радиационном

теплообмене. Данная процедура обращается к процедуре CALC_VIEW, рассчитывающей коэффициенты переизлучения “стандартных геометрий”. В случае относительно простых геометрий (сборки интегральных тестов) целесообразно использование подмодуля Read_Rad_1. В настоящее время модуль радиационного теплообмена МРАД имплементирован в состав объединенного кода СОКПАТ/В1. Номер используемой радиационной модели задаётся в разделе &OPTIONS входного файла следующим образом: RadiationModel=1 либо RadiationModel=10.

В процедуре CALC_RAD производится заполнение матрицы для расчета тепловых потоков в системе. Для учета поглощения излучения в парогазовой среде активизируется процедура READ_RADGAS, в которой происходит расчет параметра средней длины пути луча. В результате решения быстро сходящимся итерационным методом Зайделя из системы определяются исходящие тепловые потоки для задачи. Процедура CALC_RAD позволяет найти тепловые потоки, поглощаемые всеми поверхностями, т.е. потоки, которые затем используются другими модулями объединенного кода. Процедура CALC_RADGAS служит для расчета тепловыделения в парогазовой среде, обусловленного радиационным переносом.

Вызов процедур радиационного блока происходит на каждом глобальном временном шаге головной программы комплекса СОКПАТ/В1, при расчёте замыкающих соотношений. Вычисленные (в процедуре CALC_RAD) потоки излучения на поверхностях тепловых структур суммируются с конвективными тепловыми потоками на поверхностях и используются при решении задачи о распространении тепла внутри тепловых структур.

Задача 1.

Расчет излучательных потоков между параллельными пластинами.

Геометрия задачи изображена на

Рис. 13.

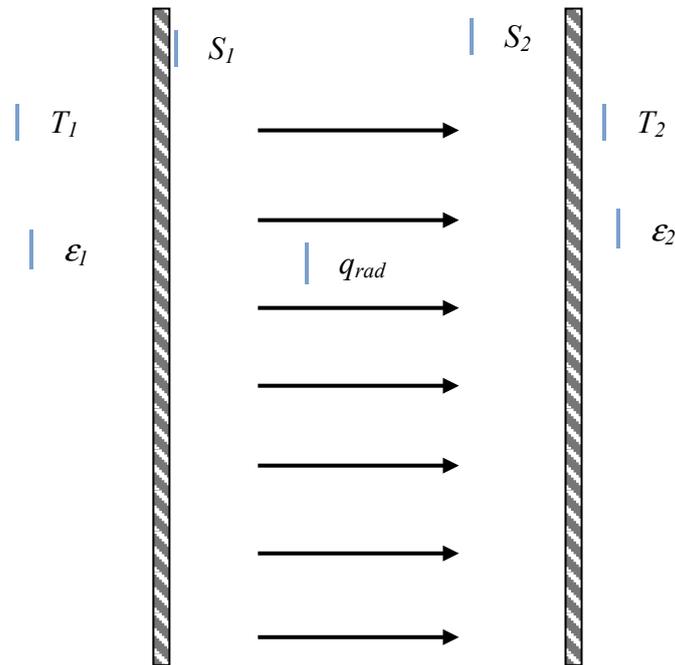


Рис. 13. Геометрия задачи о переизлучении между двумя плоскопараллельными пластинами

Требуется найти излучательный тепловой поток q_{rad} ($\text{Вт}/\text{м}^2$) от пластины S_1 к пластине S_2

(температура $T_1 > T_2$).

ε_1 – коэффициент серости пластины S_1 ,

ε_2 – коэффициент серости пластины S_2 .

Общие формулы:

$$q_i^- - (1 - \varepsilon_i) \sum_{k=1}^N \varphi_{ik} q_k^- = \varepsilon_i \sigma T_i^4$$

$i=1, 2, \dots, N$.

N – число взаимодействующих поверхностей.

После определения q_1^- и q_2^- , можно найти искомые радиационные потоки $q_{rad,1}$ и $q_{rad,2}$ по формулам:

$$q_{rad,i} = -\frac{\varepsilon_i}{(1 - \varepsilon_i)} (q_i^- - \sigma T_i^4).$$

Решение.

Запишем уравнения для каждой из пластин

$$q_1^- - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{12}q_2^- = \varepsilon_1\sigma T_1^4$$

$$q_2^- - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{21}q_1^- = \varepsilon_2\sigma T_2^4$$

Из этих двух уравнений можем найти q_1^- и q_2^- . Получаем:

$$q_1^- = \frac{\varepsilon_1\sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon_1)\varphi_{12}\varepsilon_2\sigma T_2^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}\varphi_{21}} \text{ и}$$

$$q_2^- = \frac{\varepsilon_2\sigma T_2^4 + (1 - \varepsilon_2)\varphi_{21}\varepsilon_1\sigma T_1^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}\varphi_{21}}.$$

И тогда искомый тепловой поток:

$$q_{rad,1} = -\frac{\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1}(q_1^- - \sigma T_1^4) = -\frac{\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} \left[\frac{\varepsilon_1\sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon_1)\varphi_{12}\varepsilon_2\sigma T_2^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}\varphi_{21}} - \sigma T_1^4 \right].$$

$$q_{rad,1} = -q_{rad,2} = \frac{\sigma}{\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} (T_1^4 - T_2^4)$$

Решение можно записать также таким образом:

$$q_1 = \frac{\Delta_{q_1}}{\Delta}, \quad q_2 = \frac{\Delta_{q_2}}{\Delta}$$

$$\Delta_{q_1} = \varepsilon_1\sigma T_1^4 [1 - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{22}] + \varepsilon_2\sigma T_2^4 (1 - \varepsilon_1)\varphi_{12}$$

$$\Delta_{q_2} = \varepsilon_2\sigma T_2^4 [1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}] + \varepsilon_1\sigma T_1^4 (1 - \varepsilon_2)\varphi_{21}$$

$$\Delta = [1 - (1 - \varepsilon_1)\varphi_{11}] [1 - (1 - \varepsilon_2)\varphi_{22}] - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)\varphi_{12}\varphi_{21}$$

Задача 2.

Излучательные потоки в пространстве между двумя сферами с общим центром

Решение.

Перепишем систему уравнений в наглядном виде:

$$\begin{cases} q_1^- - (1 - \varepsilon_1)(\varphi_{11}q_1^- + \varphi_{12}q_2^-) = \varepsilon_1\sigma T_1^4, \\ q_2^- - (1 - \varepsilon_2)(\varphi_{21}q_1^- + \varphi_{22}q_2^-) = \varepsilon_2\sigma T_2^4; \end{cases}$$

Коэффициенты переизлучения можно найти по формуле:

$$\varphi_{ik} = \frac{1}{2\pi S_i} * \oint \oint \frac{dS_i dS_k * \cos \theta_i * \cos \theta_k}{r_{ik}^2}$$

При этом выполняются свойства взаимности и замкнутости:

$$\varphi_{12} S_1 = \varphi_{21} S_2$$

$$\begin{cases} \varphi_{11} + \varphi_{12} = 1, \\ \varphi_{21} + \varphi_{22} = 1; \end{cases}$$

Вычислив φ_{12} , можем найти остальные коэффициенты переизлучения:

$$\varphi_{11} = 0; \varphi_{12} = 1; \varphi_{21} = \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{r}{R}\right)^2; \varphi_{22} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2$$

Подставляя найденные коэффициенты, для исходящих излучательных потоков получим:

$$q_1^- = \sigma \frac{\varepsilon_1 T_1^4 \left(\left(\frac{r}{R}\right)^2 + \varepsilon_2 \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \right) + T_2^4 (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{r}{R}\right)^2 \varepsilon_1}$$

$$q_2^- = \sigma \frac{\varepsilon_2 T_2^4 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{r}{R}\right)^2 \varepsilon_1 T_1^4}{\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{r}{R}\right)^2 \varepsilon_1}$$

Теперь можно найти искомые излучательные потоки q_1 и q_2 по формуле:

$$q_{i,rad} = \frac{\varepsilon_i}{1 - \varepsilon_i} (q_i^- - \sigma T_i^4)$$

Окончательно получим:

$$q_{1,rad} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_1} \sigma \frac{(1 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{r}{R}\right)^2 \varepsilon_1} (T_2^4 - T_1^4)$$

$$q_{2,rad} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \sigma \frac{(1 - \varepsilon_2)}{\varepsilon_2 + (1 - \varepsilon_2) \left(\frac{r}{R}\right)^2 \varepsilon_1} \left(\frac{r}{R}\right)^2 (T_1^4 - T_2^4)$$

7. Эксперименты по конвекции. Распределение тепловых потоков

В ходе разрушения и плавления элементов АЗ в активной зоне могут образовываться бассейны расплава, занимающие значительные области пространства. Эволюция бассейна

расплава определяется как его «внутренней жизнью» (внутренним энерговыделением, расслоением на оксидные и металлические части, процессами естественной конвекции, процессом растворения дебриса, плавающего в бассейне), так и его взаимодействием с окружающими структурами, его растеканием в радиальном направлении и стеканием вниз. В ходе гипотетической аварии возможны ситуации длительного нахождения горячего расплава в АЗ, когда стеканию расплава вниз препятствуют обширные блокады из застывшего расплава. Для таких случаев наиболее важным с точки зрения безопасности является моделирование процессов взаимодействия бассейна расплава с выгородкой, шахтой реактора на уровне АЗ, поскольку при определенных условиях в результате такого взаимодействия возможно боковое проплавление этих внутрикорпусных устройств с последующим выходом расплава из АЗ и его боковым стеканием в нижнюю камеру смешения (как это случилось при аварии на ТМІ-II). Для моделирования этих явлений была разработана модель поздней фазы разрушения АЗ. Соответственно в модели учитываются следующие основные физические процессы:

1. конвективная теплоотдача расплава
2. образование и исчезновение корок по границе бассейна расплава
3. теплопередача через корку
5. растекание расплава
6. стекание расплава вниз
7. стратификация (расслоение) расплава на металлическую и оксидную части.

Кроме того, в рамках данной модели оказалось возможным учесть процессы плавления твердых структур АЗ в ходе их взаимодействия с расплавом, находящимся в АЗ.

8. Теплообмен при кипении

В области безопасности водо-водяных реакторов чрезвычайно часто встречаются ситуации, связанные с кипением теплоносителя, т.е. воды.

Рассмотрим ситуацию, связанную со сценарием взаимодействия расплава кориума с теплоносителем. Здесь мы сталкиваемся со случаем, когда над слоем расплава расположен слой воды, и теплопередача с верхней поверхности расплава осуществляется за счет кипения воды [23].

Для описания кривой кипения – зависимости теплового потока q от разности температур $T_u - T_{\text{sat}}$, где T_u – температура верхней поверхности расплава, T_{sat} – температура насыщения, т.е. температура кипения воды при данном давлении можно использовать известные

корреляции [24]. Так, в режиме пузырькового кипения (тепловой поток меньше критического) зависимость q от T_u записывается следующим образом:

$$q = q_{CHF} \left(\frac{T_u - T_{sat}}{\Delta T_{CHF}} \right)^{3.03}, \quad (61)$$

где критический тепловой поток q_{CHF} и разность температур $T_u - T_{sat}$, соответствующие критическому тепловому потоку, определяются из следующих эмпирических соотношений:

$$q_{CHF} = \frac{1.50 \cdot 10^2 (10p)^{0.415}}{1 + 5.97 \cdot 10^{-3} (10p)^{1.117}}, \quad (62)$$

$$\Delta T_{CHF} = \frac{17.1 (10p)^{0.894}}{1 + 7.58 \cdot 10^{-3} (10p)^{0.965}}, \quad (63)$$

где давление p выражено в МПа, ΔT - в К, q - в Вт/см².

При переходе через точку Лайденфроста (точка минимума теплового потока при кипении) начинается режим пленочного кипения. Тепловой поток в этой области складывается из двух слагаемых: конвективного и радиационного (излучательного) тепловых потоков, так что для полного потока q мы имеем соотношение:

$$q = q_c \left(\frac{q_c}{q} \right)^{1/3} + q_{rad}, \quad (64)$$

где q_{rad} - радиационный тепловой поток через паровой слой вблизи верхней границы расплава, q_c - конвективный тепловой поток через паровой слой в отсутствие радиационного потока. Поскольку конвективный тепловой поток пропорционален d^3 , где d - толщина парового слоя [23], а толщина парового слоя d , в свою очередь, пропорциональна $q^{1/3}$, где q - полный тепловой поток, то отсюда следует вид зависимости (64). В этой формуле первый член в правой части представляет собой конвективный тепловой поток в присутствии радиационного.

Для параметра q_c мы имеем соотношение

$$q_c = q_{cL} \left(\frac{T_u - T_{sat}}{\Delta T_L} \right)^{3/4},$$

где конвективный тепловой поток в точке Лайденфроста q_{cL} и разность температур $T_u - T_{sat}$ в этой точке определяются из

$$q_{cL} = \frac{1.88(10p)^{0.894}}{1 + 7.58 \cdot 10^{-3} (10p)^{0.955}},$$

$$\Delta T_L = \frac{85.6(10p)^{0.848}}{1 + 1.38 \cdot 10^{-1} (10p)^{0.075}}.$$

Радиационный тепловой поток равен при этом

$$q_{rad} = \sigma_B \varepsilon_{uw} (T_u^4 - T_{sat}^4),$$

где $\varepsilon_{uw} = (1/\varepsilon_u + 1/\varepsilon_w - 1)^{-1}$ - приведенный коэффициент серости с учетом переотражений между поверхностями расплава и воды; ε_u , ε_w - излучательные способности верхней поверхности расплава и воды соответственно.

9. Физико-химические явления. Образование корки. Модель квазистационарного роста корки

Как показывают многочисленные эксперименты, область расплава, представляющего собой тугоплавкую оксидную жидкость, может быть ограничена твердой коркой, при этом теплопередача от расплава к окружающей среде (в том числе к твердой стенке или жидкому металлическому слою, образовавшемуся в результате стратификации расплава) резко снижается. При решении задачи о теплообмене между расплавом и окружающей средой следует учитывать теплоперенос через корку. В общем виде задача представляет собой теплоперенос в системе из трех слоев (окружающая среда, корка, расплав), находящихся в соприкосновении, причем два соседних слоя (корка и расплав) представляют собой разные агрегатные состояния одного и того же вещества и при определенных условиях возможен

фазовый переход из одного состояния в другое. На Рис. 14 схематично изображены расплав, корка толщиной δ , образующаяся на поверхности расплава, и окружающая среда.

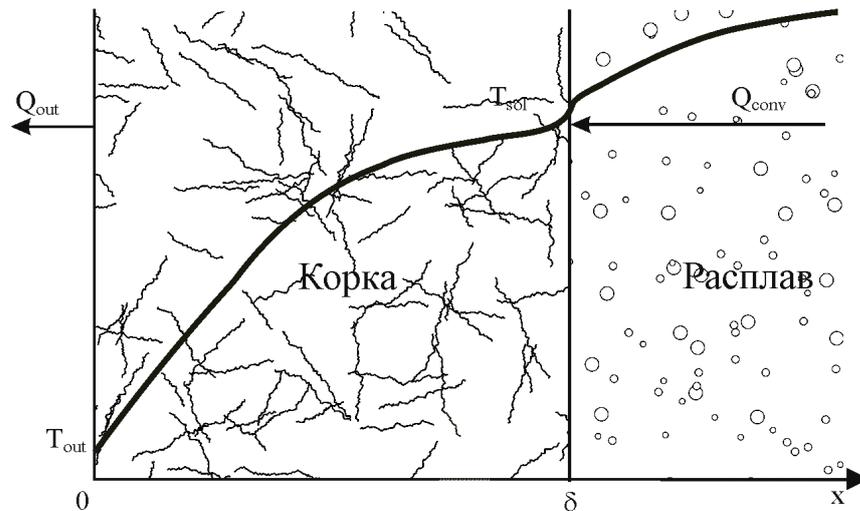


Рис. 14. Профиль распределения температурных полей в корке и в расплаве

Сопряженная задача теплообмена в системе окружающая среда-корка-расплав может быть записана в форме уравнений теплообмена для расплава, уравнений теплопроводности для корки и окружающей среды и условий сопряжения на границе окружающая среда/корка, корка/расплав. Распределение температуры в системе описывается путем совместного решения уравнений теплопроводности в жидкости, корке и окружающей среде.

Напомним, что в рамках модели конвективного теплообмена в жидкости описание теплообмена в расплаве строится на основе качественных оценок закономерностей распределения теплоотдачи жидкости, находящейся в замкнутом объеме, при этом предполагается, что эффективный тепловой поток от жидкости к твердой стенке пропорционален перегреву расплава относительно точки его плавления $T - T_{liq}$. Последнее условие означает, что в жидкости пренебрегается тонкой переходной областью вдоль границы контакта жидкость/твердое тело.

Соответствующее упрощение о малости толщины переходной двухфазной области, образующейся между жидкостью и коркой в модели образования и исчезновения корки на границе области расплава, позволит упростить задачу, разбив ее на две составляющие – задачу по оценке конвективных потоков в жидкости и задачу по решению уравнения теплопроводности в системе корка - окружающая среда. При этом граничной температуре корки может быть сопоставлена температура отвердевания, оценка конвективного потока в

расплаве может быть проведена по модели конвективного теплообмена в жидкости. В связи с тем, что решение задачи носит характер качественных оценок, без потери точности можно ввести дополнительные упрощающие предположения, например, о виде температурного профиля в корке и окружающей среде (для твердой стенки).

Обобщая вышесказанное, сформулируем основные допущения и предположения модели образования и исчезновения корки на границе области расплава, позволяющие учесть существенно нестационарный характер теплопереноса, особенно при возникновении и исчезновении корки или при резком изменении тепловых потоков:

- пренебрегается двухфазной областью, образующейся на поверхности жидкости при ее затвердевании;
- предполагается, что температурный профиль в корке имеет параболический вид: $T = Ax^2 + Bx + C$;
- значение температуры корки на границе корка/жидкость соответствует температуре отвердевания расплава T_{sol} ;
- предполагается, что профиль распределения температуры в твердой стенке близок к линейному.

В соответствии с этими упрощающими предположениями распределение температуры в корке можно описать уравнением теплопроводности, учитывающим объемное энерговыделение в корке:

$$\rho_{cr} c_{cr} \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{cr} \Delta T + E \quad (65)$$

и следующими граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{Q_{out}}{\kappa_{cr}}, \quad (66)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta} = \frac{Q_{conv} - \rho_{cr} H_m \delta}{\kappa_{cr}},$$

$$T|_{x=0} = T_{out}, \quad (67)$$

$$T|_{x=0} = T_{sol}, \quad (68)$$

где:

T - температура;

δ - толщина корки;

κ_{cr} , c_{cr} , ρ_{cr} , H_m - теплопроводность, удельная теплоемкость, плотность и удельная теплота плавления корки;

E - объемное энерговыделение в корке, точкой обозначена производная по времени;

Q_{conv} - тепловой поток от расплава к корке;

Q_{out} - поток с внешней границы корки.

Основные свойства корки (теплопроводность, удельная теплоемкость, плотность и удельная теплота плавления корки) вычисляются в приближении однородного перемешивания исходя из соответствующих свойств материалов, образующих корку, с учетом их массовой доли.

Граничные условия (66, 67, 68) определяют коэффициенты А, В, С в параболическом уравнении для температуры корки:

$$A = \frac{(Q_{conv} - Q_{out} + \rho_{cy} H_m \delta')}{2\delta K_{cy}}, \quad B = \frac{Q_{out}}{K_{cy}}, \quad (69)$$

$$C = T_{sol} - \frac{(Q_{conv} - Q_{out} + \rho_{cy} H_m \delta') \delta}{2K_{cy}}. \quad (70)$$

Проинтегрируем уравнение теплопроводности (65) на отрезке $0 < x < \delta$ с учетом (67) и (68). В силу малости пренебрегая членом $\rho_{cr} H_m \delta$ и используя правило Лейбница получим:

$$D(Q_{conv} - Q_{out} + E\delta) + \dot{Q}_1 \delta^2 + 2Q_1 \delta \dot{\delta} = 0, \quad D = \frac{6K_{cy}}{\rho_{cy} C_{cy}}, \quad Q_1 = 2Q_{conv} + Q_{out}, \quad (71)$$

Заметим, что:

$$\frac{d(Q_1 \delta^2)}{dt'} = \dot{Q}_1 \delta^2 + 2Q_1 \delta \dot{\delta}. \quad (72)$$

С учетом (72) уравнение (71) приобретает вид:

$$D(Q_{conv} - Q_{out} + E\delta) + \frac{d}{dt'}(Q_1 \delta^2) = 0 \quad (73)$$

Интегрирование (73) на временном отрезке времени $0 < t' < t$ дает уравнение для толщины корки:

$$\delta^2 = \frac{D}{Q_1(t)} \int_0^t (Q_{conv} - Q_{out} + E\delta) dt' + \delta^2(0) \frac{Q_1(0)}{Q_1(t)}. \quad (74)$$

Таким образом, при фиксированной температуре толщина корки определяется не только тепловыми потоками, но и зависит от поведения тепловых потоков во времени. Независимыми входными параметрами разработанной модели являются тепловой поток и температура внутренней границы корки и тепловой поток (или температура) внешней границы корки. В качестве выходных параметров выступают толщина корки и средняя температура корки.

10. Численные коды, используемые для моделирования реакторных установок

В последние десятилетия было разработано достаточно большое количество кодов, моделирующих аварии на АЭС. К наиболее известным ТГ и ТА кодам относятся: RELAP/SCDAP (США), MELCOR (США), TRACE (США), TRAC (США), ICARE/CATHARE (Франция), МААР (Франция), ATHLET (Германия), ASTEC (Франция-Германия), СОКРАТ (Россия). Коды верифицируются на тестах по изучению отдельных явлений (в англоязычной терминологии SET – separate effect tests), интегральных тестах (integral tests). Хороший код должен иметь высокую предсказательную способность.

Теплогидравлический и тяжелоаварийный код СОКРАТ разрабатывался ИБРАЭ РАН с участием ряда других институтов начиная с 2000 г.

Течение теплоносителя описывается в двухжидкостном гидравлическом приближении. Основные свойства модели течения теплоносителя:

- двухфазность, многокомпонентность. Теплоноситель может находиться в двух состояниях: жидком и газообразном. Каждая фаза может включать несколько компонент: жидкая - воду и растворы (например, борная кислота), газовая – водяной пар и неконденсирующийся газ;
- гетерогенность, скоростная и температурная неравновесность. Каждая фаза имеет свои: объем, скорость и температуру;
- межфазные взаимодействия, тепломассообмен, трение зависящие от режима течения;
- теплообмен со стенкой, зависящий от режима теплообмена (конвекция, пузырьковое кипение, кризис теплообмена, переходное кипение, пленочное кипение, конденсация);

источники массы и энергии.

10.1 Система уравнений теплогидравлики

Течение двухфазного пароводяного теплоносителя с примесью неконденсируемых газов в коде СОКРАТ описывается в двухжидкостном гидравлическом приближении.

Газовая фаза состоит из водяного пара и/или неконденсирующегося газа.

Предполагается, что:

- давления жидкой и газовой фазы равны:

$$P_f = P_g = P, \tag{75}$$

– неконденсируемые газы находятся в термодинамическом равновесии с паровой фазой:

$$T_v = T_n = T_g, \quad V_v = V_n = V_g, \quad (76)$$

– неконденсируемые газы удовлетворяют уравнению состояния идеального газа:

$$P'_n = \rho'_n T_g R_n = \rho_g X_n T_g R_n, \quad h_n = c_{pn} T_g, \quad (77)$$

– плотность газовой фазы представляет собой сумму парциальных плотностей компонент:

$$\rho_g = \rho'_v + \rho_g \sum_{n=1}^{N_n} X_n, \quad (78)$$

– газовая фаза удовлетворяет закону Дальтона:

$$P_g = P'_v + \sum_{n=1}^{N_n} P'_n. \quad (79)$$

В этих предположениях течение смеси теплоносителя с неконденсируемыми газами описывается следующей системой уравнений:

Уравнение неразрывности газовой фазы:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_g \rho_g V_g) = \Gamma_{iv} + \sum_{n=1}^{N_n} S_n + S_v, \quad (80)$$

Уравнение неразрывности жидкой фазы:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_f) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_f \rho_f V_f) = -\Gamma_{iv}, \quad (81)$$

Уравнение движения газовой фазы:

$$\alpha_g \rho_g \frac{\partial V_g}{\partial t} + \alpha_g \rho_g V_g \frac{\partial}{\partial z} V_g + \alpha_g \frac{\partial}{\partial z} P = \Gamma_{iv} (V_{ig} - V_g) + \tau_{ig} + \tau_{wg} + \tau_{lg} - \alpha_g \rho_g g \sin \theta, \quad (82)$$

Уравнение движения жидкой фазы:

$$\alpha_f \rho_f \frac{\partial V_f}{\partial t} + \alpha_f \rho_f V_f \frac{\partial}{\partial z} V_f + \alpha_f \frac{\partial}{\partial z} P + \frac{\partial}{\partial z} P_h = -\Gamma_{iv} (V_{if} - V_f) + \tau_{if} + \tau_{wf} + \tau_{lf} - \alpha_f \rho_f g \sin \theta, \quad (83)$$

Уравнение энергии газовой фазы:

$$\alpha_g \rho_g \frac{\partial h_g}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_g \rho_g h_g V_g) - \frac{h_g}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_g \rho_g V_g) - \alpha_g \frac{dP}{dt} = \Gamma_{iv} (h_{iv} - h_g) + (\tau_{wg} + \tau_{lg}) V_g + Q_{iv} + Q_{gf} + Q_{wg} + Q_g + \sum_{n=1}^{N_n} S_n (h_{*n} - h_g) + S_v (h_{*v} - h_g), \quad (84)$$

Уравнение энергии жидкой фазы:

$$\alpha_f \rho_f \frac{\partial h_f}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_f \rho_f h_f V_f) - \frac{h_f}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_f \rho_f V_f) - \alpha_f \frac{dP}{dt} = -\Gamma_{iv} (h_{if} - h_f) + (\tau_{wf} + \tau_{lf}) V_f + Q_{if} - Q_{gf} + Q_{wf} + Q_f, \quad (85)$$

Уравнения неразрывности неконденсируемых газов:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g X_n) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_g \rho_g X_n V_g) = S_n. \quad (86)$$

Предполагается, что неконденсируемый газ поступает в газовую фазу со скоростью газовой фазы. Поэтому в уравнениях движения и энергии газовой фазы отсутствуют члены с интенсивностью источника неконденсируемого газа.

Законы сохранения замыкаются соотношениями, определяющими:

- межфазные взаимодействия:
- условия на межфазной границе – V_{ik} , h_{ik} ;
- межфазный тепломассообмен – Q_{ik} , Γ_{ik} ;
- межфазное трение – τ_{ik} ;
- взаимодействия фаз со стенками каналов:
- трение о стенки каналов – τ_{wk} ;
- местные сопротивления – τ_{lk} ;
- теплообмен со стенками – Q_{wk} ;
- тепловыделение в теплоносителе – Q_k ;
- уравнения состояния и теплофизические свойства фаз теплоносителя и неконденсирующихся газов.

11. Моделирование теплогидравлики в численных кодах

11.1 Эксперименты МЭИ по критическому истечению

11.1.1 Описание эксперимента

Данные по постановке и результатам экспериментов МЭИ взяты из работы [25].

Установка МЭИ малого масштаба (Рис. 15) представляла собой цилиндрический сосуд объёмом 5,75 л и высотой 1 м. Истечение происходило из верхнего горизонтального патрубка истечения, ось которого расположена на высоте 0,8 м от нижнего дна сосуда. Длина патрубка истечения составляла 200 мм, а его диаметр – 25 мм. Диаметр течи варьировался путём установки ограничительных шайб, диаметр которых в эксперименте составлял $D = 0,5; 2; 5; 10$ и 25 мм. Начальные параметры для всех опытов были одинаковые: давление $P=12,5$ МПа и температура воды $T=558$ К.

Установка МЭИ большого масштаба представляла собой цилиндрический сосуд диаметром 0,309 м, высотой 2,103 м, объёмом 160 л. Верхний малый патрубок истечения, использовавшийся в опытах, отстоял от верхней крышки сосуда на 391 мм. Диаметр

патрубка составлял 25 мм, а размер течи варьировался с помощью установки ограничительных шайб диаметром 5, 10, 15 и 25 мм. Последний размер соответствует внутреннему диаметру патрубка истечения. Начальные параметры для всех опытов совпадали с экспериментом на малой установке и составляли $P=12,5$ МПа и $T=558$ К.

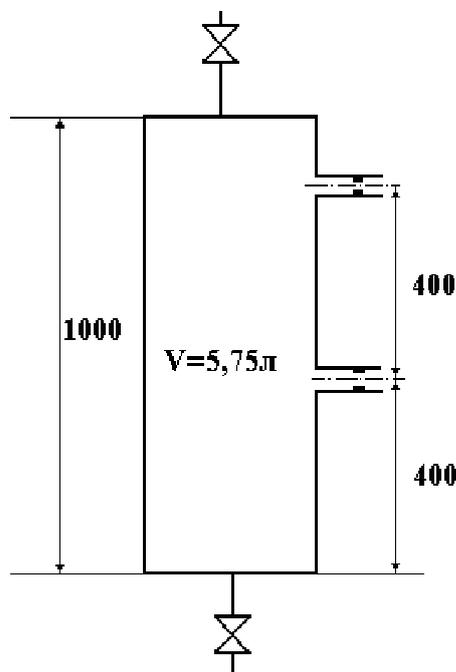


Рис. 15. Схема установки МЭИ малого масштаба

11.1.2 Начальные и граничные условия

В начальный момент времени сосуд полностью заполнен жидкостью, давление в сосуде $P = 12,5$ МПа и температура воды $T = 558$ К. Недогрев воды до температуры насыщения составляет около 40 К.

11.1.3 Нодализационная схема

Нодализационная схема для установок МЭИ приведена на Рис. 16. Данные для большой установки приведены в скобках.

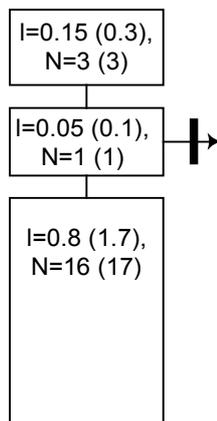


Рис. 16. Нодализационная схема

На приняты следующие обозначения: l – длина (высота) расчётной ячейки; N – число расчётных ячеек.

К камере между верхним и нижним объёмами присоединен канал, в котором моделируется критическое истечение. На выходной границе этого канала задано атмосферное давление.

11.1.4 Результаты расчётов

На Рис. 17 – Рис. 25 приведены экспериментальные и расчетные зависимости давления в сосуде от времени. Имеется приемлемое для практических целей согласие расчетных и экспериментальных данных.

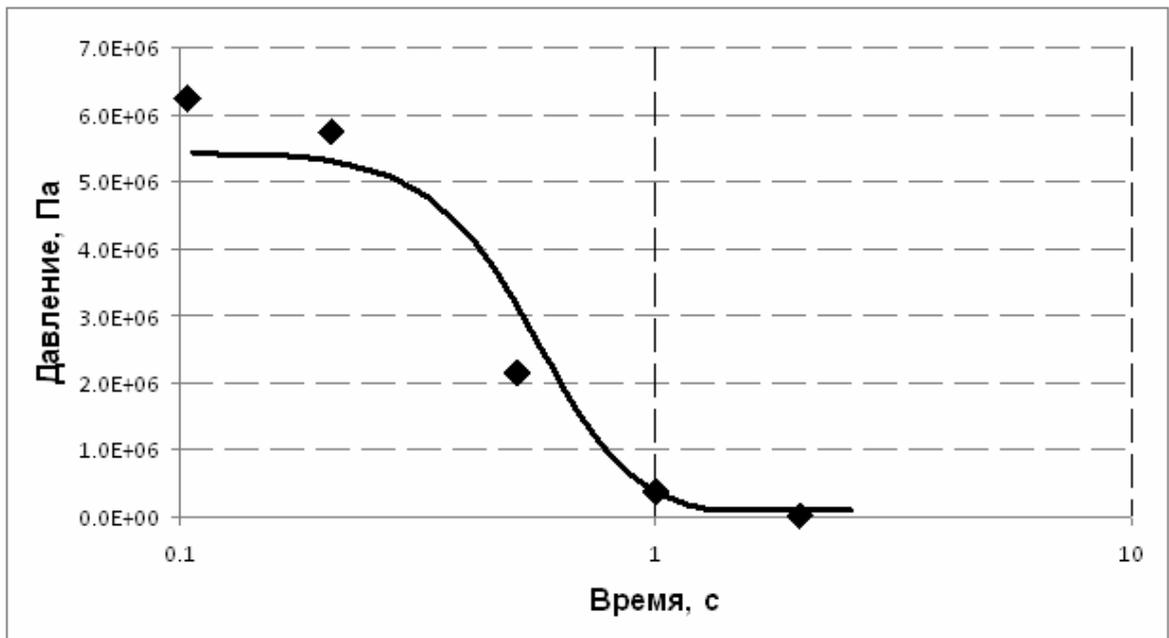


Рис. 17. Малая установка, течь 25 мм

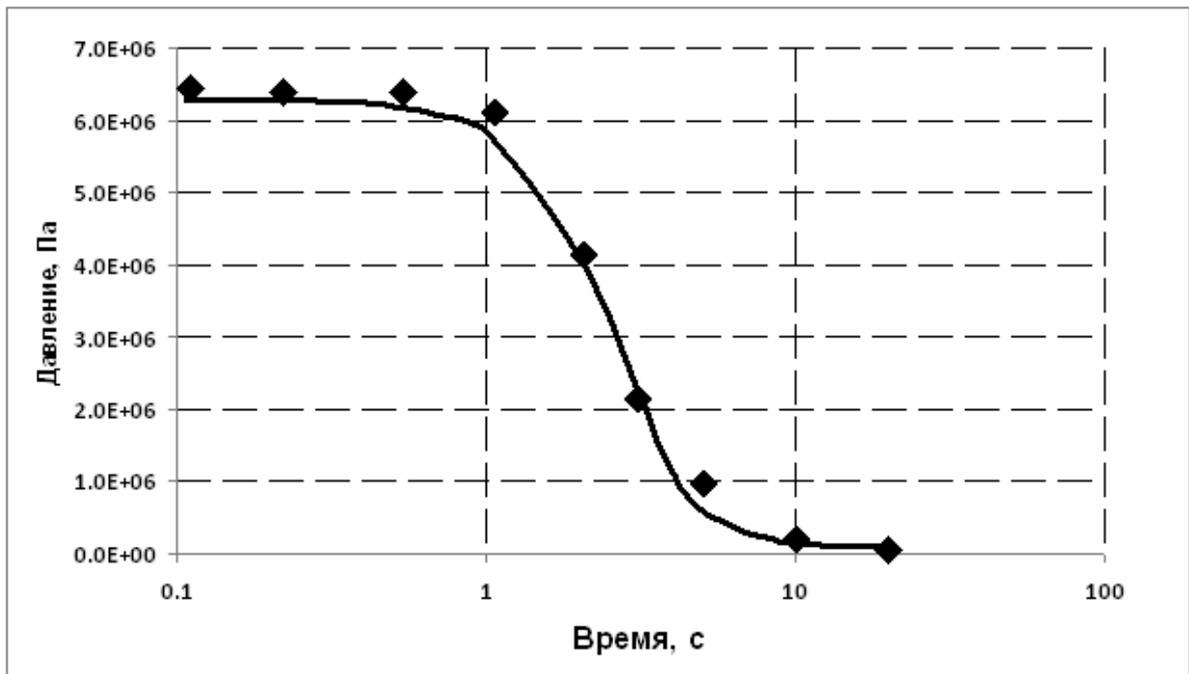


Рис. 18. Малая установка, течь 10 мм

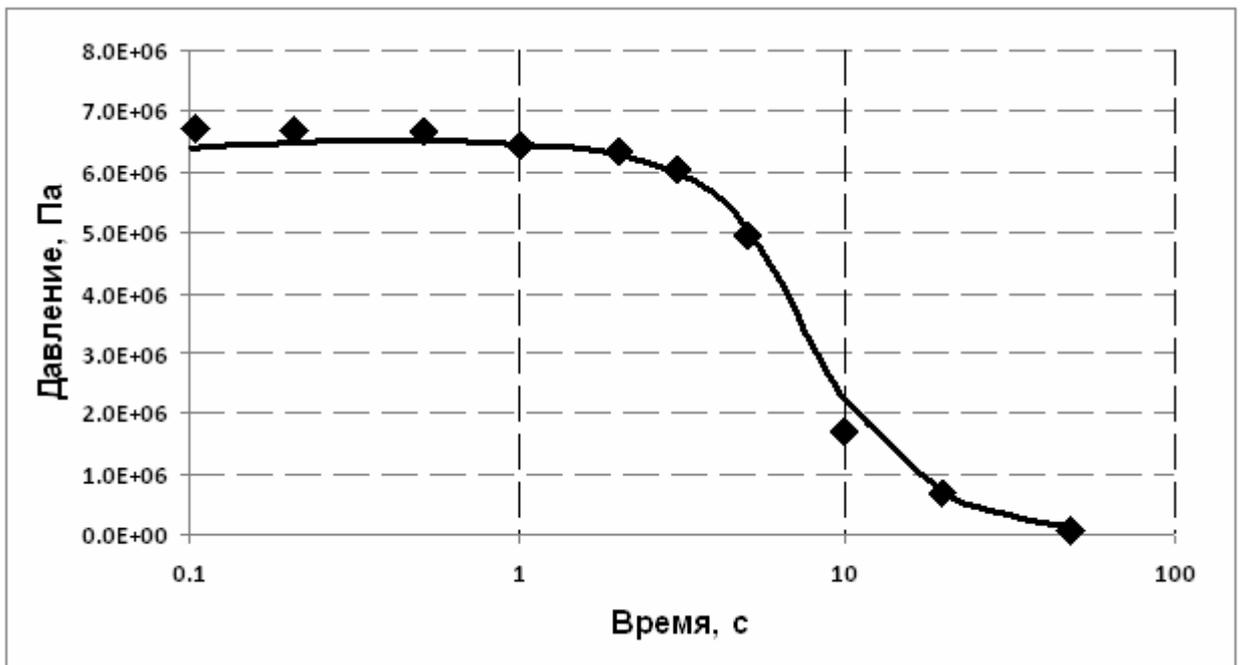


Рис. 19. Малая установка, течь 5 мм

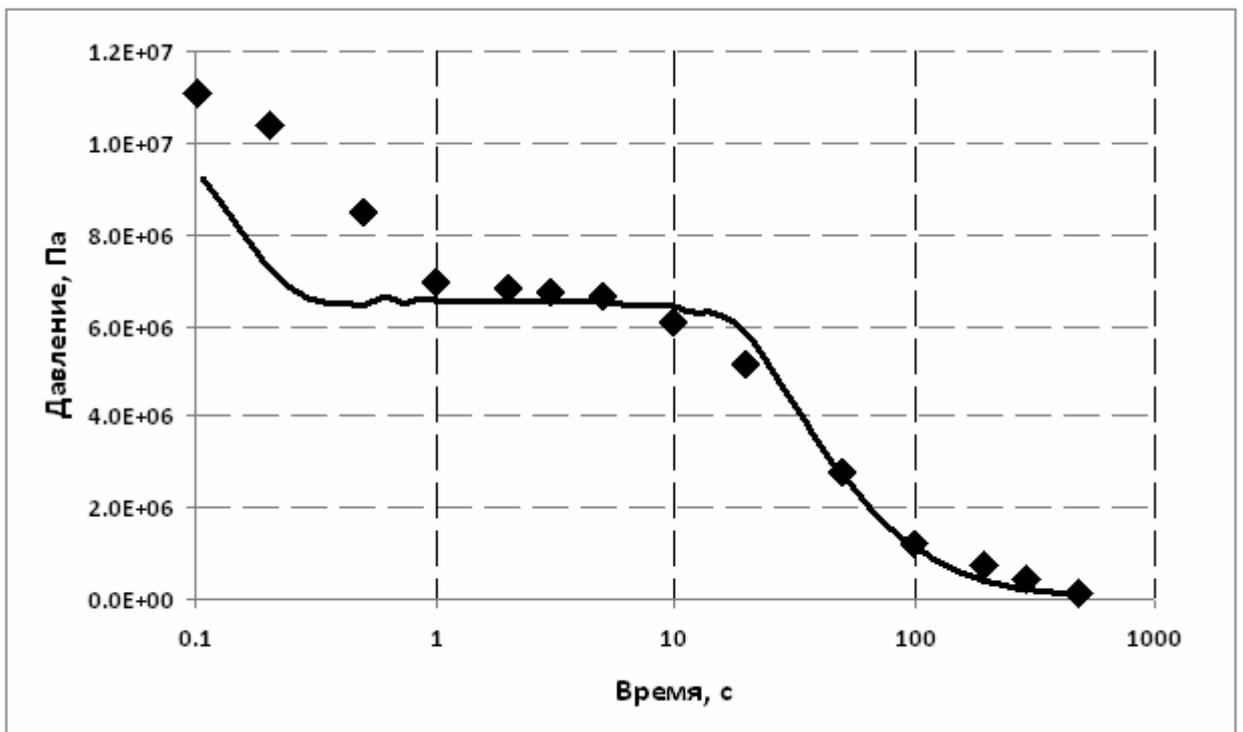


Рис. 20. Малая установка, течь 2 мм

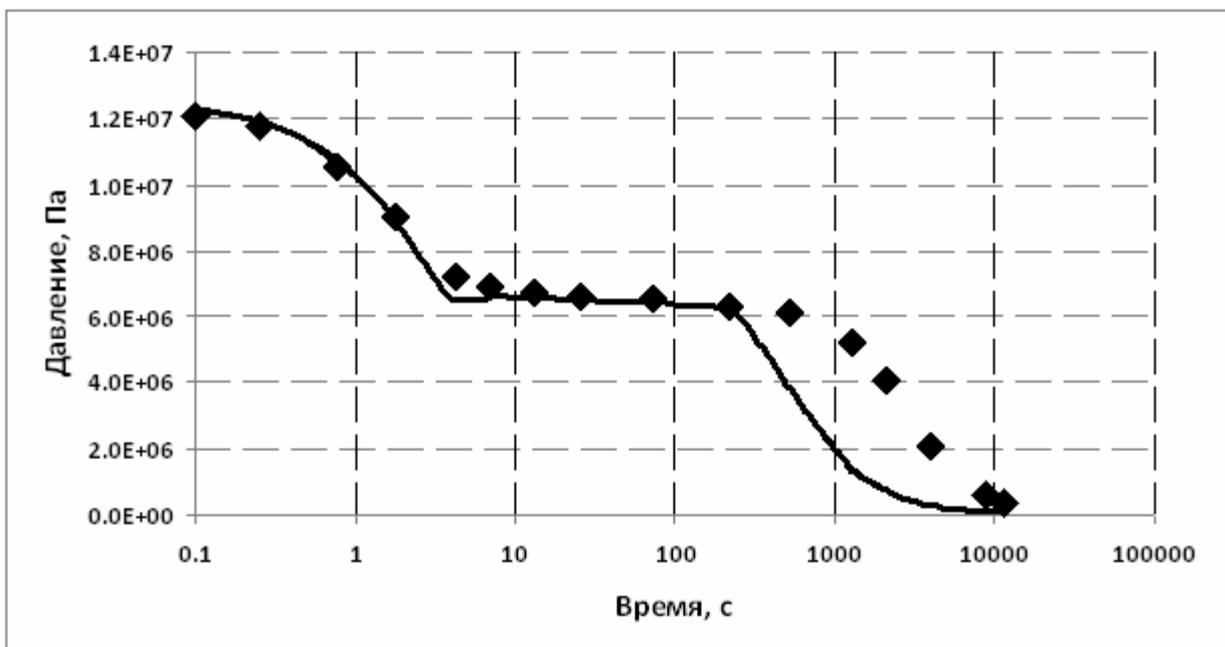


Рис. 21. Малая установка, течь 0,5 мм

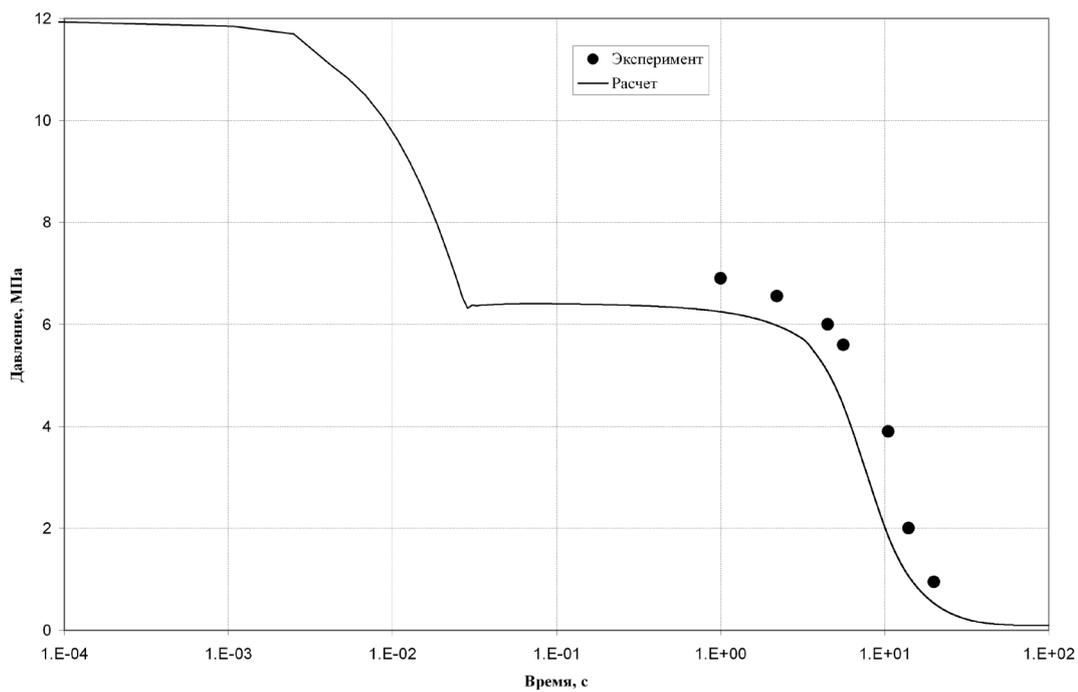


Рис. 22. Большая установка, течь 25 мм

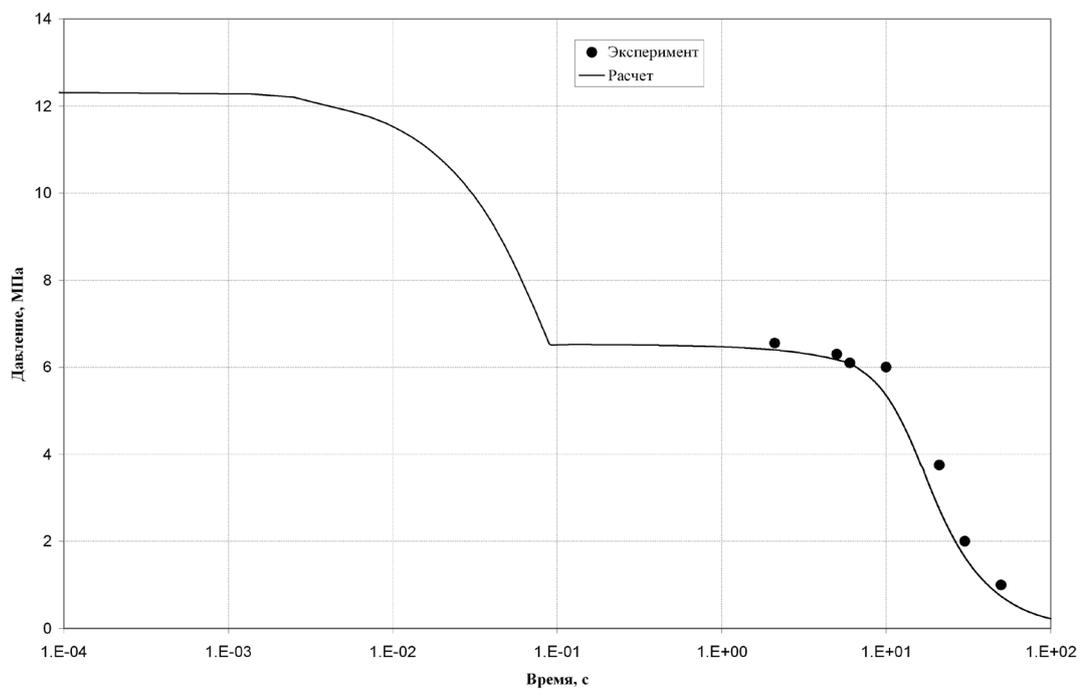


Рис. 23. Большая установка, течь 15 мм

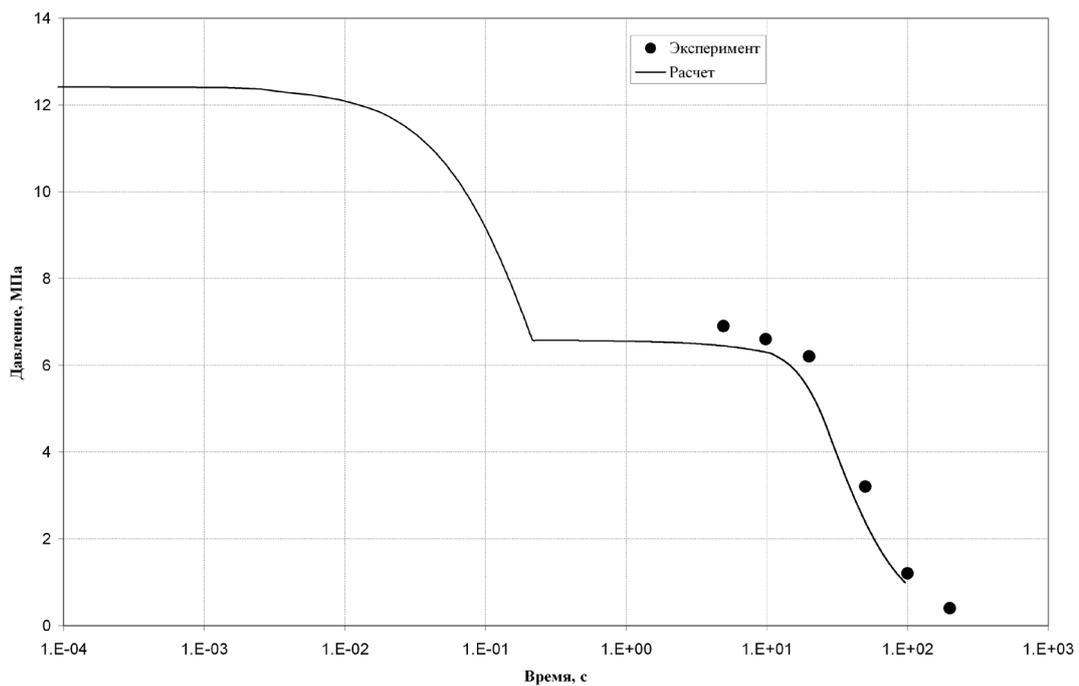


Рис. 24. Большая установка, течь 10 мм

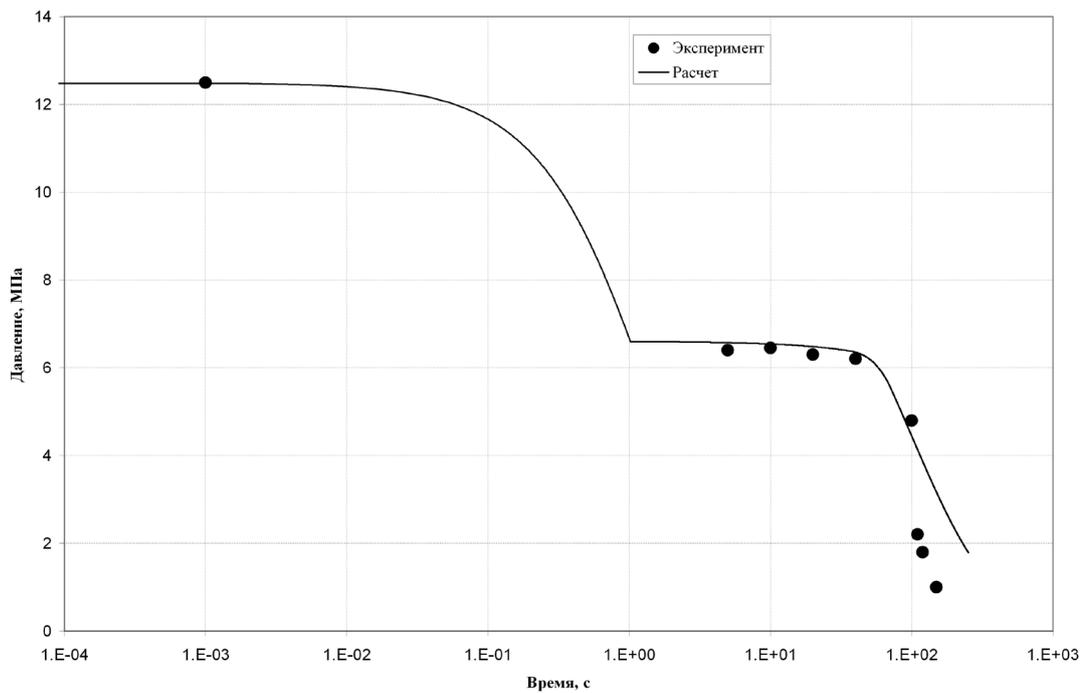


Рис. 25. Большая установка, течь 5 мм

11.1.5 Выводы

Моделирование процесса критического истечения на большой и малой установке МЭИ с использованием кода СОКРАТ показало, что основные закономерности критического истечения воспроизводятся кодом с приемлемой точностью. В частности, код неплохо моделирует момент перехода от однофазного истечения к двухфазному по мере снижения уровня теплоносителя в сосуде.

11.2 Стационарное истечение через трубу (эксперименты ЭНИЦ)

11.2.1 Описание эксперимента

Для проверки точности кода в описании стационарных истечений использовались данные из банка данных ЭНИЦ по критическому истечению [26].

На Рис. 26 схематично изображён рабочий участок установки ЭНИЦ. В напорной камере поддерживается заданное состояние теплоносителя, а в приёмной камере – заданное давление.

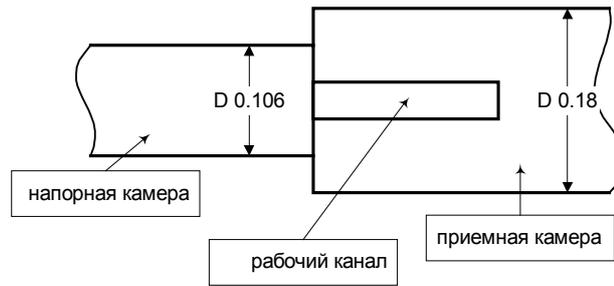


Рис. 26. Схема рабочего участка установки ЭНИЦ

11.2.2 Начальные и граничные условия

В расчётах напорная и приёмная камеры моделировались соответствующими граничными условиями: давление, паросодержание и температура на входе и давление на выходе. В Таблица 2 приводятся исходные данные и основные результаты экспериментов и расчётов. Здесь: в первом столбце последние три цифры обозначают номер опыта, а цифры перед ними – номер канала, во втором столбце – отношение длины канала к диаметру L/d , далее давление на входе P_0 , температура на входе T_0 , равновесное паросодержание на входе X_{e0} , давление на выходе P_1 , массовая скорость смеси в эксперименте $J_{*э}$, массовая скорость смеси в расчёте $J_{*р}$, относительная погрешность расчётной массовой скорости

$$\frac{J_{*р} - J_{*э}}{J_{*э}}.$$

Таблица 2. Исходные данные и результаты расчётов экспериментов ЭНИЦ

№ опыта	L/d	P ₀ , МПа	T ₀ , С	X _{с0}	P ₁ , МПа	J _{*3}	J _{*p}	$\frac{J_{*p} - J_{*3}}{J_{*3}}$
8001	1,045	0,979	168,7	-0,023	0,124	22270	20207	-9%
8015	1,045	0,981	179,0	0,340	0,099	2550	2008	-21%
8016	1,045	1,010	180,2	0,537	0,098	1920	1661	-13%
8018	1,045	1,000	179,9	0,791	0,096	1460	1420	-3%
8020	1,045	0,971	199,1	1,024	0,101	1160	1253	-8%
8046	1,045	3,940	249,4	0,206	0,120	11900	9695	-18%
8047	1,045	3,900	248,7	0,368	0,118	8480	7799	-8%
8064	1,045	8,810	277,8	-0,094	0,467	63130	55927	-11%
8069	1,045	8,830	301,8	0,003	0,471	56650	52220	-8%
8085	1,045	8,890	302,3	0,804	0,151	12560	11031	-12%
8088	1,045	8,830	342,9	1,135	0,152	10550	11186	-6%
16029	10	3,850	240,6	-0,021	0,398	23520	24994	6%
16034	10	3,850	247,7	-0,001	0,997	19830	22612	14 %
16041	10	8,890	293,9	-0,036	0,749	34970	37554	7%
22042	48	6,810	277,0	-0,025	0,524	25120	25839	3%
22045	48	6,840	282,8	-0,005	0,466	21820	23316	7%
22046	48	8,680	293,0	-0,031	0,675	30620	29851	-3%
22049	48	8,750	300,0	-0,005	0,581	25280	26934	7%
24001	122,6	1,000	110,7	-0,148	0,098	23130	20589	-11%
24021	122,6	1,000	179,9	0,032	0,098	4590	4296	-6%
24031	122,6	1,000	179,9	0,666	0,098	1170	1368	17%
24035	122,6	1,010	197,8	1,022	0,098	970	1308	34%
24073	122,6	8,760	121,3	-0,603	0,102	73060	66437	-9%
24081	122,6	8,880	296,8	-0,022	0,114	26360	25586	-3%
24083	122,6	8,890	301,8	0,068	0,100	19350	21649	12%
24093	122,6	8,950	302,8	0,520	0,097	12040	11152	-7%
24098	122,6	8,900	302,5	0,865	0,095	10040	7861	-22%
24102	122,6	8,950	341,1	1,119	0,090	8380	11380	35%

11.2.3 Результаты расчётов

На Рис. 27 – Рис. 37 представлены зависимости массовой скорости $\rho\omega$ при критическом истечении от равновесного паросодержания X_{e0} для различных значений давления и геометрического параметра L/d . Видно, что в целом код неплохо описывает экспериментальные данные.

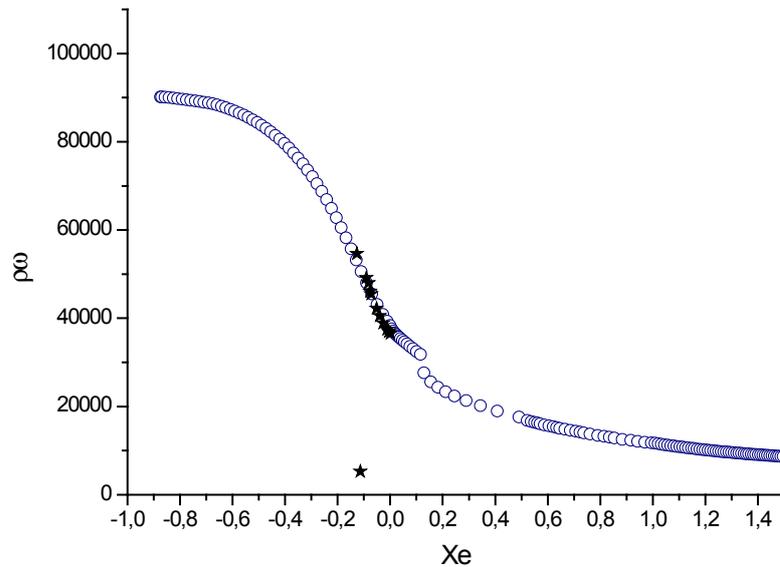


Рис. 27. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 8,91$ МПа, $L/D = 6,029$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

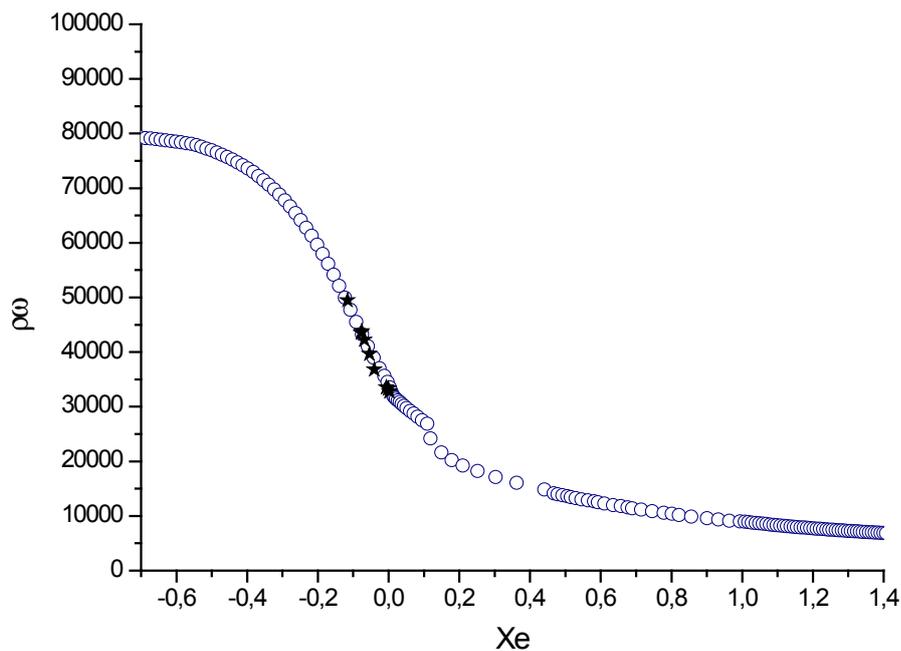


Рис. 28. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 6,95$ МПа, $L/D = 6,029$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

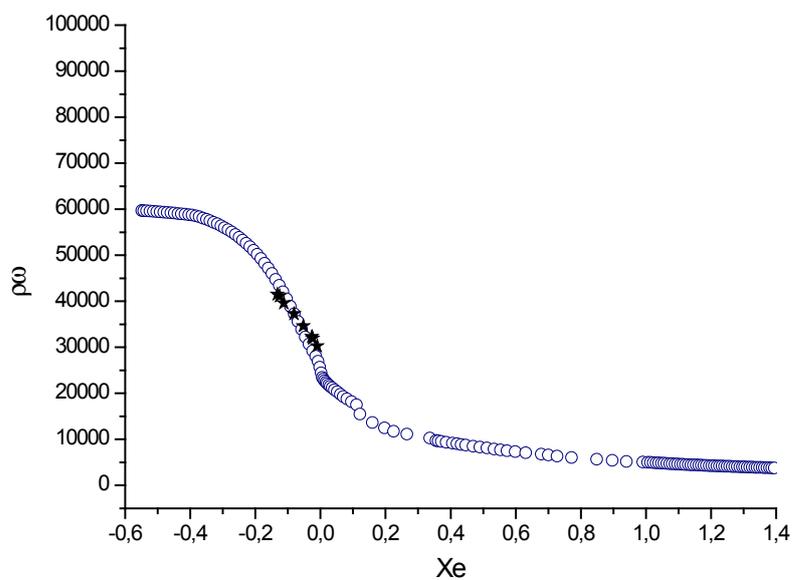


Рис. 29. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 3,97$ МПа, $L/D = 6,029$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

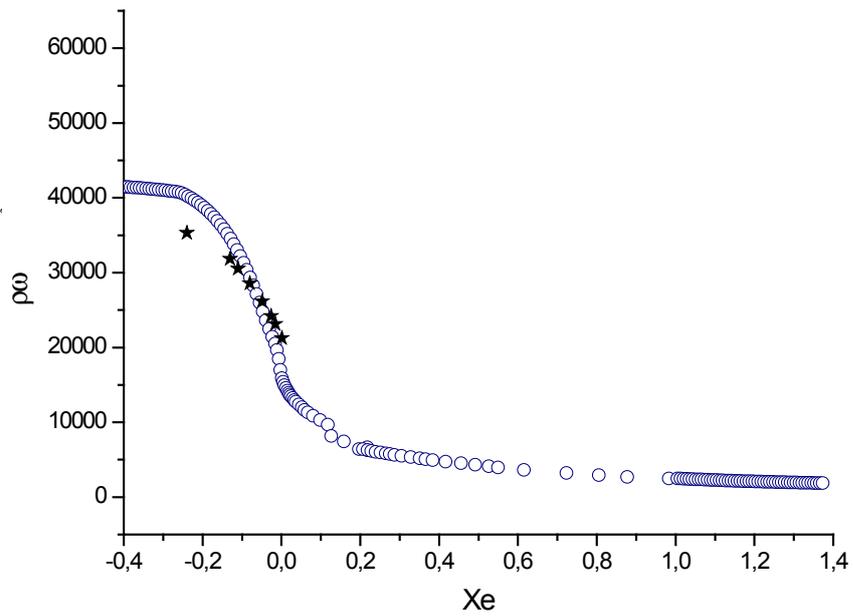


Рис. 30. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 1,97$ МПа, $L/D = 6,029$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

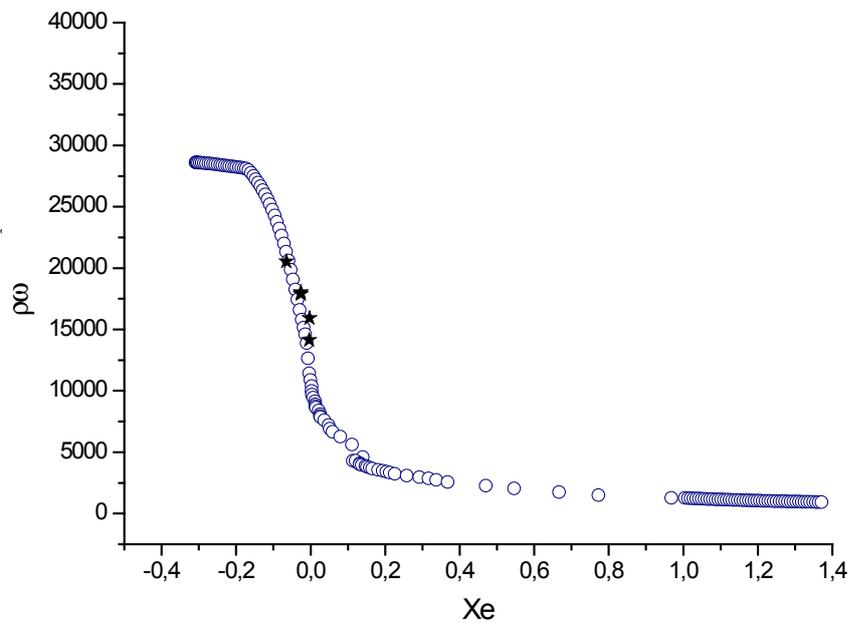


Рис. 31. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 0,99$ МПа, $L/D = 6,029$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

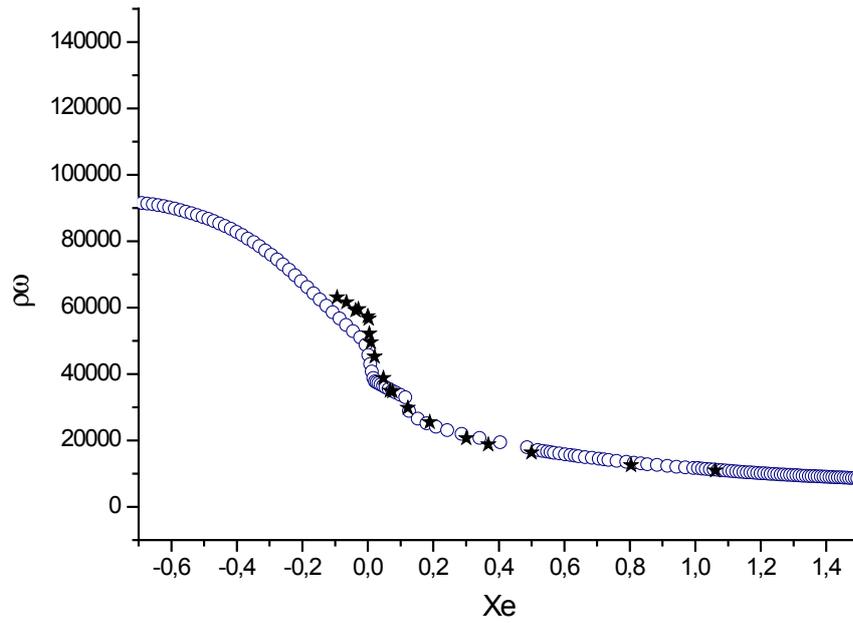


Рис. 32. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 8,88$ МПа, $L/D = 1,045$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

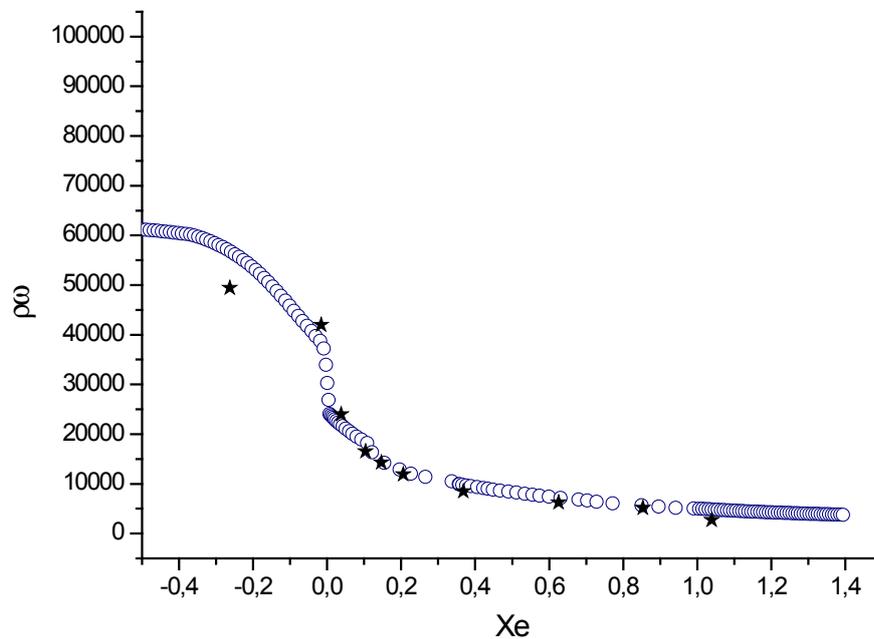


Рис. 33. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 3,94$ МПа, $L/D = 1,045$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

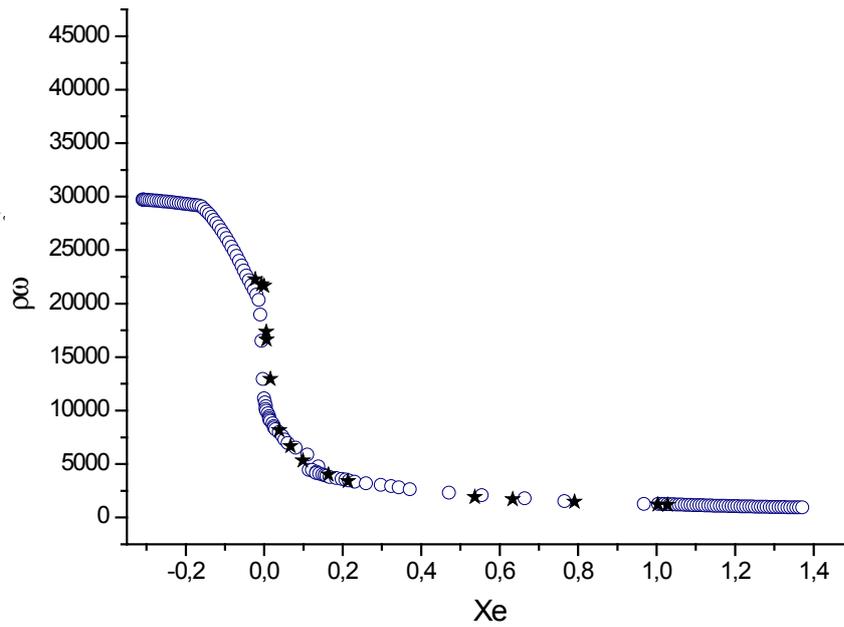


Рис. 34. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 1,0$ МПа, $L/D = 1,045$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

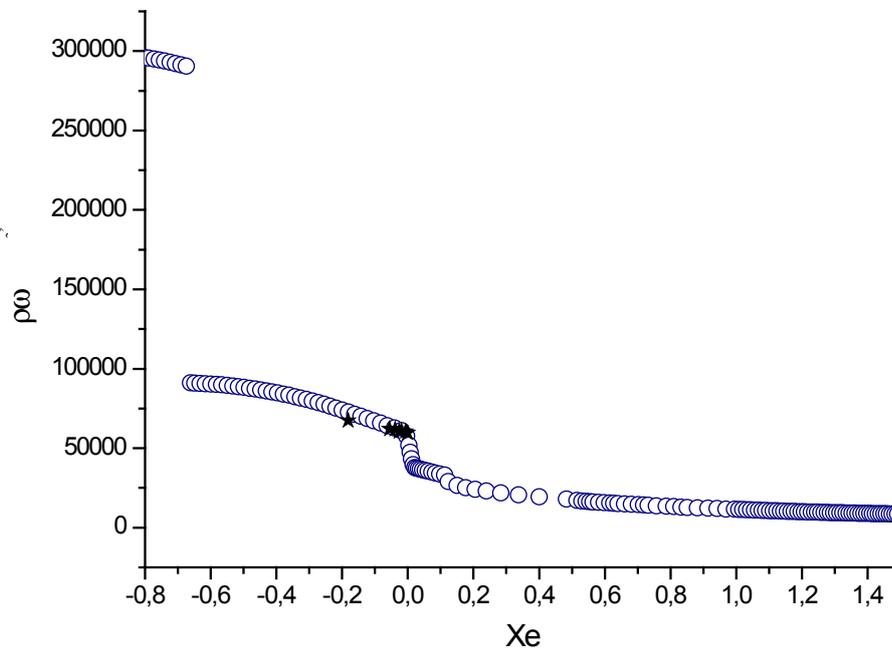


Рис. 35. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 8,75$ МПа, $L/D = 0,2429$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

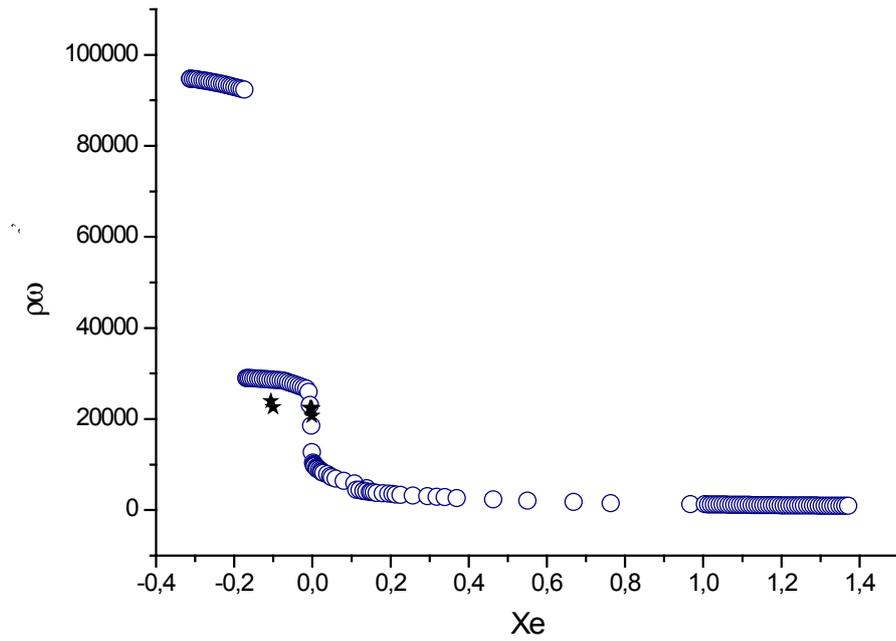


Рис. 36. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 0,985$ МПа, $L/D = 0,2429$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

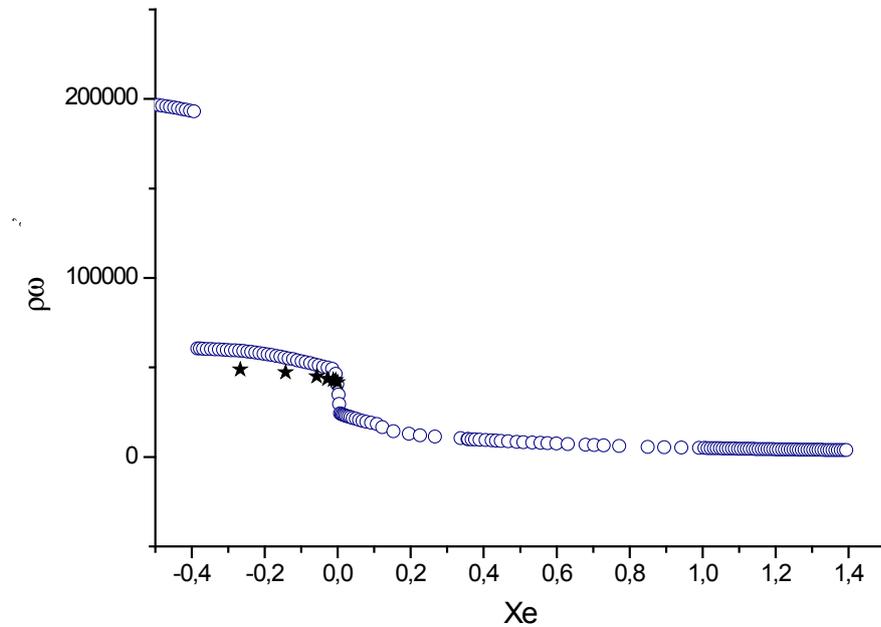


Рис. 37. Зависимость массовой скорости при критическом истечении от равновесного паросодержания для параметров: $P = 3,93$ МПа, $L/D = 0,2429$

★ – эксперимент, ○ – расчёт

На Рис. 38 приведено итоговое сопоставление экспериментальных и расчётных массовых скоростей. Пунктиром показано 20%-ное отклонение от точного значения. В основном, отклонение расчётных данных от экспериментальных не превышает 20%. При моделировании истечения перегретого пара через длинные насадки – отклонение 35%.

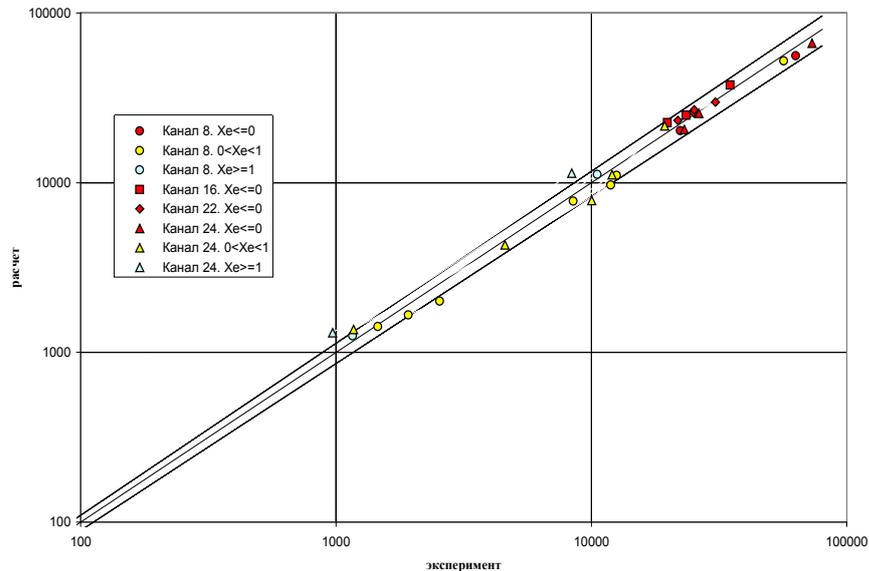


Рис. 38. Сопоставление экспериментальных и расчётных массовых скоростей

11.2.4 Выводы

Были выполнены расчёты процесса критического истечения с использованием кода СОКРАТ. Результаты расчётов сопоставлены с экспериментальными данными по расчёту критического истечения ЭНИЦ. По результатам анализа графиков отмечены следующие проблемы:

- при $L/D = 0,2429$ и относительно низких давлениях P_0 (0,29 МПа, 0,985 МПа) в области отрицательных X_e наблюдается сильное расхождение расчётных результатов с экспериментальными данными. В частности, наблюдаются случаи, когда рассчитанный расход превосходит экспериментальный в 2 и более раз;
- в большинстве расчётов при различных вариациях параметров давления и L/D наблюдается разрыв расчётных данных в области отрицательного значения X_e (пример: $P = 8,91$ МПа, $L/D = 6,029$; $P = 0,29$ МПа, $L/D = 0,2429$). Этот разрыв наглядно иллюстрируется Рис. 27 – Рис. 37.

В целом, однако, можно отметить, что код удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные по критическому истечению.

11.3 Исследование перепада давления в двухфазном потоке на основе модифицированного метода Локкарта-Мартинелли

11.3.1 Краткий обзор современных методов расчета перепада давления в двухфазном потоке

Современные методы расчета перепада давления в двухфазном потоке, удобные для численной реализации в ТГ кодах, основываются на классическом методе Локкарта-Мартинелли. Со времени появления этого метода в 1949 г. методика несколько усложнилась, чтобы наилучшим образом описать совокупность экспериментальных данных, количество которых с того времени значительно увеличилось и охватывает в настоящее время очень широкий диапазон чисел Рейнольдса и геометрических параметров.

Метод Локкарта-Мартинелли.

Итак, в 1949г. Локкарт и Мартинелли [27] предложили корреляционную схему для двухфазных потоков.

Используя выражение для перепада давления двухфазного потока в форме

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{tp} = \frac{2f_f}{D_f} \rho U_f^2 = \frac{2f_g}{D_g} \rho U_g^2, \quad (87)$$

где выполняются простые законы сопротивления в форме $f_f \approx C_f / \text{Re}_f^n$, $f_g \approx C_g / \text{Re}_g^m$, Локкарт и Мартинелли вывели выражение для отношения перепада давления в двухфазном потоке к перепаду давления в потоке жидкости:

$$\phi_f^2 \approx \frac{\left. \frac{dp}{dx} \right|_{tp}}{\left. \frac{dp}{dx} \right|_f} \approx \alpha^{n-2} \left(\frac{D}{D_f} \right)^{5-n} \approx \text{const}, \quad (88)$$

где α – объемное паросодержание.

Аналогично, проводя те же рассуждения для газовой фазы, получим:

$$\phi_g^2 \approx \frac{\left. \frac{dp}{dx} \right|_{tp}}{\left. \frac{dp}{dx} \right|_g} \approx \beta^{m-2} \left(\frac{D}{D_g} \right)^{5-m} \approx const. \quad (89)$$

Параметр Мартинелли определяется следующим образом:

$$X^2 \approx \frac{\left. \frac{dp}{dx} \right|_f}{\left. \frac{dp}{dx} \right|_g} \approx \frac{\frac{2f_f}{D_f} \rho U_f^2}{\frac{2f_g}{D_g} \rho U_g^2} \approx \frac{Re_g^m C_f \rho_g A_f^2}{Re_f^n C_g \rho_f A_g^2}. \quad (90)$$

На основании своего простого анализа Локкарт и Мартинелли установили четыре режима течения в зависимости от величин параметров m и n . Это следующие режимы: ламинарно-ламинарный (ll), турбулентно-турбулентный (tt), ламинарно-турбулентный (lt), турбулентно-ламинарный (tl).

$$\phi_f^2 \rightarrow \frac{1}{X^2}, \quad X \rightarrow 0, \quad \text{поток газа;}$$

$$\phi_f^2 \approx f(X), \quad 0,01 < X < 100, \quad \text{двухфазный поток;}$$

$$\phi_f^2 \rightarrow 1, \quad X \rightarrow \infty, \quad \text{поток жидкости;}$$

Помимо множителя жидкости ϕ_f и множителя газа (пара) ϕ_g в современной трактовке процедуры Локкарт-Мартинелли активно используются два дополнительных параметра: межфазный множитель жидкости $\phi_{f,i}$ и межфазный множитель газа (пара) $\phi_{g,i}$.

Определение этих параметров вытекает из следующего представления перепада давления:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{tp} = \left. \frac{dp}{dx} \right|_f + \left. \frac{dp}{dx} \right|_i + \left. \frac{dp}{dx} \right|_g, \quad (91)$$

т.е. результирующий перепад давления в двухфазном потоке представляется в виде суммы перепада давления жидкости, перепада давления газа и межфазного перепада давления.

Соответственно, межфазный множитель жидкости и межфазный множитель газа вычисляются по следующим формулам:

$$\phi_{f,i}^2 \approx \frac{\left. \frac{dp}{dx} \right|_i}{\left. \frac{dp}{dx} \right|_f}, \quad \phi_{g,i}^2 \approx \frac{\left. \frac{dp}{dx} \right|_i}{\left. \frac{dp}{dx} \right|_g}. \quad (92)$$

Модель Чизхольма.

Модель Чизхольма (Chisholm [28]) впервые вводит в рассмотрение межфазные параметры ϕ_{gi} и ϕ_{fi} в дополнение к параметрам газа и жидкости ϕ_g и ϕ_f . Перепад давления в двухфазном потоке представляется в таком виде:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_p = \left. \frac{dp}{dx} \right|_f + C \left(\left. \frac{dp}{dx} \right|_f \left. \frac{dp}{dx} \right|_g \right)^{1/2} + \left. \frac{dp}{dx} \right|_g.$$

Метод Торнера-Уоллиса.

Спустя более чем десятилетие после выхода статьи Локкарта-Мартинелли была опубликована книга Уоллиса [29], в которой был развит метод Торнера-Уоллиса по замыканию модели Локкарта и Мартинелли для сопротивления двухфазного потока. Торнер и Уоллис предположили, что двухфазный поток в трубе можно анализировать, моделируя его двумя параллельными однофазными потоками, движущимися в отдельных трубах, причем каждая труба имеет сечение, совпадающее с проходным сечением соответствующего потока.

В результате авторы приходят к следующему соотношению для множителя жидкости:

$$\phi_f^2 = \left[1 + \left(\frac{1}{X^2} \right)^{1/p} \right]^p, \quad (93)$$

где параметр p зависит от типа потока (ll, tt, lt, tl).

Для некоторых режимов Торнер и Уоллис используют неявное выражение для определения множителя жидкости:

$$\phi_f^2 = \left[1 + (\phi_f^2)^{-3/38} \left(\frac{1}{X^2} \right)^{1/2} \right]^{2.375}. \quad (94)$$

Модифицированный метод Торнера-Уоллиса.

Авод и Музычка [30] развили модель Торнера-Уоллиса [29] и привели ее к похожему виду, используя другой физический подход. Вместо разделения двухфазного потока на однофазные потоки, текущие в *разных* трубах, они предположили, что перепад давления двухфазного потока является можно определить как нелинейную суперпозицию однофазных потоков, текущих в *той же самой* трубе.

Далее, вместо подхода Мартинелли с точки зрения четырех режимов потока (ll, tt, lt, tl) с использованием простейших моделей трения они предложили применять модели Черчилля для коэффициента трения в трубах с гладкими и шероховатыми стенками для всех значений чисел Рейнольдса. В этом смысле, предложенная модель является более общей и содержит только один эмпирический параметр, так называемый параметр “смешивания” Черчилля-Усаги [31].

В результате модель принимает следующую форму:

$$\frac{dp}{dx}\Big|_p = \left[\left(\frac{dp}{dx}\Big|_f \right)^q + \left(\frac{dp}{dx}\Big|_g \right)^q \right]^{1/q},$$

или, в терминах множителя ϕ_f^2 (множитель жидкости):

$$\phi_f^2 = \left[1 + \left(\frac{1}{X^2} \right)^q \right]^{1/q}.$$

Рассмотрен обзор методов асимптотического анализа двухфазных потоков, включая классический метод Локкарта-Мартинелли. Эти подходы можно разделить на одно- и двухпараметрические модели. Двухпараметрические модели обладают большей гибкостью при описании конкретных режимов течения, в то время как однопараметрическая модель

Чизхольма, развившая классическую методику Локкарта-Мартинелли, оказалась неспособной предсказать наклон кривой межфазного множителя.

Сравнение с несколькими наборами экспериментальных данных показывает, что двухпараметрическая модель точнее описывает экспериментальные данные и обладает большей предсказательной способностью.

В то же время однопараметрическая модель Авуда и Музыкаки, являющаяся развитием подхода Торнера-Уоллиса, также дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

Можно представить данные по двухфазному потоку как межфазный множитель жидкости в виде

$$\phi_{f,i}^2 = \phi_f^2 - 1 - \frac{1}{X^2}. \quad (95)$$

Выражение (95) представляет собой связь между межфазным и простым множителями жидкости.

11.3.2 Численный эксперимент

Для верификации модели гидравлического сопротивления кода СОКРАТ был составлен простой входной файл в соответствии с нодализацией, представленной на Рис. 39.

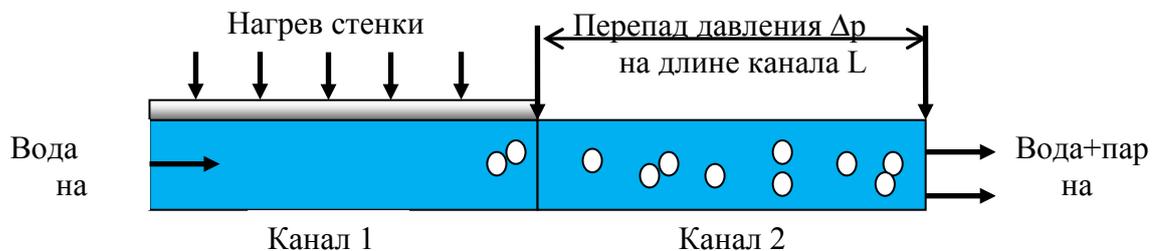


Рис. 39. Схема численного эксперимента

В базовом варианте расчета были использованы геометрические и теплофизические параметры, близкие к параметрам тестов Бартоломея. Массовая скорость воды на входе в канал варьировалась от 400 до 1800 кг/м²с, давление на выходе составляло 4.41·10⁶ Па. Температура воды на входе была 463К, таким образом, на входе в канал 1 поступала недогретая вода. Энерговыделение стенки также соответствовало одному из опытов Бартоломея и приводило к тепловому потоку в теплоноситель 6.75·10⁵ Вт/м². Длина канала 2 бралась равной 1.5 м. Длина канала 1, в котором присутствовал тепловой поток со стенки

трубы, также составляла 1.5 м. Режим течения в канале варьировался от ламинарного до турбулентного.

11.3.3 Результаты моделирования

В Таблица 3 и Таблица 4 представлены расчетные параметры по исследованию перепада давления в двухфазном потоке в горизонтальном канале.

Рис. 40, Рис. 41, Рис. 43 демонстрируют зависимость межфазного множителя пара $\phi_{g,i}$ от параметра Локкарта-Мартинелли.

На Рис. 42 и Рис. 44 показана зависимость множителя пара ϕ_g (см. соотношение (89)) от параметра Локкарта-Мартинелли, полученная в результате численного моделирования по коду СОКРАТ. Численные результаты сравнивались с набором экспериментальных данных по течению двухфазного потока [30].

Межфазный множитель воды $\phi_{f,i}$ в зависимости от параметра Локкарта-Мартинелли представлен на Рис. 45, Рис. 46, Рис. 47.

Из видно, что расчетные данные довольно плохо согласуются с экспериментальными, особенно для ламинарно-ламинарного режима течения.

Таблица 3. Расчетные параметры перепада давления в двухфазном потоке, полученные по коду СОКРАТ (турбулентно-турбулентный режим течения)

α	X	ϕ_f	ϕ_g	$\phi_{f,i}$	$\phi_{g,i}$	Re_f	Re_g
3.4743e-2	133.27	1.0324	137.58	0.25635	34.164	1.9352e5	5.6382e3
0.26490	13.306	1.2843	17.089	0.80241	10.677	1.8714e5	2.0312e4
0.51869	3.5856	1.9256	6.9046	1.6218	5.8152	18188e5	4.9985e4
0.69913	1.2405	2.6657	3.3067	2.3358	2.8975	1.5931e5	8.4704e4
0.95780	6.1832e-2	21.867	1.3521	14.683	0.90790	0.63333e5	1.4595e5
0.98258	1.9125e-2	55.130	1.0543	17.441	0.33356	3.6001e4	1.5079e5

Таблица 4. Расчетные параметры перепада давления в двухфазном потоке, полученные по коду СОКРАТ (ламинарно-ламинарный режим течения)

α	X	ϕ_f	ϕ_g	$\phi_{f,i}$	$\phi_{g,i}$	Re_f	Re_g
0.014637	10.873	1.5762	17.138	1.2149	13.210	1517.4	84.076
0.14219	1.6319	5.7598	9.3995	5.6392	9.2026	789.89	22.123
0.18196	0.79395	9.3421	7.4172	9.2027	7.3065	648.14	2542.9
0.19722	0.61652	11.425	7.0438	11.265	6.9451	454.94	2855.4

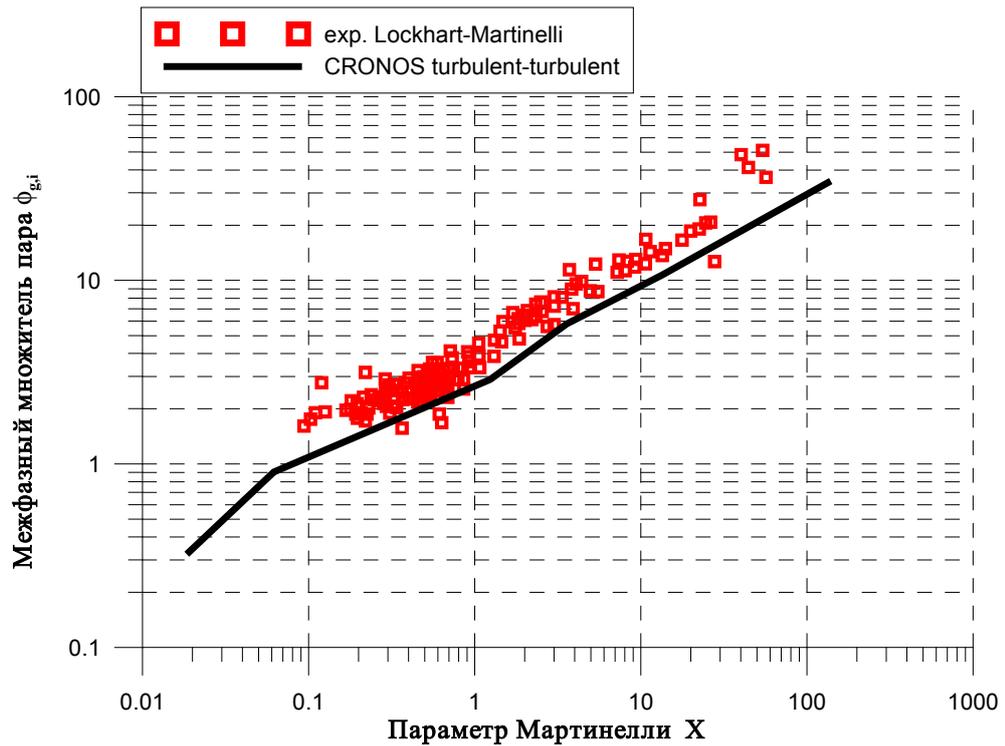


Рис. 40. Зависимость межфазного множителя пара $\Phi_{g,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [30]

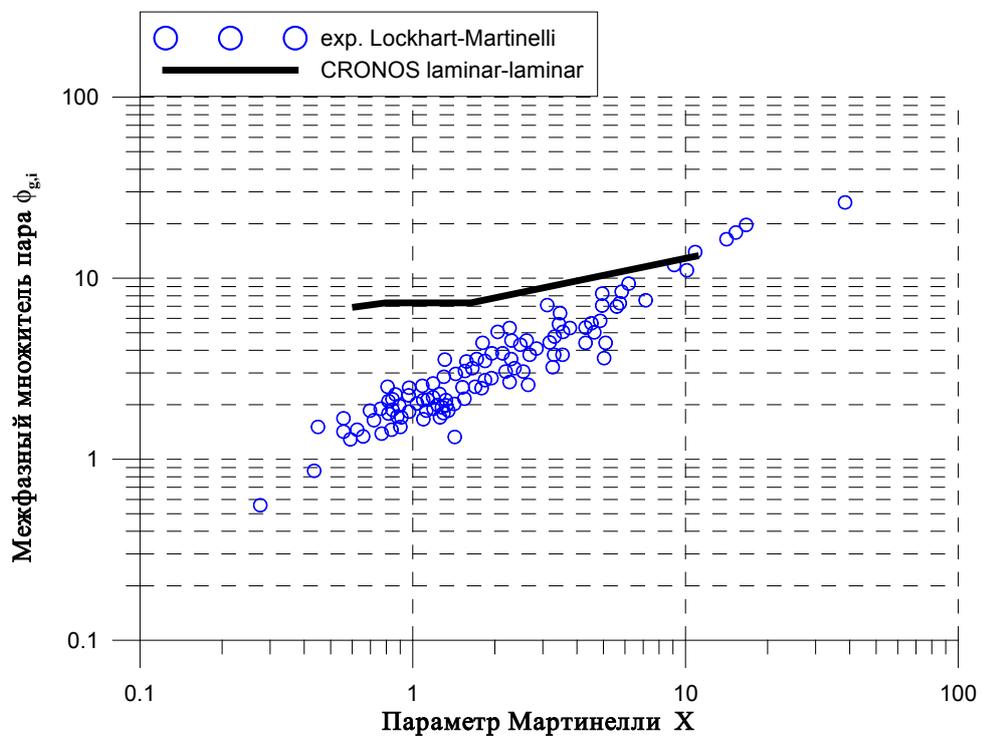


Рис. 41. Зависимость межфазного множителя пара $\Phi_{g,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [30]

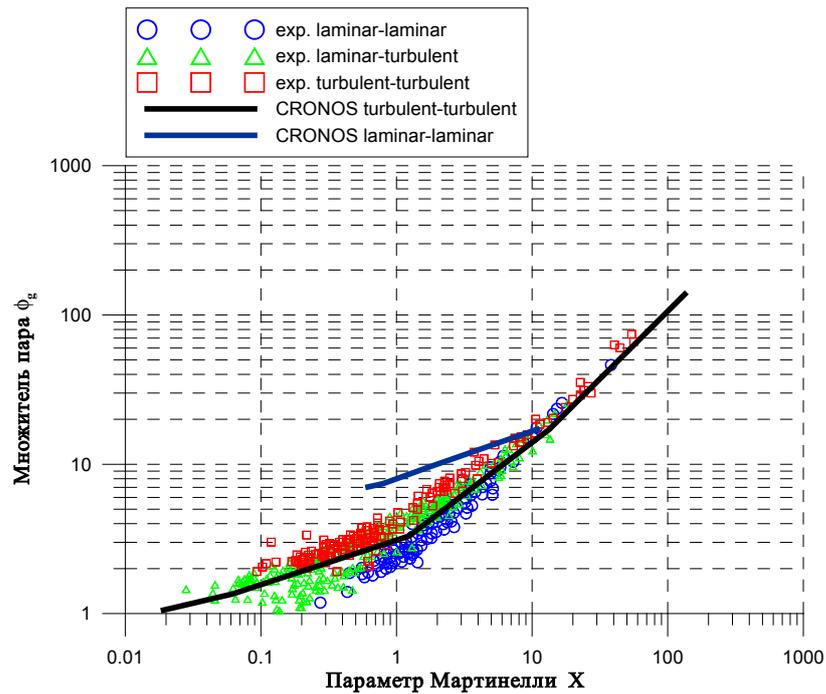


Рис. 42. Зависимость множителя пара ϕ_g от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [30]

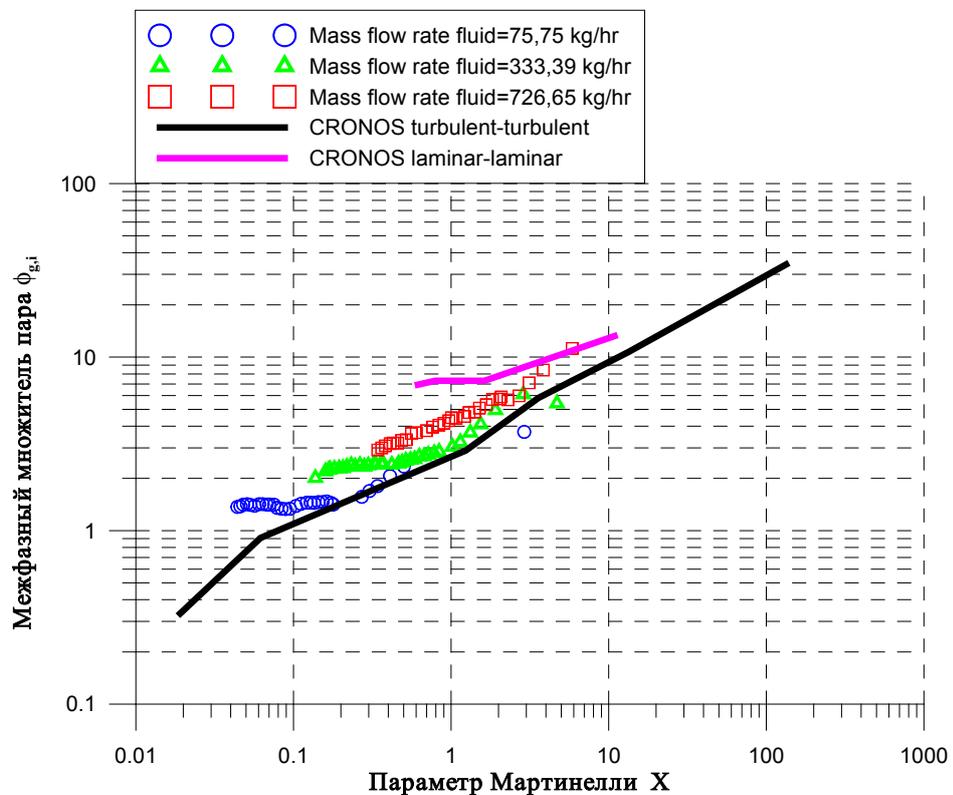


Рис. 43. Зависимость межфазного множителя пара $\phi_{g,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [32]

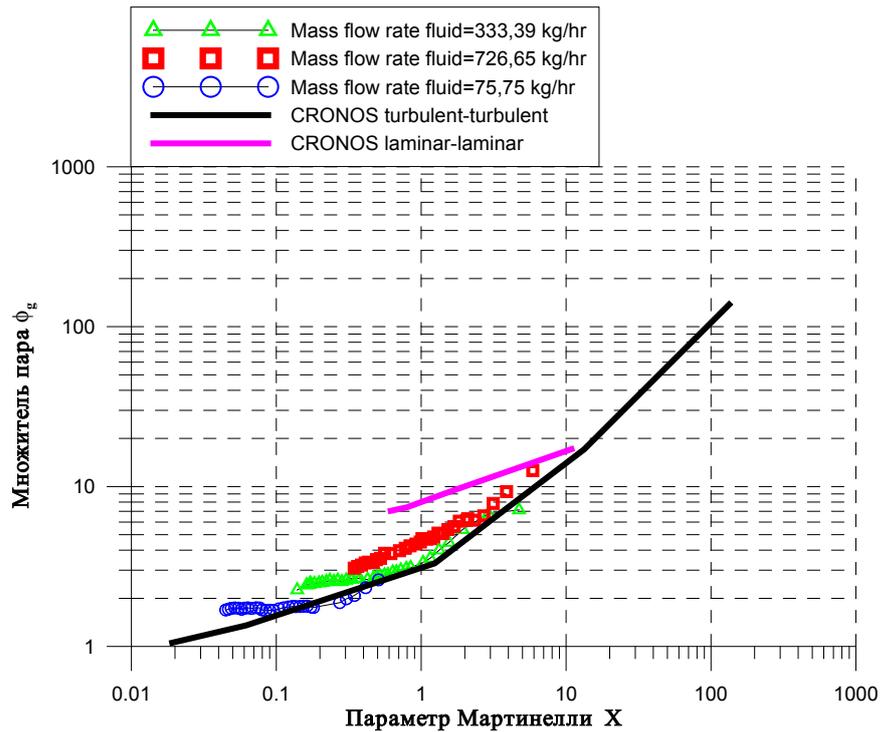


Рис. 44. Зависимость множителя пара ϕ_g от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [32]

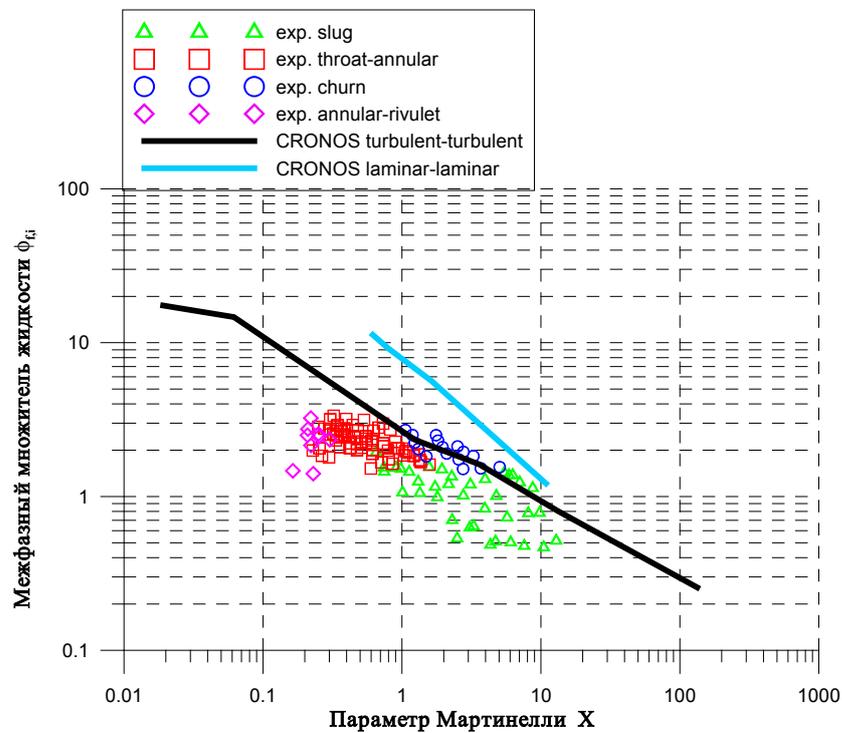


Рис. 45. Зависимость межфазного множителя жидкости $\phi_{f,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [32]

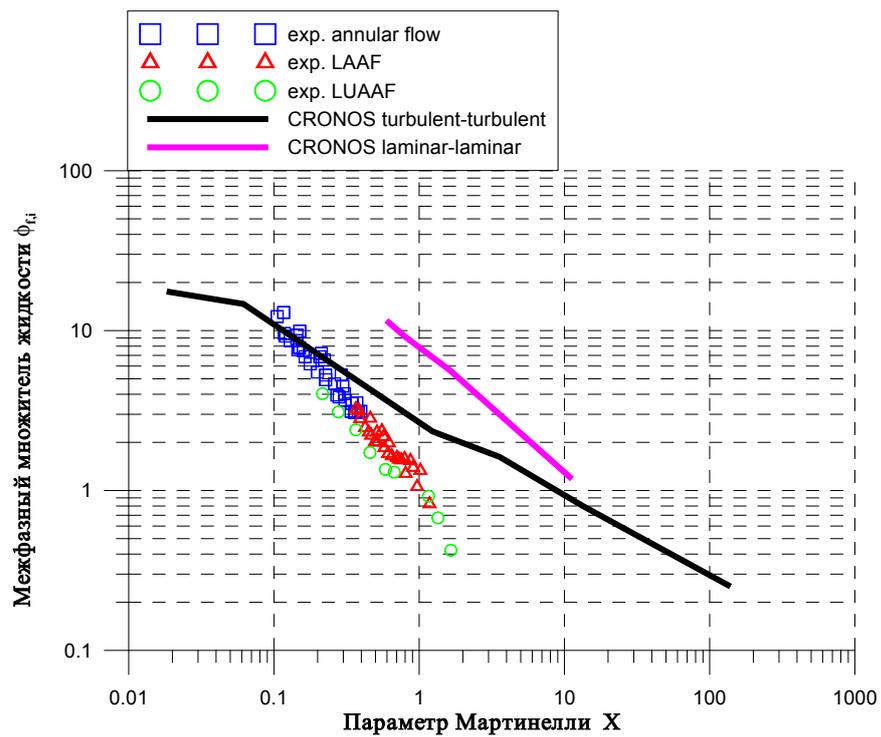


Рис. 46. Зависимость межфазного множителя жидкости $\phi_{f,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [33]

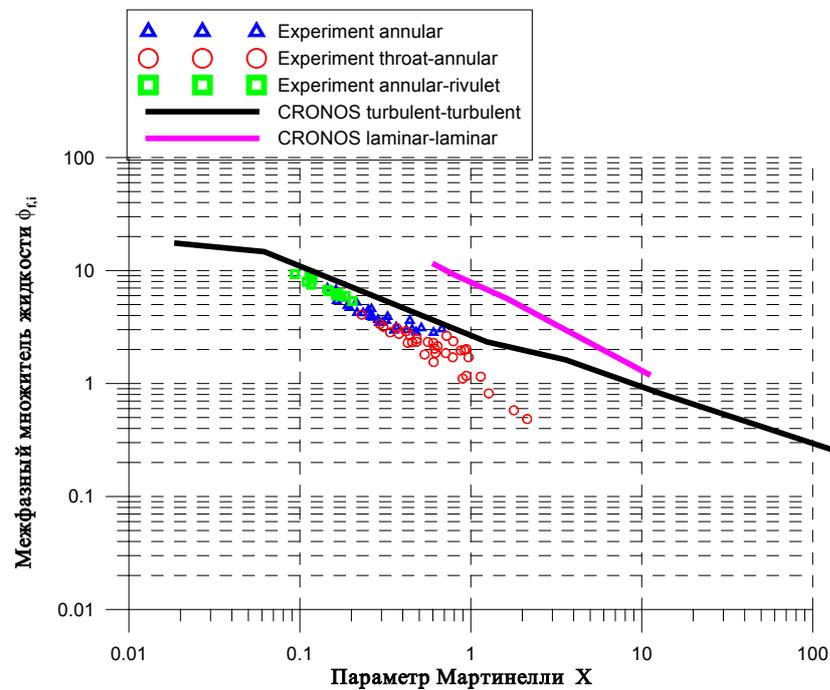


Рис. 47. Зависимость межфазного множителя жидкости $\phi_{f,i}$ от параметра Мартинелли X в сравнении с базой экспериментальных данных [34]

11.3.4 Выводы

Численное моделирование двухфазного течения теплоносителя в канале по коду СОКРАТ показало удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для всех значений параметра Локкарта-Мартинелли (турбулентно-турбулентный режим) и плохое согласие с результатами экспериментов для малых скоростей (ламинарно-ламинарный режим).

Таким образом, степень адекватности (точности) описания варьируется между “разумное согласие” (tt) и “минимальное согласие” (ll).

11.1 «Захлёбывание» в вертикальной трубе

11.1.1 Описание эксперимента

При верхнем заливе просачивание воды в сборку затруднено благодаря наличию пара, поднимающегося вверх по сборке. При достижении определённого массового расхода пара, называемого критическим расходом при захлёбывании, должно наблюдаться возникновение так называемого режима захлёбывания, когда потоки становятся неустойчивыми, на поверхности формируются волны большой длины, возрастает перепад давления и вода начинает перемещаться вверх.

Этот процесс, получивший название явление захлёбывания (CCFL), количественно описывается корреляцией Уоллиса следующего типа [29]:

$$j_g^{*1/2} + mj_f^{*1/2} = C,$$

где j_g^* – безразмерный поток пара; j_f^* – безразмерный поток воды; C – константа, определяющая точку полного захлёбывания (величину j_g^* , когда $j_f^* = 0$); m – наклон кривой захлёбывания.

Таким образом, кривая захлёбывания в осях безразмерных потоков имеет следующий классический вид (Рис. 48).

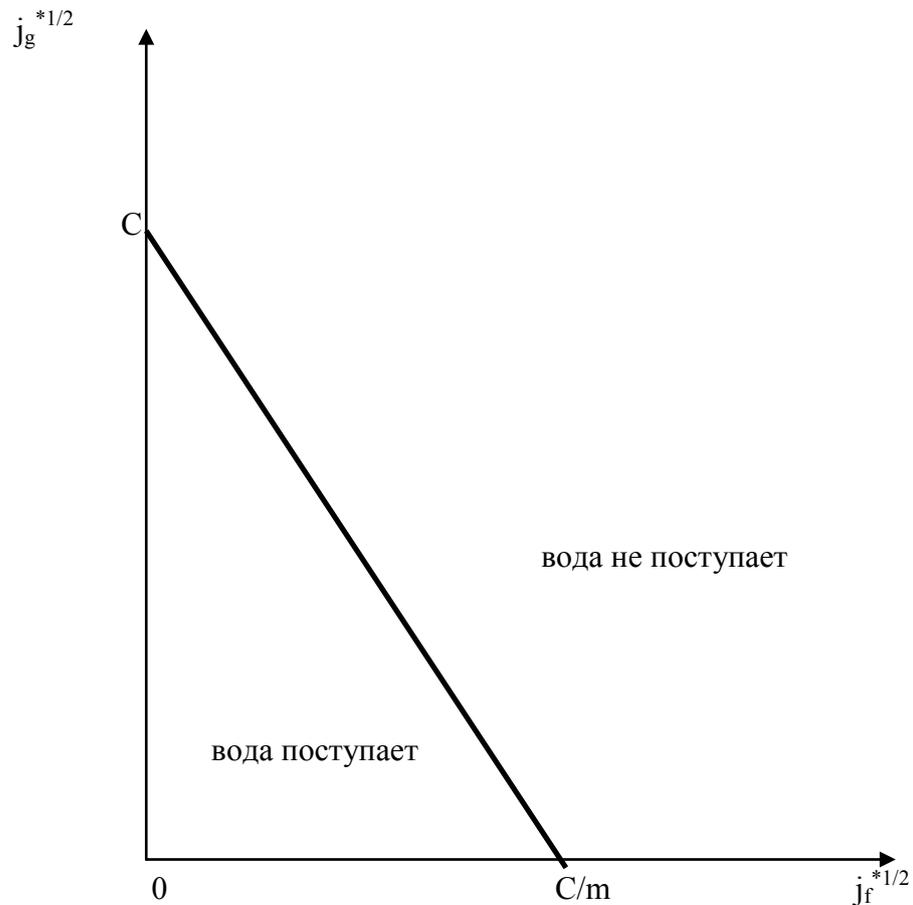


Рис. 48. Кривая захлебывания

Общее корреляционное соотношение для критического теплового потока при захлебывании, описывающее большинство полученных результатов в этой области, записывается в следующем виде:

$$q_{CHF} = \frac{C^2 B^{1/2}}{4} \rho_g h_{fg} \left[\frac{g(\rho_f - \rho_g)}{\rho_g} \right] \frac{b}{L(1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4})^2},$$

где b – толщина канала, L – его длина, ρ_f и ρ_g – плотности воды и пара, соответственно, h_{fg} – удельная теплота парообразования, $C=0,7-1,0$ – константа, $B = b^{1-\beta} \alpha^\beta$, $\alpha = \sqrt{\sigma / (g(\rho_f - \rho_g))}$ – капиллярная постоянная, σ – коэффициент поверхностного натяжения, g – ускорение свободного падения, $0 < \beta < 1$ – эмпирическая константа. Для большинства полученных результатов параметр β равен нулю, так что критический тепловой поток ведет себя пропорционально $b^{3/2}$.

Для проверки точности описания кодом СОКРАТ явления «захлебывания», использовались экспериментальные данные из работы [35].

Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 49. Экспериментальный канал 2 (труба длиной 1,028 м и диаметром 0,04 м) располагался между электрообогреваемым парогенерирующим каналом 1 (труба диаметром 0,08 м) и подъёмным участком 3. Пар из парогенерирующего участка поступал в экспериментальный канал, навстречу потоку воды из подъёмного участка. На установке обеспечивалось постоянство давления в рабочем участке степенью открытия вентиля 5, который регулировал расход пара через конденсатор 4.

Взаимосвязь противоточных расходов пара и воды в экспериментах в работе [35] обобщена зависимостью:

$$U_f^* + 0,8U_g^* = 1,08,$$

где:

$$U_k^* = \frac{K_k^{0,5}}{Bo^{0,125} (\rho_g / \rho_f)^{0,05}},$$

$$K_k = \alpha_k V_k \left[\frac{\rho_k^2}{\sigma g (\rho_f - \rho_g)} \right]^{0,25},$$

$$Bo = D \left[\frac{g (\rho_f - \rho_g)}{\sigma} \right]^{0,5}.$$

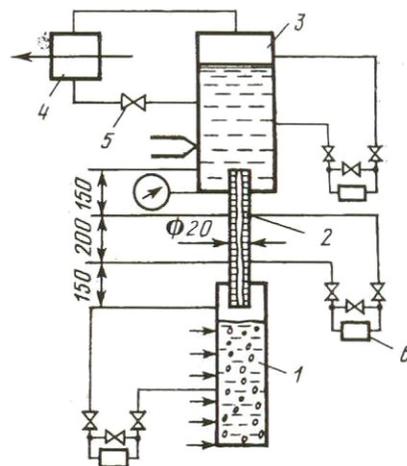


Рис. 49. Схема экспериментальной установки

11.1.2 Начальные и граничные условия

Давление в системе составляло 1 МПа. Вода и пар подавались в систему при температуре насыщения. Расход пара плавно возрастал со временем с фиксацией постоянных расходов на интервале времени достаточном для установления постоянного расхода воды. На границе канала, входящего в нижнюю камеру 1, задавалось граничное условие «ввод теплоносителя с заданным расходом», моделирующее поступление пара в систему. Аналогичное граничное условие использовалось для моделирования поступления воды в верхний участок 3.

11.1.3 Нодализация схема

Схема расчётной модели представлена на Рис. 50. Использовалось 6 теплогидравлических расчётных ячеек по высоте.

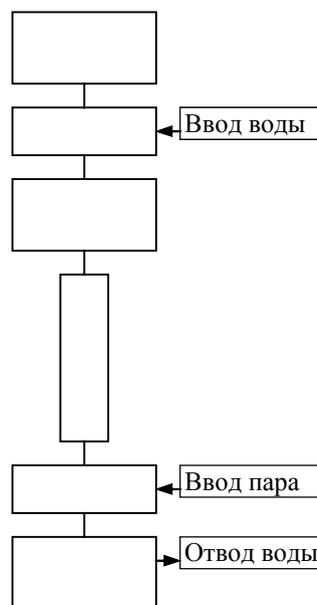


Рис. 50. Нодализация схема

11.1.4 Результаты расчётов

На Рис. 51 расчётные данные сравниваются с экспериментальной зависимостью $U_f^* + 0,8U_g^* = 1,08$. Видно, что СОКРАТ завышает противоточный расход воды по сравнению с экспериментальными данными. По данным [35] моделирование захлёбывания в кодах TRAC и RELAP также приводит к завышению расхода воды и это связано с

заниженным трением о стенку. Модель трения о стенку СОКРАТ близка к модели RELAP. По-видимому, завышение расхода воды в расчётах по СОКРАТ также связано с недостатком модели трения о стенку при большом паросодержании.

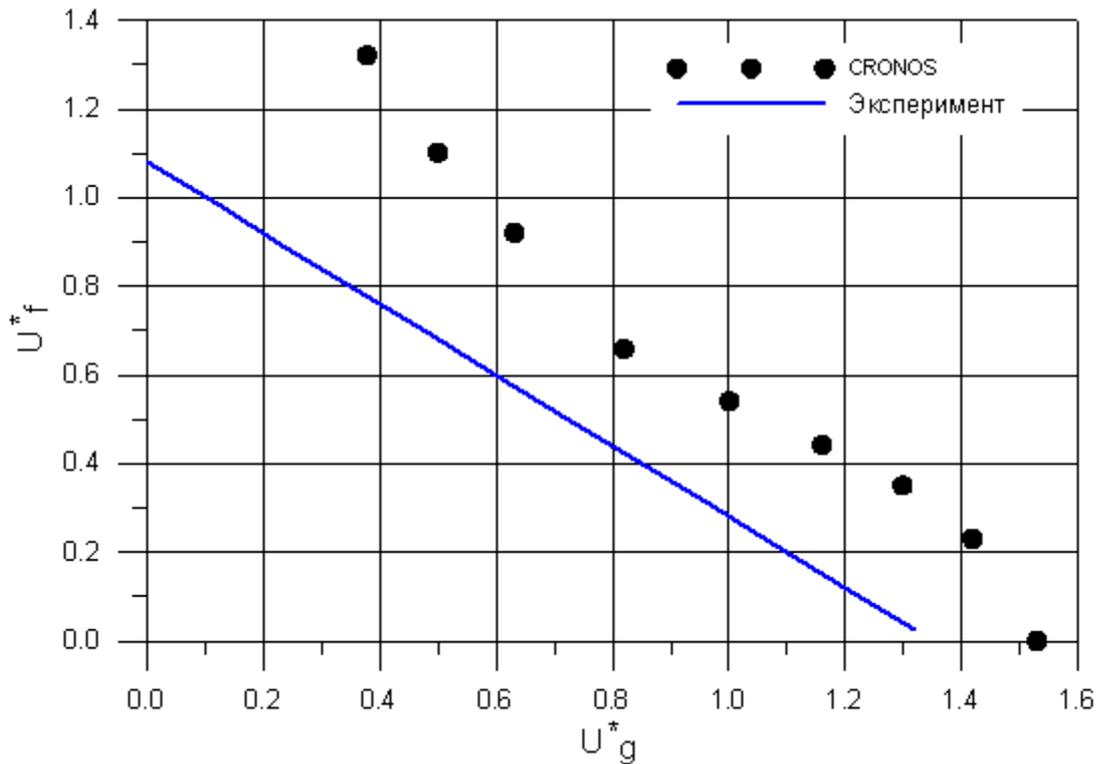


Рис. 51. Сравнение расчётных и экспериментальных зависимостей

11.1.5 Выводы

Проведено моделирование режима «захлёбывания» при противоточном течении (CCFL) по коду СОКРАТ. Код несколько завышает экспериментальную кривую Уоллиса в фазовой плоскости безразмерных скоростей жидкости и газа.

11.1 Исследование явления «захлёбывания» в экспериментах UPTF

При аварии с потерей теплоносителя вода САОЗ поступает в АЗ со стороны холодной и горячей нитки. В это же время в АЗ образуется большое количество пара, который стремится по направлению к месту течи. Охлаждающая вода, поступившая в холодную нитку и пар встречаются в опускном участке, причем пар движется вверх навстречу воде,

стремящейся в НКС (Рис. 52). Возможна другая ситуация, когда вода из компенсатора давления движется по направлению к корпусу реактора, а навстречу идет пар из АЗ.

Таким образом, возникает ситуация противоточного течения жидкости и пара. При определенном соотношении между массовыми расходами воды и пара наступает явление “захлебывания”, т.е. вода не может двигаться вниз вследствие силы сопротивления поднимающегося пара. Исследованию этого явления посвящены эксперименты на установке UPTF (Рис. 53), где был получен значительный объем экспериментальных данных [36].

11.1.1 Описание явления

Явление ограничения потока жидкости при встречном движении потока газа в вертикальных каналах (CCFL – counter-current flow limitation), широко известное как “захлебывание” (Рис. 54), встречается в каналах различной формы, таких как круглые трубы, прямоугольные каналы, кольцевые каналы, образованные двумя коаксиальными цилиндрами и т.д.

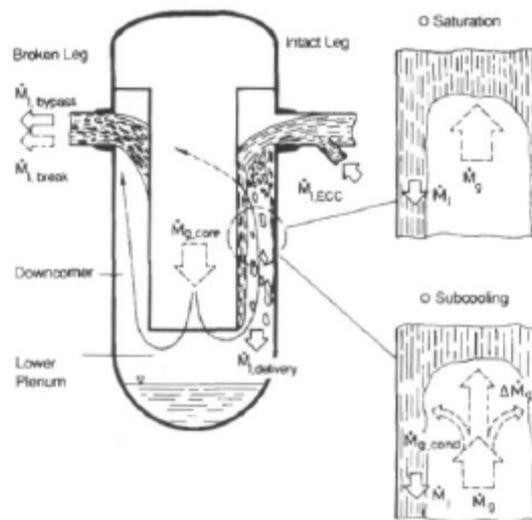


Рис. 52. Противоточное течение в опускающем участке

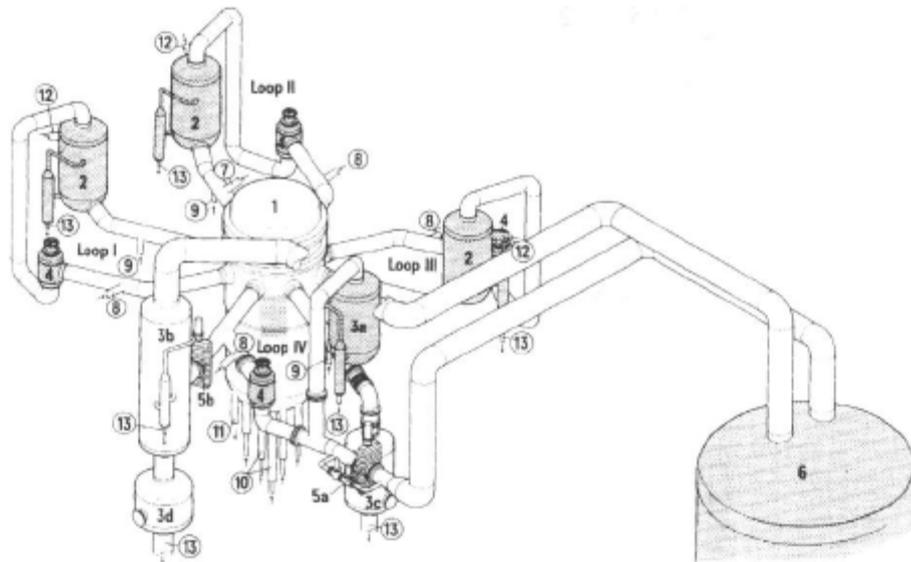


Рис. 53. Вид первого контура экспериментальной установки UPTF (Upper Plenum Test Facility)

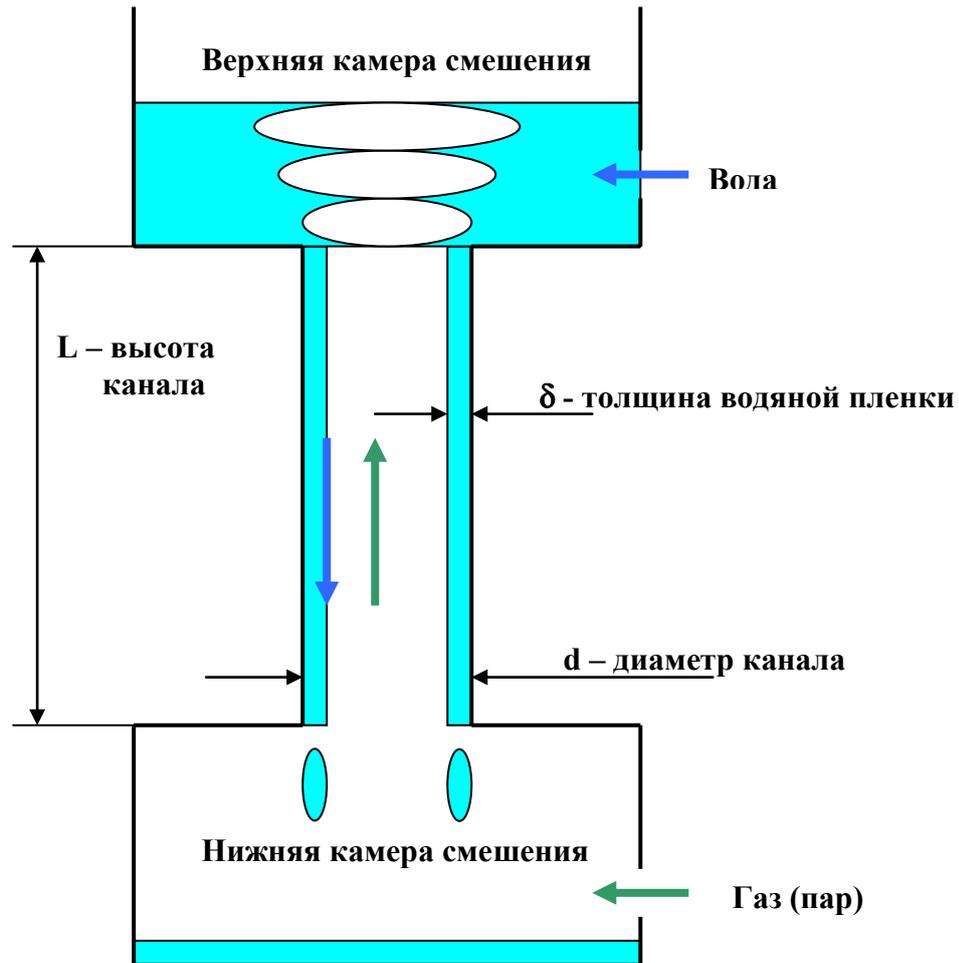


Рис. 54. Противоточное движение воды и пара при “захлебывании”

Для анализа экспериментальных данных обычно оперируют обобщенной корреляцией Уоллиса [29], которую применяют, в частности, авторы работ [37, 38]

$$j_g^{*1/2} + m j_f^{*1/2} = C,$$

где j_g^* - безразмерная скорость потока пара; j_f^* - безразмерная скорость потока воды; C - константа, определяющая точку полного захлебывания (величину, квадрат которой равен j_g^* , когда $j_f^* = 0$); m - наклон кривой захлебывания.

Безразмерные скорости j_g^*, j_f^* в вышеприведенном соотношении связаны с линейными скоростями фаз в канале j_g, j_f , определенными из предположения, что фаза занимает все сечение канала (superficial velocity), следующими соотношениями:

$$j_g^* = j_g \frac{1}{(gd)^{1/2}} \left[\frac{\rho_g}{\rho_f - \rho_g} \right]^{1/2},$$

$$j_f^* = j_f \frac{1}{(gd)^{1/2}} \left[\frac{\rho_f}{\rho_f - \rho_g} \right]^{1/2},$$

где d - характерный размер, в случае трубы кругового сечения – диаметр; ρ_g, ρ_f - плотности жидкой и газовой фаз; g - ускорение свободного падения.

Таким образом, кривая захлебывания в осях безразмерных потоков имеет следующий классический вид (Рис. 55). Область внутри треугольника, образованного осями и линией, соответствующей корреляции Уоллиса, соответствует случаю, когда вода проникает в канал. Напротив, если параметры находятся вне этой области, залив невозможен.

Как было получено на установке UPTF, наилучшее соответствие с экспериментальными данными обнаруживается, если в вышеприведенной корреляции положить $m \cong 1$, $C \cong 0,644$.

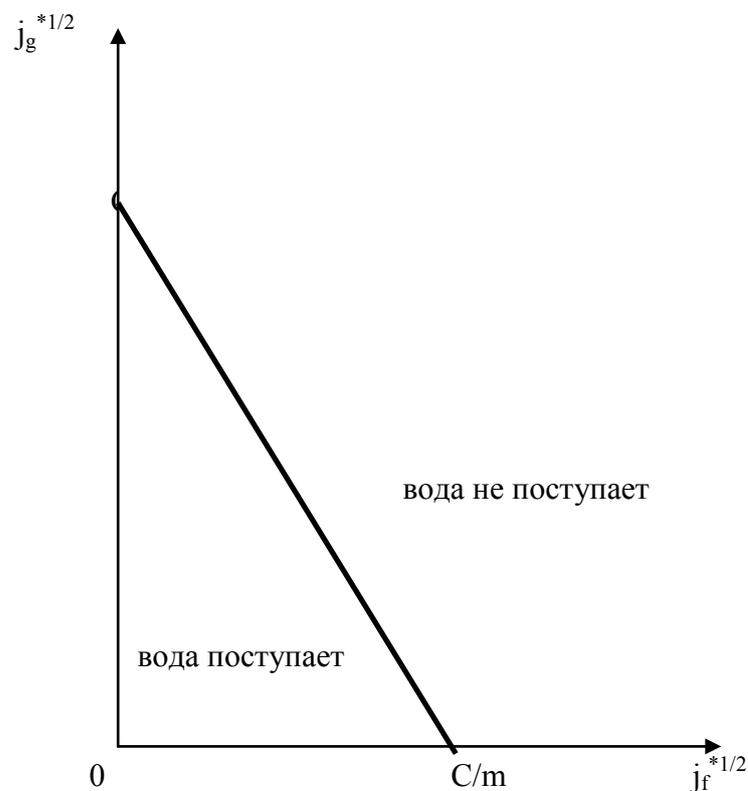


Рис. 55. Кривая “захлебывания” (Уоллис)

11.1.2 Экспериментальная установка

Основной целью экспериментальной программы UPTF является исследование трехмерного теплогидравлического поведения теплоносителя в масштабе 1:1 в корпусе реактора и первом контуре на стадиях истечения теплоносителя, заполнения НКС и повторного залива в ходе постулируемого сценария аварии с потерей теплоносителя на реакторе с водой под давлением (PWR).

Экспериментальная программа UPTF выполнялась в рамках соглашения по исследованиям и техническому обмену между Комиссией по ядерному регулированию US NRC (США), Институтом исследований по атомной энергии JAERI (Япония) и Федеральным министерством исследований и технологий BMFT (ФРГ).

Экспериментальная установка UPTF представляет собой полномасштабную модель четырехпетлевого реактора с водой под давлением мощностью 1300 МВт (эл.). Установка включает в себя корпус реактора, опускной участок, нижнюю камеру смешения и имитатор петли первого контура с моделью парогенератора. Для моделирования связи с контейнментом используется также модель контейнмента.

11.1.3 Описание эксперимента

Противоточное течение в горячей нитке (ГН) моделировалось посредством вентиляции пара из первого контура через ГН поврежденной петли установки UPTF в имитатор контейнмента вниз по течению от водяного сепаратора. Одновременно, поток воды при температуре насыщения инжектировался во входную камеру сепаратора (Рис. 56).

Эксперимент состоял из серии тестов с различными параметрами потоков для получения кривых противоточного течения при двух значениях давления: 0,3 и 1,5 МПа. В приведены значения массовых расходов воды и пара.

Рост уровня воды в НКС корпуса установки использовался для расчета среднего массового расхода воды посредством применения калибровочной кривой объем-уровень для НКС. Массовый расход восходящего потока воды также вычислялся посредством измерения уровня воды в водяном сепараторе на основе калибровочной кривой объем-уровень для сепаратора. Для контроля подводился интегральный массовый баланс теплоносителя в системе с учетом воды в НКС и водяном сепараторе.

Инжекция насыщенной воды во входную камеру водяного сепаратора ГН поврежденной петли начиналась до подачи пара в имитатор АЗ (способ подачи – сначала вода, затем пар).

Подача воды в нижнюю часть ГН до начала подачи пара четко регистрировалась расходомером.

После начала подачи пара масса воды, аккумулированная в ГН поврежденной петли и во входной камере водяного сепаратора, начинает возрастать, если присутствует достаточно большой массовый расход пара. Это поведение является типичным для .

После установления массовые расходы воды и пара поддерживались приблизительно постоянными в течение периода времени, равного или превышающего 200 с, до тех пор пока не наблюдалось обратное течение воды. В случае если обратный поток воды не наблюдался, подача воды и пара останавливались, когда уровень воды в сепараторе достигал верхней кромки.

Средний массовый расход воды измерялся в периоды времени, когда скорости инъекции были постоянными, а масса воды, аккумулированная в ГН поврежденной петли и входной камере водяного сепаратора, достигала квазистационарного максимального значения (по показаниям дифференциальных датчиков давления JEC 04 CP009 и JEC 04 CL001, а также по показаниям расходометра.

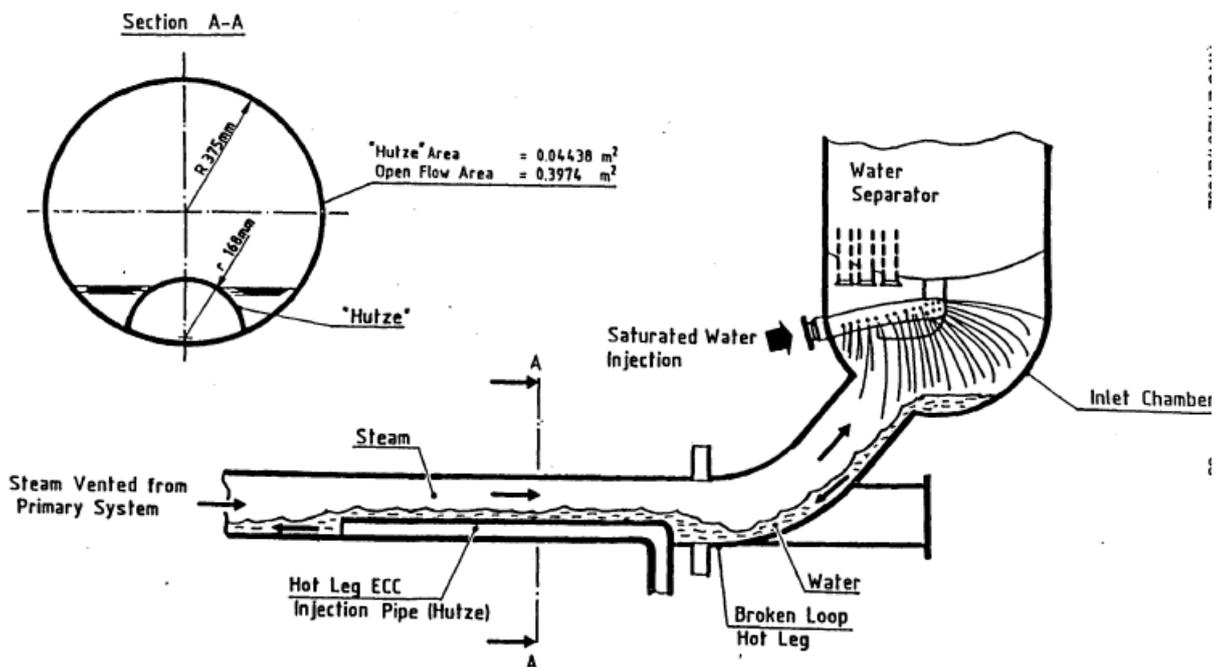


Рис. 56. Противоточное течение в горячей нитке UPTF

11.1.4 Начальные и граничные условия

В начале расчета система заполнена чистым паром, также как и в эксперименте. При описании задачи задействовано три граничных условия (массовый расход пара, массовый

расход воды и истечение в среду с заданным давлением). Давление в установке составляло 3 и 15 бар для экспериментов этой серии.

11.1.5 Нодализационная схема

Нодализация экспериментальной установки, разработанная для проведения расчетов по коду СОКРАТ, показана на Рис. 57. Геометрические параметры наиболее важных для рассматриваемого явления каналов (длины, объемы, углы наклона) в точности соответствовали параметрам установки.

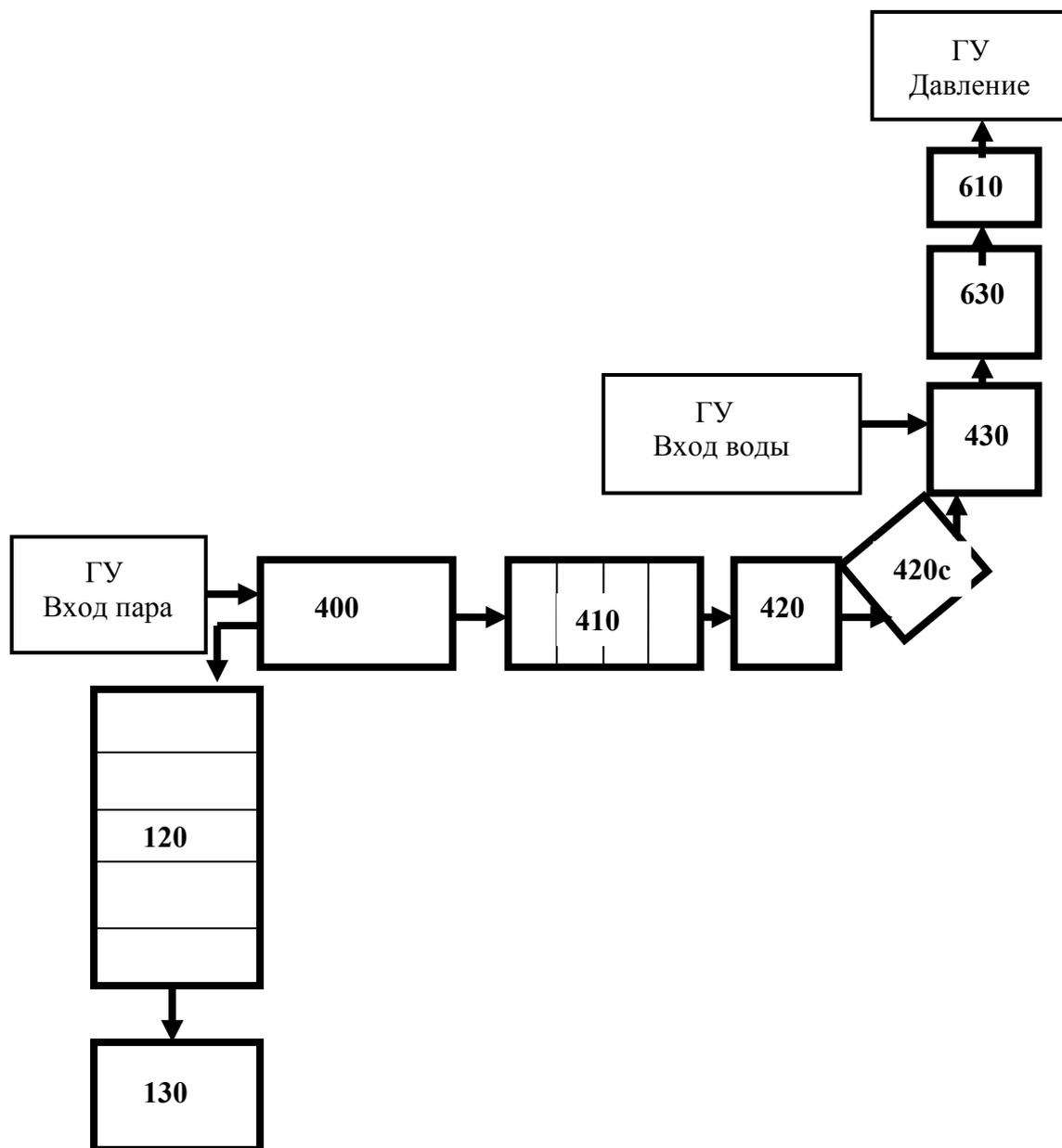


Рис. 57. Нодализационная схема установки UPTF

11.1.6 Результаты расчетов

В начале коснемся процедуры расчетов, потому что как сами эксперименты, так и их расчеты достаточно сложны и обладают некоторыми особенностями, специфическими именно для данного исследуемого явления “захлебывания”.

Также как и в экспериментальной процедуре, каждый расчет начинался с этапа установления потока воды, после которого течение воды вниз по каналам выходило на стационарное состояние. Изначально в расчетах установка была заполнена чистым паром.

Выход на тестовое значение массового расхода воды осуществлялся в два этапа, в точности так же, как и в эксперименте. Например, для теста UPTF11 N37 на 12-й секунде за временной интервал 0,5 с массовый расход воды в расчете увеличивался от 0 до 9,8 кг/с. Затем, через 45 с после начала расчета за интервал 5 с массовый расход пара подрастал от 0 до 8,3 кг/с. На 150-й секунде массовый расход воды выводился в течение 50 секунд на значение 29,4 кг/с и больше не менялся до конца расчета. Массовый расход пара ступенчато возрастал каждый 50 секунд расчета до тех пор, пока в расчете не наблюдался полный унос поступающей воды вверх.

В ходе проведения тестовых расчетов обнаружилось, что по мере приближения к порогу “захлебывания” и после его наступления (т.е. когда массовый расход пара становится больше некоторого значения) в системе резко увеличиваются осцилляции массового расхода воды и в меньшей степени пара. В частности, обратный массовый расход воды испытывает настолько значительные осцилляции, что нельзя определить его установившееся значение.

В результате наиболее эффективной методикой численного определения наступления явления “захлебывания” оказалось исследование интегрального массового расхода воды (т.е. интеграл по времени от массового расхода воды). Таким образом, порог “захлебывания” определялся в момент, когда интегральный массовый расход воды в канале 420с выходил на постоянное значение, что означало факт непоступления воды вниз.

Результаты расчетного исследования в сравнении с экспериментальными данными представлены на Рис. 58. Видно, что код довольно плохо оценивает порог “захлебывания”, значительно переоценивая массовый расход пара, требуемый для достижения этого явления.

Подобное расхождение между расчетом и экспериментом обнаруживается также на графике безразмерных скоростей воды и пара (Рис. 59). В качестве экспериментальной кривой здесь приведена обобщенная корреляция Уоллиса с параметрами $m \cong 1$, $C \cong 0,644$, обеспечивающая наилучшее согласие для обоих давлений 3 и 15 бар.

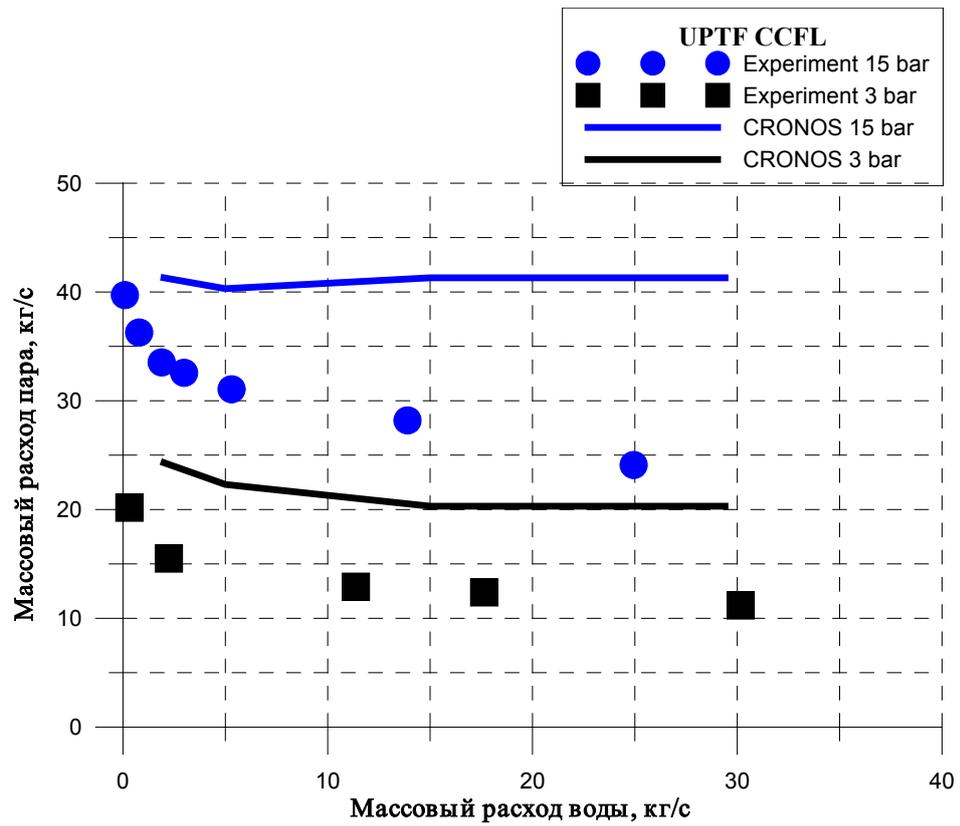


Рис. 58. Серия тестов UPTF N 11: Соотношение между массовыми расходами воды и пара при “захлебывании” для давлений 3 и 15 бар

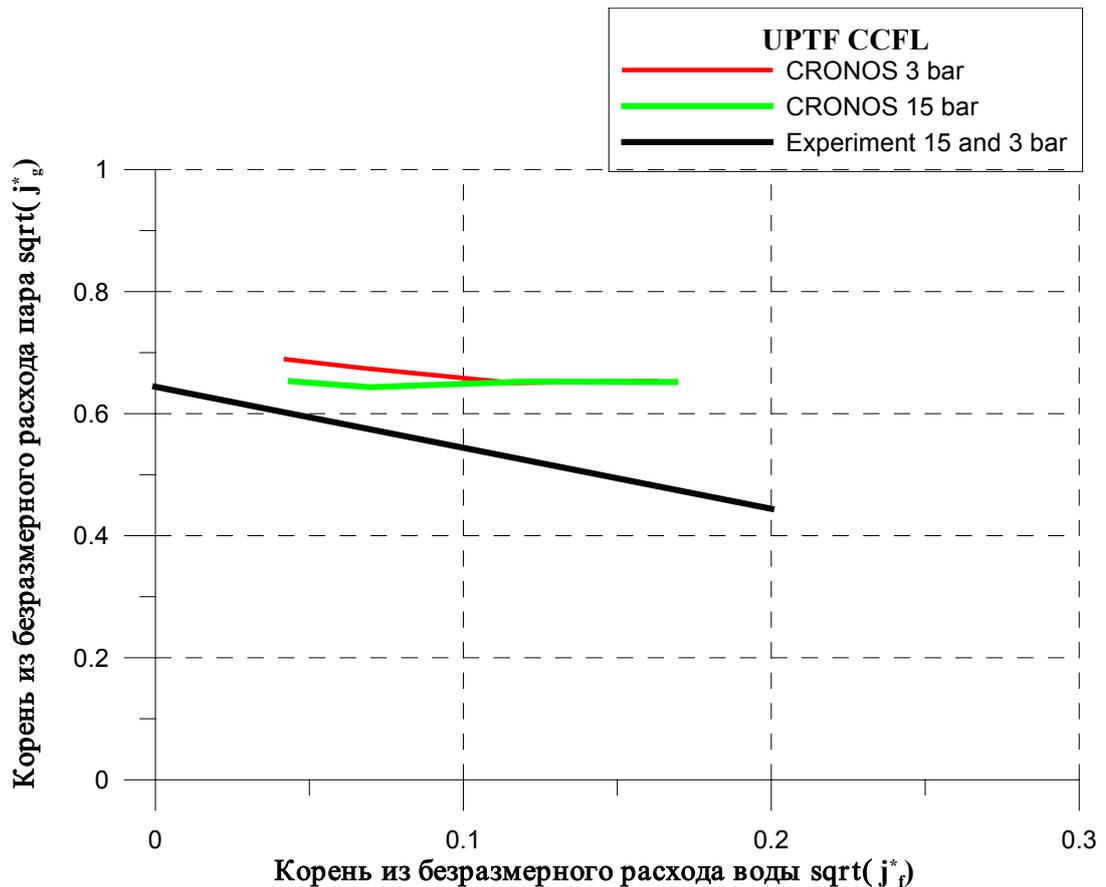


Рис. 59. Серия тестов UPTF N 11: Соотношение между безразмерными скоростями воды и пара при “захлебывании” для давлений 3 и 15 бар

11.1.7 Выводы

В представленных тестах изучалось явление “захлебывания”, т.е. ограничение массового расхода воды в канале, поступающей сверху, при движении пара снизу. Код СОКРАТ обнаружил чрезвычайно сильные осцилляции расхода воды в непосредственной близости и после прохождения точки “захлебывания”, что, в частности, делает практически невозможным определение обратного массового расхода воды (reflux). Массовый расход пара, требуемый для возникновения явления “захлебывания”, в коде СОКРАТ завышается в среднем на 50–80 процентов. Это свидетельствует о занижении межфазного трения в коде СОКРАТ.

Кроме того, с целью получения реалистичных значений массовых расходов воды и пара и достижения устойчивости счета при явлении “захлебывания” требуется адекватное внедрение в код СОКРАТ специальной модели “захлебывания”.

Оценкой степени достоверности для этого эксперимента с учетом вышеперечисленных факторов является “минимальное согласие”.

12. Моделирование генерации водорода при аварии с потерей теплоносителя в бассейне выдержки (БВ) отработанного топлива

В ходе постулируемой аварии с потерей теплоносителя в бассейне выдержки (БВ) отработанного топлива атомного реактора (Рис. 60) может выделиться большое количество водорода в результате химических реакций циркония и стали с атмосферой контайнмента, состоящей из водяного пара, кислорода и азота. Чрезвычайно взрывоопасная смесь водорода и кислорода может угрожать целостности контайнмента. Кроме того, нагрев тепловыделяющих сборок (ТВС) в БВ может привести к их разрушению, плавлению и выходу радиоактивных продуктов деления (РПД) в атмосферу контайнмента и, после потери его герметичности, в окружающую среду.

В общем случае, аварию с потерей теплоносителя в БВ можно разделить на три характерные фазы:

- нагрев воды БВ до температуры кипения;
- постепенное падения уровня воды до верха обогреваемой части ТВС;
- тяжелоаварийная фаза с нагревом ТВС, их окислением, разрушением и перемещением массы на нижние уровни.

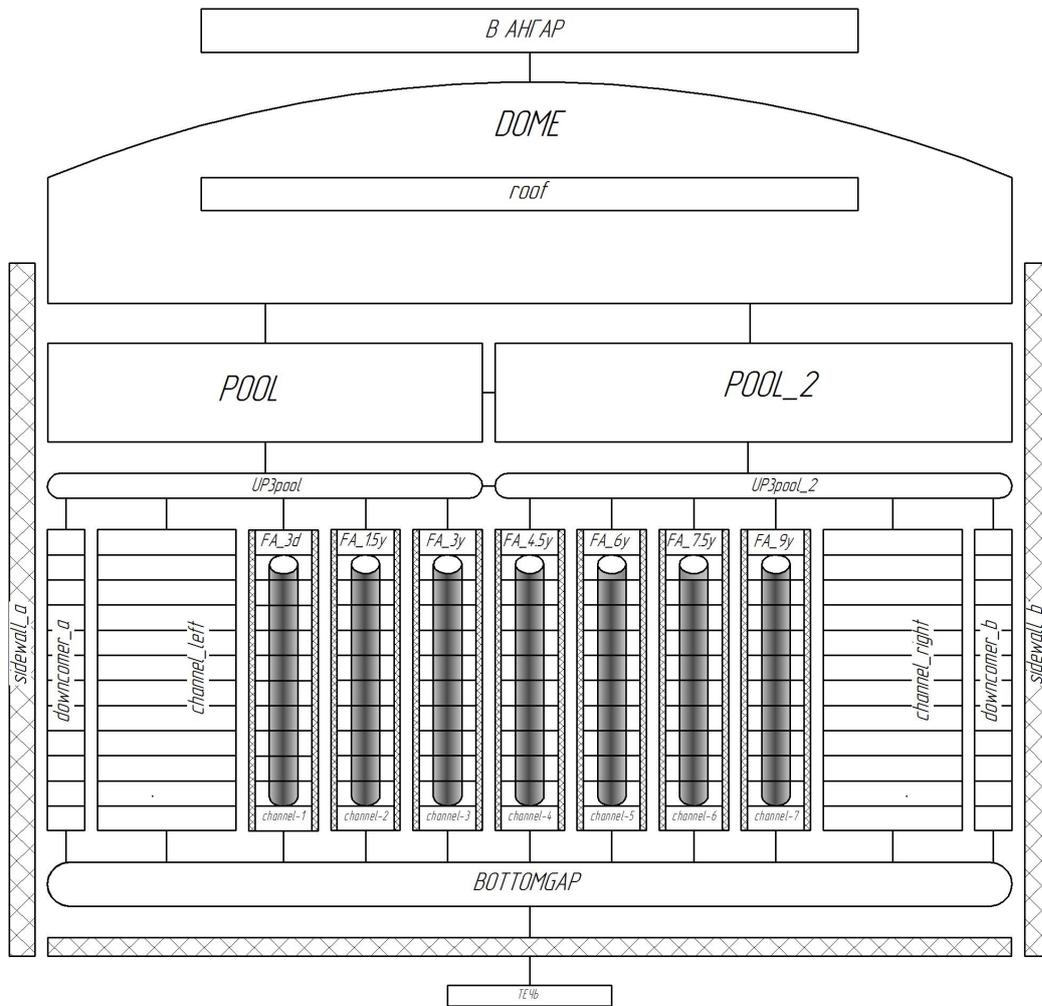


Рис. 60. Нодализация схема бассейна выдержки АЭС с ВВЭР

Для анализа осушения БВ разработаем теплогидравлическую модель выкипания воды и одновременной потери в течь внизу БВ. Введем обозначения:

M_0 – начальная масса воды в БВ

M – текущая масса воды в БВ

T_0 – начальная температура воды в БВ

T_1 – температура кипения

N – мощность всех ТВС

G – постоянный массовый расход в течь

c – удельная теплоемкость воды

t_1 – время до начала кипения

t_2 – время от начала кипения до начала оголения ТВС

$t_1+t_2=t_{ref}$ – отчетное время (3 суток)

r –удельная теплота парообразования

ρ_0 – начальная плотность воды (при температуре T_0)

ρ_1 – плотность воды при температуре T_1

H_0 – начальный уровень воды в бассейне

H – текущий уровень воды в бассейне

H_{TVS} – верхний уровень ТВС

S –площадь проходного сечения БВ

На первой фазе

$$c(M_0 - Gt) \frac{dT}{dt} = N \quad (96)$$

$$c \int_{T_0}^{T_1} dT = N \int_0^{t_1} \frac{dt}{M_0 - Gt}$$

$$\Delta T = T_1 - T_0 = \frac{N}{Gc} \ln \frac{M_0}{M_0 - Gt_1} \quad (97)$$

$$t_1 = \frac{M_0}{G} \left(1 - e^{-\frac{\Delta T G c}{N}} \right)$$

- время момента начала кипения воды в БВ.

Уровень воды в БВ в момент t_1 равен (с учетом теплового расширения столба воды)

$$H_1 = 1,035 \cdot \left(H_0 - \frac{Gt_1}{\rho_1 S} \right) \quad (98)$$

Если окажется, что $H_1 \leq H_0$, то фазы 2 (выкипание плюс слив) не будет вообще.

Рассмотрим фазу 2.

$$\frac{dM}{dt} = \rho_1 S \frac{dH}{dt} = -\frac{N}{r} - G \quad (99)$$

$$H_1 - H_{TVS} = \left(\frac{N}{r} + G \right) \frac{t_2}{\rho_1 S} \quad (100)$$

$$t_2 = \rho_1 S \frac{(H_1 - H_{TVS})}{\left(\frac{N}{r} + G\right)}$$

Итак, необходимо решать уравнение

$$\frac{M_0}{G} \left(1 - e^{-\frac{\Delta TGc}{N}}\right) + \rho_1 S \frac{\left[1,035 \cdot \left(H_0 - \frac{M_0}{\rho_1 S} \left(1 - e^{-\frac{\Delta TGc}{N}}\right)\right) - H_{TVS}\right]}{\left(\frac{N}{r} + G\right)} = t_{ref} \quad (101)$$

Есть возможность разложить экспоненту, так как показатель $\frac{\Delta TGc}{N} \ll 1$

Тогда

$$1 - e^{-\frac{\Delta TGc}{N}} \cong \frac{\Delta TGc}{N} \quad (102)$$

и, окончательно, решаем следующее уравнение относительно G:

$$M_0 \frac{\Delta Tc}{N} + \rho_1 S \frac{\left[1,035 \cdot \left(H_0 - \frac{M_0}{\rho_1 S} \frac{\Delta TGc}{N}\right) - H_{TVS}\right]}{\left(\frac{N}{r} + G\right)} = t_{ref} \quad (103)$$

После осушения БВ ачинается разогрев ТВС и их окисление.

Целью является разработка 3-слойной диффузионной модели с учетом увеличения коэффициента диффузии кислорода в случае образования ZrN, так как среда содержит воздух.

Для расчета диффузии кислорода в оболочке обратимся к схеме, представленной на Рис. 61.

Мы ищем решение следующих уравнений диффузии в каждом из слоев:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (104)$$

где $\Phi = c_O$ – молярная концентрация кислорода.

Граничные условия для c_O такие (Рис. 61):

ZrO₂: $c_O = d_h = \Phi_{d/O}$ (внешняя граница), $c_O = d_l = \Phi_{d/\alpha}$ (внутренняя граница);

α -Zr(O): $c_O = a_h = \Phi_{d/\alpha}$ (внешняя граница), $c_O = a_l = \Phi_{\alpha/\beta}$ (внутренняя граница);

β -Zr: $c_O = b_h = \Phi_{\beta/\alpha}$ (внешняя граница), $c_O = 0$ (внутренняя граница).

Для температуры $T = 1400$ К имеем ([39, 40, 41]):

$$\begin{aligned} d_h &\approx 0.667, & d_l &\approx 0.664, \\ a_h &\approx 0.30, & a_l &\approx 0.05, \\ b_h &\approx 0.02. \end{aligned} \quad (105)$$

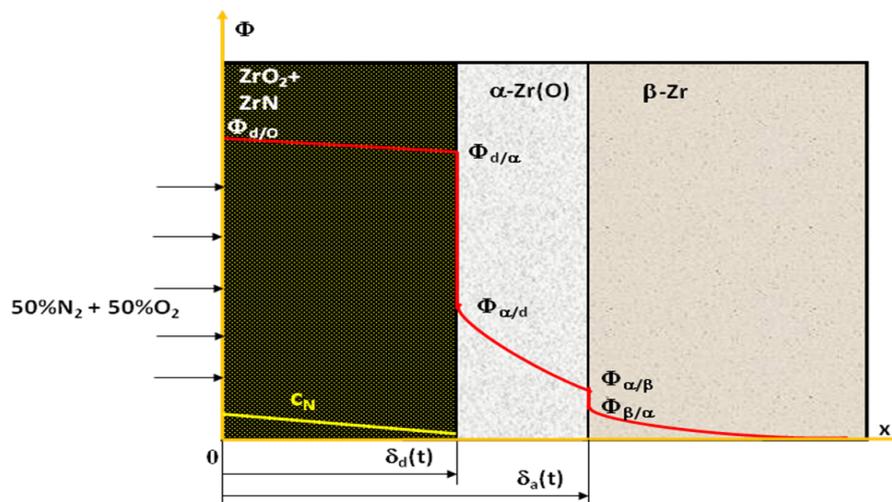


Рис. 61. Схематичный вид профилей концентрации при диффузии кислорода в 3-слойной системе при окислении в смеси кислород+азот

Коэффициенты диффузии кислорода для всех трех слоев можно найти в литературе [42, 43, 40, 41]:

$$D_d = 12.4e^{-\frac{41469}{RT}} \text{ см}^2/\text{с},$$

$$D_a = 0.067e^{\frac{38282}{RT}} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (106)$$

$$D_b = 0.0263e^{\frac{28200}{RT}} \text{ см}^2/\text{с},$$

где T - температура, К; $R=1.987$ кал/моль; индексами d , a , b обозначены ZrO_2 , $\alpha\text{-Zr(O)}$ и $\beta\text{-Zr}$ соответственно.

Решение уравнения (104) для c_O будет функция ошибок

$$\Phi_i(x,t) = \int_0^{\frac{x/\sqrt{4D_i t}}{\sqrt{\pi}}} e^{-y^2} dy = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{4D_i t}}\right). \quad (107)$$

Итак, для каждого из трех слоев решение принимает вид:

$$A_d + B_d \Phi_d(x,t),$$

$$A_a + B_a \Phi_a(x,t),$$

$$-\frac{\sqrt{\pi}}{2} B_b + B_b \Phi_b(x,t),$$

где A_d , A_a , B_d , B_a , B_b - константы, определяемые их граничных условий, записанных выше и учитывающих скачки концентрации на межфазных границах $\text{ZrO}_2/\alpha\text{-Zr(O)}$ и $\alpha\text{-Zr(O)}/\beta\text{-Zr}$. Наряду с этим, производная концентрация кислорода также испытывает скачки на этих границах, зависящие от скорости межфазных границ:

$$-D_d \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=\delta_d-0} = -D_a \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=\delta_d+0} + (d_l - a_h) \dot{\delta}_d,$$

$$-D_b \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=\delta_a-0} = -D_b \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=\delta_a+0} + (a_l - b_h) \dot{\delta}_a.$$

Учтем наличие конвективной составляющей. Тогда вместо (104) будет справедливо:

$$\frac{1}{D} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{D} V \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}.$$

Ненулевая конвективная скорость V обязана своим происхождением отличием плотностей и молекулярных масс металлического циркония Zr и диоксида циркония ZrO_2 . Действительно, запишем условие сохранения количества молей в виде:

$$\frac{\rho_{ZrO_2}}{\mu_{ZrO_2}} \dot{\delta}_d = \frac{\rho_{Zr}}{\mu_{Zr}} (\dot{\delta}_d - V)$$

Отсюда получим связь конвективной скорости и скорости движения границы $(ZrO_2+ZrN)/\alpha-Zr(O)$

$$V = \dot{\delta}_d \left(1 - \frac{\rho_{ZrO_2}}{\rho_{Zr}} \frac{\mu_{Zr}}{\mu_{ZrO_2}} \right) \quad (108)$$

В частности, для параболической кинетики $\dot{\delta}_d = K_d \sqrt{t}$ получим

$$V = \frac{K_d}{2\sqrt{t}} \left(1 - \frac{\rho_{ZrO_2}}{\rho_{Zr}} \frac{\mu_{Zr}}{\mu_{ZrO_2}} \right).$$

Система уравнений для определения K_d и K_a запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned}
f_1(K_d, K_a) &= (d_l - d_h) \left[\Phi \left(\frac{K_d \text{rat}}{\sqrt{4D_a}} \right) - \Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_a}} \right) \right] \cdot e^{-\frac{K_d^2}{4D_d}} \\
&- (a_h - a_l) \sqrt{\frac{D_a}{D_d}} \Phi \left(\frac{K_d}{\sqrt{4D_d}} \right) \cdot e^{-\frac{K_d^2 \text{rat}^2}{4D_a}} \quad (109) \\
&+ \frac{[(d_l - a_h)K_d + a_h K_d(1 - \text{rat})]}{\sqrt{D_d}} \Phi \left(\frac{K_d}{\sqrt{4D_d}} \right) \cdot \left[\Phi \left(\frac{K_d \text{rat}}{\sqrt{4D_a}} \right) - \Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_a}} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_2(K_d, K_a) &= (a_h - a_l) \left[\Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_{ba}}} \right) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right] \cdot e^{-\frac{(K_a - K_d(1 - \text{rat}))^2}{4D_a}} \quad (110) \\
&+ \frac{[(a_l - b_h)K_a + b_h K_d(1 - \text{rat})]}{\sqrt{D_b}} \cdot \left[\Phi \left(\frac{K_d \text{rat}}{\sqrt{4D_a}} \right) - \Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_a}} \right) \right] \cdot \left[\Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_{ba}}} \right) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right] \\
&- b_h e^{-\frac{(K_a - K_d(1 - \text{rat}))^2}{4D_b}} \left[\Phi \left(\frac{K_d \text{rat}}{\sqrt{4D_a}} \right) - \Phi \left(\frac{K_a - K_d(1 - \text{rat})}{\sqrt{4D_a}} \right) \right] \cdot e^{-\frac{(K_a - K_d(1 - \text{rat}))^2}{4D_b}}
\end{aligned}$$

Принимая во внимание цилиндрическую геометрию оболочки, мы получим

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{D}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \quad (111)$$

Введем в рассмотрение новую функцию (преобразование Кирхгофа по Φ):

$$\mathfrak{K}(\Phi) = \int_{\Phi_0}^{\Phi} d\Phi' \frac{D(\Phi')}{D(\Phi_0)} \quad (112)$$

Следующее уравнение справедливо для функции \mathfrak{K} :

$$\frac{\partial \mathfrak{K}}{\partial t} = \frac{D(\mathfrak{K})}{r} \frac{\partial \mathfrak{K}}{\partial r} + D(\mathfrak{K}) \frac{\partial^2 \mathfrak{K}}{\partial r^2} - (k-1) \delta_d \frac{\partial \mathfrak{K}}{\partial r} + \quad (113)$$

$$+ \int_{\Phi_0}^{\Phi(\mathfrak{K})} d\Phi' \frac{\partial(D/D_0)}{\partial T} \frac{dT}{dt}$$

Функция $\mathfrak{K}(\Phi)$ имеет простое выражение, если для каждого слоя (ZrO_2 , $\alpha\text{-Zr(O)}$ или $\beta\text{-Zr}$) коэффициент диффузия является постоянной величиной. Это допущение является разумной аппроксимацией. Тогда мы имеем:

$$\begin{aligned} \mathfrak{K} &= \Phi, \quad \Phi \leq b_h; \\ \mathfrak{K} &= b_h, \quad b_h < \Phi \leq a_l; \\ \mathfrak{K} &= b_h + (\Phi - a_l) \cdot (D_a / D_b), \quad a_l < \Phi \leq a_h; \\ \mathfrak{K} &= b_h + (a_h - a_l) \cdot (D_a / D_b), \quad a_h < \Phi \leq d_l; \\ \mathfrak{K} &= b_h + (a_h - a_l) \cdot (D_a / D_b) + (\Phi - d_l) (D_d / D_b), \quad d_l < \Phi < d_u. \end{aligned} \quad (114)$$

Для решения уравнения (113) используется однородная численная сетка (Рис. 62). Когда мы получим решение для функции \mathfrak{K} , можно будет легко вернуться к концентрации Φ путем обратного преобразования.

Для расчета второй производной по пространственной координате используется следующий оператор:

$$\Lambda[\mathfrak{X}] = \frac{1}{h} \left[D_{i+1} \frac{\mathfrak{X}_{i+1} - \mathfrak{X}_i}{h} - D_i \frac{\mathfrak{X}_i - \mathfrak{X}_{i-1}}{h} \right],$$

где h – шаг по координате.

Тогда мы получим решение на новом временном шаге, используя аппроксимацию

$$\frac{\mathfrak{X}_i^{n+1} - \mathfrak{X}_i^n}{\tau} = \Lambda[\sigma \mathfrak{X}_i^{n+1} + (1 - \sigma) \mathfrak{X}_i^n],$$

где n – текущий временной шаг и $n+1$ – следующий временной шаг; σ - параметр полунеявности.

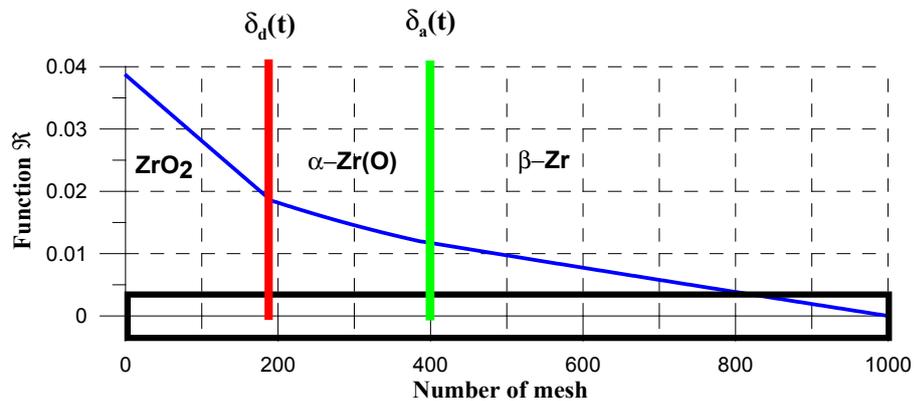


Рис. 62. Численная сетка для решения уравнения диффузии в 3-слойной оболочке

Аналитическое параболическое решение может быть выражено в следующем виде:

$$\delta_d = K_d \sqrt{t} = c_d \sqrt{t},$$

$$\delta_a = K_a \sqrt{t} = c_a \sqrt{t}$$

Аналитическое приближение (аппроксимация) точных решений для K_d и K_a выглядит следующим образом:

$$\frac{K_d}{\sqrt{4D_d}} \cong \frac{-(a_h - a_l) \sqrt{\frac{D_a}{D_d}} + \sqrt{(a_h - a_l)^2 \frac{D_a}{D_d} + 8A^2(d_l - a_h)(d_h - d_l)}}{4A(d_l - a_h)} \quad (115)$$

$$\frac{K_a}{\sqrt{4D_a}} \approx 1 \quad A = \int_0^{\frac{K_a}{\sqrt{4D_a}}} e^{-y^2} dy \quad (116)$$

Окисление Zr в коде СОКРАТ моделируется из первых принципов а основе решения уравнений диффузии для описания диффузии кислорода и азота. СОКРАТ не использует параболические корреляции для окисления, как это делают большинство ТА кодов. В коде толщины формирующихся слоев ZrO_2+ZrN и $\alpha-Zr(O)$ рассчитываются на каждом шаге расчета, что позволяет отслеживать динамику этих важных переменных.

В коде СОКРАТ учитываются все возможные химические реакции с участием пара, кислорода, азота с цирконием и принимаются во внимание различные тепловые эффекты этих экзотермических реакций.

Для расчета окисления оболочек в азотнопаровой и азотнокислородной атмосферах используются эффективные увеличенные коэффициенты диффузии кислорода и азота в слое ZrO_2+ZrN . Коэффициент диффузии определяется как

$$D_{d,eff} = K_{diff} D_d,$$

где D_d – стандартный коэффициент диффузии в слое ZrO_2 , K_{diff} - фактор увеличения. Параметр K_{diff} зависит от содержания ZrN в слое ZrO_2+ZrN .

В этом смысле, азот играет роль катализатора окисления циркониевых сплавов.

Задача.

Решить уравнение диффузии для молярной концентрации кислорода в 3-слойной системе (Рис. 61).

Решение.

Мы решаем уравнение диффузии

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{1}{D}$$

$\Phi(x, t)$ - концентрация кислорода O_2 .

$$D = \begin{cases} D_d, & 0 < x < \delta_d(t) \\ D_a, & \delta_d(t) \leq x < \delta_a(t) \\ D_b, & \delta_a(t) \leq x < \infty \end{cases}$$

Граничные условия описываются соотношениями, указанными после уравнения (104).

Начальное условие:

$$(1) \quad \Phi(x, t) = 0$$

Функция ошибок

$$Y(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$$

$\Phi(x,$

Решение уравнения диффузии во всех трех слоях

$$\Phi(x, t) = \begin{cases} A_d + B_d \cdot Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_d t}}\right), & 0 < x < \delta_d(t), t > 0 \\ A_a + B_a \cdot Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_a t}}\right), & \delta_d(t) \leq x < \delta_a(t), t > 0 \\ A_b + B_b \cdot Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_b t}}\right), & \delta_a(t) \leq x < \infty, t > 0 \end{cases}$$

$$(1) \rightarrow A_d = d_h$$

$$(2) \rightarrow d_h + B_d \cdot Y\left(\frac{\delta_d(t)}{\sqrt{4D_d t}}\right) = d_v$$

$$(3) \rightarrow A_a + B_a \cdot Y\left(\frac{\delta_d(t)}{\sqrt{4D_a t}}\right) = a_h$$

$$(4) \rightarrow A_a + B_a \cdot Y\left(\frac{\delta_a(t)}{\sqrt{4D_a t}}\right) = a_v$$

$$(5) \rightarrow A_b + B_b \cdot Y\left(\frac{\delta_a(t)}{\sqrt{4D_b t}}\right) = b_h$$

$$(6) \rightarrow A_b + B_b = 0.$$

$$\delta_d(t) = c_d \sqrt{t}, \quad \delta_b(t) = c_a \sqrt{t}.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_d = d_h \\ B_d = \frac{d_i - d_h}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_d}}\right)} \\ A_\alpha = \frac{a_i \cdot Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_\alpha}}\right) - a_h \cdot Y\left(\frac{c_\alpha}{\sqrt{4D_\alpha}}\right)}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_\alpha}}\right) - Y\left(\frac{c_\alpha}{\sqrt{4D_\alpha}}\right)} \\ B_\alpha = \frac{a_h - a_i}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_\alpha}}\right) - Y\left(\frac{c_\alpha}{\sqrt{4D_\alpha}}\right)} \\ A_b = \frac{b_h}{1 - Y\left(\frac{c_\alpha}{\sqrt{4D_b t}}\right)} \\ B_b = \frac{b_h}{Y\left(\frac{c_\alpha}{\sqrt{4D_b t}}\right) - 1} \end{array} \right.$$

$$(7) \rightarrow -D_d B_d \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c_d^2 t}{4D_d t}\right) \frac{1}{\sqrt{4D_d t}} = -D_a B_a \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c_a^2 t}{4D_a t}\right) \frac{1}{\sqrt{4D_a t}} + (d_l - a_h) \frac{c_d}{2\sqrt{t}},$$

$$(a) \frac{\sqrt{D_d}(d_l - d_h) \exp\left(-\frac{c_d^2}{4D_d}\right)}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_d}}\right)} = \frac{\sqrt{D_a}(a_h - a_l) \exp\left(-\frac{c_a^2}{4D_a}\right)}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_a}}\right) - Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_a}}\right)} - \frac{c_d \sqrt{\pi}}{2} (d_l - a_h)$$

$$(8) \rightarrow -D_a B_a \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c_a^2 t}{4D_a t}\right) \frac{1}{\sqrt{4D_a t}} = -D_b B_b \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c_b^2 t}{4D_b t}\right) \frac{1}{\sqrt{4D_b t}} + (a_l - b_h) \frac{c_a}{2\sqrt{t}}$$

$$(b) \frac{\sqrt{D_a}(a_h - a_l) \exp\left(-\frac{c_a^2}{4D_a}\right)}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_a}}\right) - Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_a}}\right)} = \frac{\sqrt{D_b} b_h \exp\left(-\frac{c_b^2}{4D_b}\right)}{Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_b}}\right) - 1} - \frac{c_a \sqrt{\pi}}{2} (a_l - b_h)$$

Из трансцендентных уравнений (а) и (б), используя метод Ньютона для решения систем уравнений, находим константы c_d и c_a и c_b .

Решение исходного уравнения записывается следующим образом:

$$\Phi(x, t) = \begin{cases} d_h + \frac{d_h - d_l}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_d}}\right)} \cdot Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_d t}}\right), 0 < x < c_d \sqrt{t}, t > 0 \\ \frac{1}{Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_a}}\right) - Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_a}}\right)} \left[\alpha_l \cdot \left(Y\left(\frac{c_d}{\sqrt{4D_a}}\right) - Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_a t}}\right) \right) - \alpha_h \cdot \left(Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_a}}\right) - Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_a t}}\right) \right) \right], c_d \sqrt{t} \leq x < c_a \sqrt{t}, t > 0 \\ \frac{b_h}{1 - Y\left(\frac{c_a}{\sqrt{4D_b}}\right)} \left[1 - Y\left(\frac{x}{\sqrt{4D_b t}}\right) \right], c_a \sqrt{t} \leq x < \infty, t > 0 \end{cases}$$

13. Аварии на АЭС с потерей теплоносителя. Повторный залив

На первой стадии аварии происходит истечение теплоносителя. Вследствие резкого падения давления вода, нагретая до в реакторе до высокой температуры, вскипает. Кипящая вода выбрасывается через место разрыва – происходит реверс теплоносителя через активную зону. В результате потери теплоносителя активная зона заполняется практически неподвижным паром и условия охлаждения твэлов резко ухудшаются. В режиме нормальной эксплуатации температура оболочек твэлов не превышает 400°C. Однако в центре топливного сердечника температура диоксида урана достигает 2000°C. Аккумулированное в твэлах тепло

и остаточное тепловыделение в условиях плохого охлаждения могут привести к недопустимому росту температуры оболочек твэлов ($\sim 1200^\circ\text{C}$) и их разгерметизации. Чтобы предотвратить недопустимый рост температуры, предусмотрена система аварийного охлаждения активной зоны (САОЗ). Она состоит пассивной (гидроемкости) и активной (низконапорные и высоконапорные насосы) подсистем. Гидроемкости (ГЕ) заполнены водой с присадкой борной кислоты и подключены попарно к подзонному и надзонному пространствам реактора. Во время эксплуатации в них всегда поддерживается давление 4-6 МПа. Если в результате аварии давление в ГЦК станет ниже, чем в гидроемкостях, то борированная вода начнет поступать в корпус реактора. Добавка борной кислоты в охлаждающую воду облегчает поддержание подкритичности реактора.

Анализ показывает, что основным источником образования водорода является высокотемпературное окисление циркониевых сплавов, интенсивность которого зависит от температуры, степени окисления и количества пара. Как правило, на начальной стадии развития аварии теплоносителя достаточно для поддержания пароциркониевой реакции. На этой стадии в обезвоженной активной зоне тепловыделение данной реакции может превышать остаточное тепловыделение. В этом случае происходят резкий рост температуры и расплавление активной зоны.

Во избежание разрушения активная зона реактора заливается водой в результате срабатывания системы активного охлаждения зоны. Эту стадию аварии принято называть повторным заливом. Причем залив водой активной зоны при определенных условиях может приводить к резкому ускорению выделения водорода и дополнительному разогреву.

С 1998 г. в Исследовательском центре FZK в Карлсруэ (Германия) в рамках программы QUENCH проводится цикл экспериментов по изучению физико-химических процессов, включая выход водорода, сопровождающих повторный залив водой ТВС PWR и ВВЭР [44, 45, 46, 47, 48].

Вместе с тем эксперименты с отечественными ТВС CORA-W1, CORA-W2 [49, 50] и QUENCH-12 [51] показали, что в поведении ТВС PWR и ВВЭР принципиальных отличий нет. Поэтому результаты экспериментов QUENCH со сборками PWR применимы для анализа аварийных ситуаций на отечественных установках.

В данной статье для численного исследования повторного залива использовался код СОКРАТ/В2 [52]. Для изучения физико-химических процессов при быстром охлаждении ТВС выбран вне реакторный интегральный эксперимент QUENCH-06 с повторным заливом ТВС водой снизу [53]. В силу четкости и выраженности отдельных фаз, характерных для тяжелой

аварии, а также высокого качества этот эксперимент считается наиболее представительным среди аналогичных.

Эксперимент QUENCH-06 планировался таким образом, чтобы ТВС оставалась по окончании эксперимента неповрежденной. С этой целью была предусмотрена фаза предокисления для создания защитной оксидной пленки на поверхности оболочек твэлов. Залив начинался в момент, когда максимальная температура оболочки твэла приближалась к температуре плавления металлического циркония.

УСТАНОВКА QUENCH

Установка QUENCH состоит из рабочего участка с 21 имитатором твэлов, блока электропитания, системы подачи воды, пара и аргона, управления экспериментом и измерительной аппаратуры (Рис. 63, Рис. 64). Оболочки имитаторов твэлов изготовлены из циркалоя-4, их радиальные размеры идентичны размерам оболочек твэлов PWR.

Смесь аргона и перегретого пара втекает в ТВС снизу. Фаза быстрого охлаждения инициируется прекращением подачи перегретого пара и началом инжекции воды в нижнюю часть рабочего участка.

Двадцать имитаторов твэлов нагреваются электрическим током на длине 1024 мм. Единственный необогреваемый имитатор твэла расположен в центре ТВС и заполнен кольцевыми таблетками из ZrO_2 . Обогреваемые имитаторы твэлов заполнены такими же таблетками, но в их центральной части расположены вольфрамовые нагреватели. Эти имитаторы разбиты на две группы. Первая группа из 8 стержней расположена в центральной части сборки, вторая из 12 - на периферии. Электрическая мощность распределяется пропорционально числу стержней в группе.

Экспериментальная сборка окружена чехлом из циркалоя-4 толщиной 2,38 мм, внутренним диаметром 80 мм, пористой изоляцией из ZrO_2 толщиной 37 мм и кольцевой стальной рубашкой, охлаждаемой аргоном. ТВС содержит термодары, закрепленные на имитаторах твэлов и кожухе на 17 высотных уровнях с шагом 100 мм.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В экспериментах серии QUENCH массовый расход теплоносителя на стадии охлаждения ТВС составлял 1-2 г/с на один твэл. Такой расход считается умеренным при повторном заливе. Основные параметры экспериментов этой серии приведены в Таблица 5. В столбце с наработкой водорода кроме общей массы образовавшегося водорода в скобках указана масса

водорода, образовавшегося до залива и в ходе залива. Анализ таблицы позволяет сделать следующие выводы:

повторный залив ТВС, содержащей значительное количество расплава (эксперименты Q-02, Q-03, Q-07, Q-09, Q-11, Q-12), всегда сопровождается сильным ростом температуры и интенсивным выделением водорода;

существует обратная зависимость между выходом водорода во время залива и степенью окисления оболочек твэлов перед заливом - чем меньше степень окисления, тем больше выход водорода. По-видимому, именно поэтому в эксперименте Q-11 выделилось значительно больше водорода, чем в Q-06, хотя температура перед заливом в первом эксперименте была меньше, чем во втором;

отсутствует принципиальное влияние фазового состояния охлаждающей среды (вода или водяной пар) на эффективность охлаждения ТВС. Эксперименты с паровым охлаждением подчиняются тем же закономерностям, что и с водяным охлаждением. Фазовое состояние охлаждающей среды слабо сказывается на количестве выделившегося при повторном заливе водорода;

для эффективного охлаждения ТВС необходимо, чтобы ее максимальная температура не превышала 2100-2200 К.

Таблица 5. Параметры экспериментов серии QUENCH

Эксперимент	Теплоноситель на стадии охлаждения	Максимальная температура перед охлаждением, К	Максимальная толщина слоя ZrO ₂ перед охлаждением ¹ , мкм	Количество расплава в эксперименте ²	Наработка водорода, (г)	Наработка водорода, до и на стадии охлаждения, (г)
Q-01	Вода	1830	Нет данных	Незначительное	39	36/3
Q-02	--	2400	--	Значительное	160	20/140
Q-03	--	2470	--	--	138	18/120
Q-04	Пар	2160	--	Незначительное	12	10/2
Q-05	--	2200	--	--	27	25/2
Q-06	Вода	2176	300	--	36	32/4
Q-07	Пар	2448	Нет данных	Значительное	182	62/120
Q-08	--	2240	--	Умеренное	84	46/38
Q-09	--	2390	--	Значительное	460	60/400
Q-11	Вода	2078	170	--	141	9/132
Q-12	--	2224	300	--	58	34/24
Q-13	--	1820	400	Незначительное	43	42/1
Q-14	--	2250	470	--	40	35/5

¹ На уровне 950 мм

² На основании окончательного анализа

Диапазон 2100-2200 К примерно соответствует температуре плавления циркония. При ее превышении металлический цирконий переходит в жидкое состояние, удерживаясь на прежнем месте слоем диоксида циркония, который образуется в результате окисления оболочки. Однако если целостность слоя диоксида циркония нарушена, то расплав циркония стекает вниз, увлекая с собой обломки окисленной оболочки твэла и застывая на более холодных уровнях. Слой диоксида циркония может разрушаться по нескольким причинам, в частности, велика роль термомеханических напряжений, возникающих в результате роста температуры и увеличения удельного объема металла при его плавлении. Также важно растворение слоя ZrO_2 металлическим цирконием в условиях кислородного голодания, если таковое имеет место. В результате этих процессов формируются области дебриса и зоны расплава. Степень разрушения ТВС может быть столь значительной, что первоначальная конфигурация сборки может измениться кардинальным образом.

Окисление расплава циркония при достаточном количестве кислорода протекает значительно более интенсивно в сравнении с окислением твердого циркония. В результате достигается высокая скорость выделения водорода. Наглядно это было показано в эксперименте QUENCH-09 с расплавлением циркония на уровнях 650-950 мм. Фаза кислородного голодания непосредственно перед заливом способствовала плавлению циркония в большом диапазоне высот до начала залива. При недостатке водяного пара произошло смещение области наиболее высоких температур вниз, так как кислород расходовался в реакции окисления циркония на нижних уровнях ТВС, и на высоких уровнях его было уже недостаточно для интенсивного окисления.

На фазе быстрого охлаждения (после начала подачи насыщенного пара) из-за выделения большого количества тепла при окислении жидкого циркония температура резко возросла. Вероятно, наряду с этим имело место повторное расплавление застывшего расплава. В итоге, при наличии большого количества пара, за несколько десятков секунд произошло полное окисление циркония на высотном уровне 550-1050 мм.

Влияние на эффективность залива образования уран-циркониевого расплава в результате эвтектического взаимодействия циркониевой оболочки с диоксидурановой таблеткой, которое отмечается при температурах, существенно меньших температуры плавления циркония, не исследовалось в данной серии экспериментов, поскольку вместо таблеток из диоксида урана использовались таблетки из диоксида циркония.

Вместе с тем, в статье [54] показано, что толщина слоя образующегося эвтектического расплава даже при высокой температуре около 2000 К незначительна (≤ 150 мкм). Однако для интенсивной реакции окисления, сопровождающейся большим выделением тепла, требуется

большой объем локализованного в одном месте расплава. Такие объемы расплава образуются только после достижения температуры плавления металлического циркония и разрушения оболочек твэлов. Таким образом, влияние уран-циркониевой эвтектики на эффективность залива ТВС является незначительным.

Основные процессы, протекающие в ТВС при тяжелой аварии, проанализируем на основе эксперимента QUENCH-06, в котором температура была существенно ниже в сравнении с QUENCH-09, образования значительных зон расплава не наблюдалось, количество выделившегося водорода было небольшим.

ТВС нагревали в атмосфере аргона и пара расходом по 3 г/с посредством пошагового увеличения электрической мощности. По достижении максимальной температуры 1473 К последовала фаза предокисления длительностью ~4000 с при постоянной температуре. Затем электрическая мощность линейно возрастала со скоростью 6 Вт/с. Тем самым была инициирована фаза быстрого нагрева. В результате максимальная температура достигла ~2170 К на высоте 950 мм. В конце фазы быстрого нагрева электрическая мощность составила 18,2 кВт. Для инициирования фазы залива была прекращена подача перегретого пара, поток аргона был переключен на верхнюю часть ТВС, в нижнюю часть рабочего участка начала поступать вода с расходом 42 г/с.

Эксперимент QUENCH-06 был проанализирован с помощью кода СОКРАТ/В2. Канал ТВС моделировали 18 гидродинамическими объемами: четыре объема между нижней камерой смешения и нулевой отметкой (начало обогреваемой зоны), 10 объемов на длине 1 м и 4 объема от отметки 1 м до верхней камеры смешения.

Для оценки числа Рейнольдса в канале с твэлами воспользуемся известным соотношением для гидравлического диаметра

$$D_r = 4S / P \approx 1,24 \cdot 10^{-2} \text{ м}, \quad (117)$$

где S - площадь проходного сечения, P - смачиваемый периметр.

Характерная скорость смеси в эксперименте $V = A / (\rho S) \approx 2,4 \text{ м/с}$, где A и ρ - массовый расход и плотность смеси, соответственно.

Таким образом, число Рейнольдса

$$Re = VD_r \rho / \mu \sim 10^3, \quad (118)$$

где μ - динамическая вязкость парогазовой смеси.

Используя для оценки длины переходного участка соотношение $l \approx 0,065 Re D_r$ [3], справедливое для круглых труб, получим: $l \approx 0,7 \text{ м}$. Таким образом, длина переходного

участка оказывается для данных параметров достаточно большая (примерно 10–11 диаметров канала). Поэтому задаваемый в расчете гидравлический диаметр канала D_{Γ} принимал минимальное значение на входе в канал и выходил на установившееся значение на длине переходного участка, составляющей примерно треть от полной длины обогреваемой зоны.

Зависимость локального числа Нуссельта от координаты вдоль канала x имеет вид [3]:

$$Nu = 1,31(x/(PeD_{\Gamma}))^{-1/3}; x/(PeD_{\Gamma}) \leq 0,001, \quad (119)$$

$$Nu = 4,36 + 1,31(x/(PeD_{\Gamma}))^{-1/3} \exp(-13\sqrt{x/(PeD_{\Gamma})}); x/(PeD_{\Gamma}) > 0,001, \quad (120)$$

где D_{Γ} – гидравлический диаметр установившегося потока. Его значение возьмем из работы [55]:

$$D_{\Gamma} = 2\varepsilon/(1-\varepsilon)^2 (\varepsilon/2 - 3/2 - \ln \varepsilon/(1-\varepsilon)) d_{\text{экв}}; d_{\text{экв}} = (2s^2\sqrt{3}/\pi - 1)d, \quad (121)$$

где ε – плотность решетки, равная отношению площади поперечного сечения, занятой твэлами, к полной площади поперечного сечения, $d_{\text{экв}}$ – эквивалентный диаметр пучка, $s = b/d$ – относительный шаг решетки, d – диаметр твэла, b – расстояние между центрами соседних твэлов.

На Рис. 65 показано изменение температуры оболочек твэлов на различных высотных уровнях. Согласие рассчитанных с помощью кода СОКРАТ/В2 и экспериментальных значений во всем диапазоне высот обогреваемой части ТВС (50, 450 и 950 мм) хорошее. Первый номер в названии термпары соответствует порядковому номеру твэла, а второй – номеру высотного уровня. Видно, что температура оболочек возрастает с увеличением высоты, достигая максимума на самом высоком уровне обогреваемой зоны 950 мм.

На Рис. 66 видно, что расчетный выход водорода на протяжении фазы предокисления немного меньше измеренного. Это может быть связано с неполным учетом в расчете всех конструктивных элементов, подверженных окислению. Вместе с тем можно отметить в целом хорошее соответствие между расчетом и экспериментом для общей массы наработанного водорода и скорости его выделения.

На Рис. 67 показано распределение по высоте толщины слоя диоксида циркония в оболочке одного из твэлов центральной части ТВС. Код переоценивает степень окисления в оболочке на среднем по высоте уровне сборки, но недооценивает на уровне 950 мм. Расхождение может быть связано с тем, что с помощью кода рассчитывается усредненная по радиальной группе толщина диоксида циркония, а экспериментальные данные относятся к конкретному твэлу.

На Рис. 68 видно, что заполнение обогреваемой зоны на стадии повторного залива в эксперименте и расчете происходит за ~ 200 с. В эксперименте вода заполняет рабочий участок немного позже и до меньшей высоты, чем в расчете. Это объясняется потерей в эксперименте герметичности кожуха сборки на уровне выше 650 мм. Залив сборки начался в момент времени 7179 с посредством быстрого заполнения в течение 5 с нижней камеры смешения. Затем последовала не предусмотренная экспериментом задержка дальнейшего заполнения сборки водой, длительность которой оценена в 34-41 с. После этого в течение 255 с в рабочий участок впрыскивалась вода с расходом ~ 42 г/с, что составляет ~ 2 г/с на один твэл. Это примерно соответствует массовому расходу на один твэл при работе системы аварийного охлаждения активной зоны реактора.

Оценим скорость заполнения сборки водой. При массовом расходе поступающей воды 42 г/с ТВС будет залита за ~ 95 с. Таким образом, с учетом задержки заполнение ТВС водой должно завершиться через 130-135 с после начала фазы повторного залива. Как уже упоминалось, реальное время охлаждения ТВС в эксперименте составило ~ 200 с. Увеличение времени охлаждения объясняется выкипанием воды во время залива. Анализ показывает, что максимальная скорость охлаждения твэлов ~ 80 К/с.

Рис. 69 показывает динамику быстрого охлаждения. Четко виден фронт охлаждения, движущийся снизу вверх. Поскольку верхнего залива в данном эксперименте не было, то верхний фронт охлаждения отсутствует. Отметим, что в отечественных экспериментах с верхним или комбинированным (нижний + верхний) заливом четко виден верхний фронт охлаждения, движущийся сверху вниз [56, 57].

Для экспериментов QUENCH-06 и QUENCH-09 была рассчитана электрическая мощность в пределах обогреваемой зоны в сравнении с мощностью пароциркониевой реакции окисления (Рис. 70). Обе кривые для эксперимента QUENCH-09 смещены по времени на 3600 с вправо, чтобы отобразить все зависимости в удобном масштабе. В эксперименте QUENCH-09 мощность пароциркониевой реакции при заливе в десятки раз превышает электрическую мощность. Именно поэтому при охлаждении наблюдался резкий рост температуры, сопровождаемый большим выделением водорода. Попытка быстро охладить сборку в этом случае оказалась неудачной. В эксперименте QUENCH-06 мощность пароциркониевой реакции в максимуме была того же порядка, что и электрическая. Залив в этом случае оказался эффективным. Можно сказать, что отсутствие значительных зон расплава непосредственно перед стадией повторного залива ограничило интенсивность окисления и связанного с ним тепловыделения, что позволило эффективно охладить ТВС.

Таким образом, анализ экспериментов по быстрому охлаждению перегретых ТВС в водяной или провой среде показал, что основным критерием, определяющим эффективность повторного залива, является наличие или отсутствие значительных зон расплава циркониевых сплавов в ТВС непосредственно перед началом залива. В экспериментах, где на начало быстрого охлаждения температура оболочек превышала температуру плавления циркония (~ 2130 К), при подаче воды или пара наблюдался ее значительный рост, сопровождаемый большим выделением водорода.

Анализ серии экспериментов QUENCH свидетельствует в пользу того, что повторный залив ТВС, нагретой в паровой среде до температуры не выше $2100\div 2200$ К, является эффективной мерой прекращения катастрофического сценария развития тяжелой аварии на АЭС с ВВЭР.

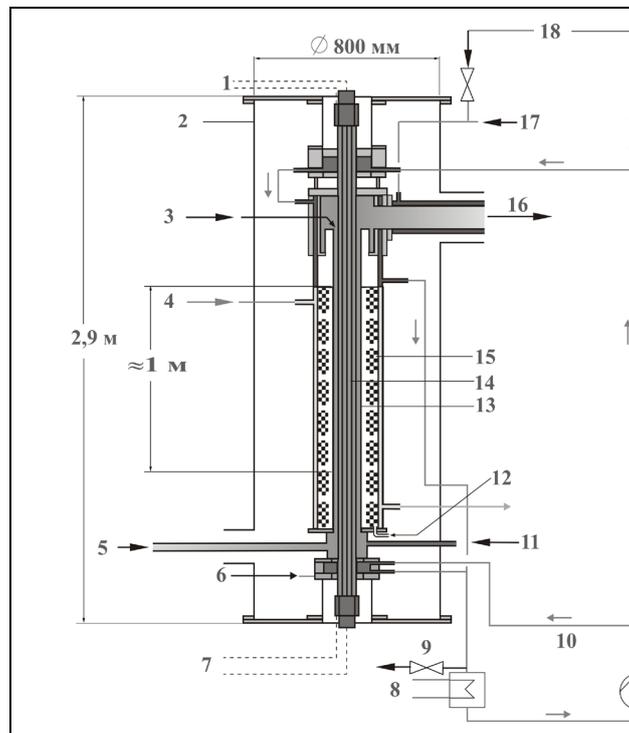


Рис. 63. Экспериментальная зона установки QUENCH:

1, 7 – источник питания постоянного тока; 2 – корпус, заполненный аргоном; 3 – верхний залив; 4 - охлаждаемый потоком аргона кольцевой зазор; 5 – смесь пара и аргона; 6 – наддув оболочек твэлов смесью $Ar5\%Kr$ под давлением 2 атм; 8 – промежуточное охлаждение; 9, 18 – аварийное охлаждение; 10 – водяное охлаждение верхней и нижней части ТВС; 11 – нижний залив; 12 – продувка аргоном; 13 – чехол; 14 – ТВС; 15 – пористая изоляция (ZrO_2); 16 – выход парогазовой смеси; 17 – водяное охлаждение выпускной трубы

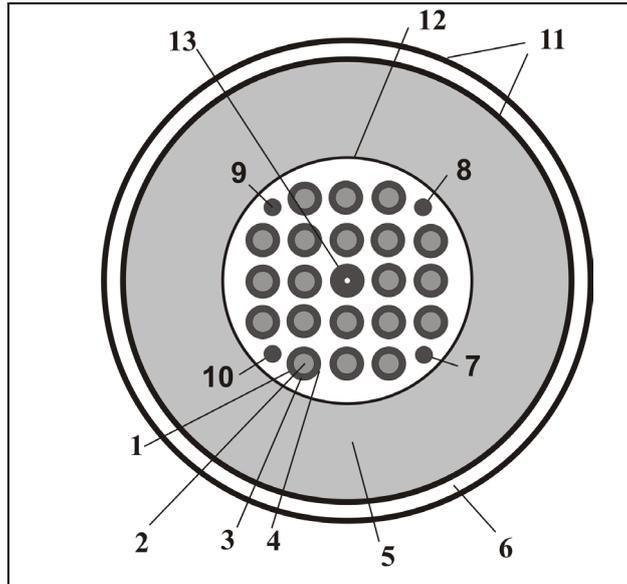


Рис. 64. Поперечное сечение ТВС:

1 – обогреваемый твэл; 2 – вольфрамовый нагреватель; 3 - кольцевая таблетка (ZrO_2); 4 – оболочка (Zr); 5 – пористая изоляция (ZrO_2); 6 - охлаждаемый потоком аргона кольцевой зазор; 7, 9, 10 – угловые стержни (Zr); 8 – извлекаемый угловой стержень (Zr); 11 – стальные трубы; 12 – чехол (Zr); 13 - необогреваемый твэл

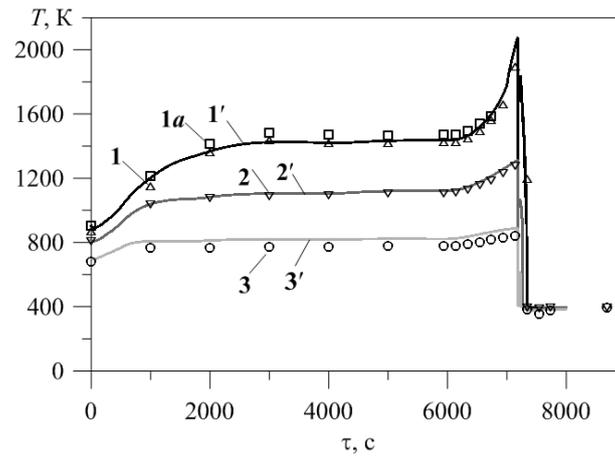


Рис. 65. Температура оболочки твэлов, измеренная в эксперименте QUENCH-06 термопарами TFS 4/13, TFS 2/13 на уровне 950 мм (1, 1a), термопарой TFS 3/8 на уровне 450 мм (2), термопарой TFS 5/4 на уровне 50 мм (3) и рассчитанная с помощью кода СОКРАТ/В2 – (1'), (2'), (3'), соответственно

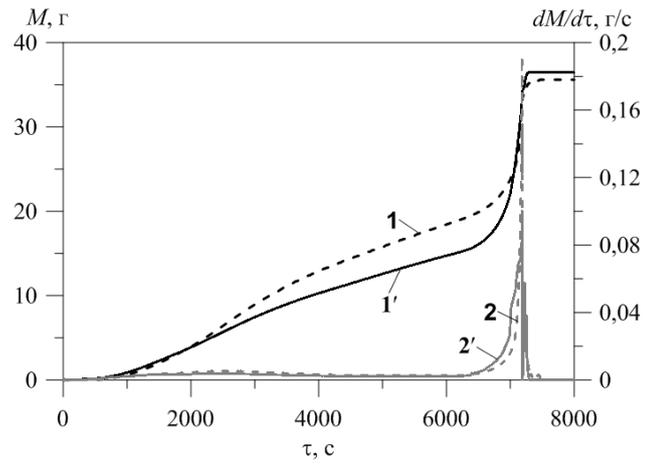


Рис. 66. Измеренные в эксперименте наработка водорода (1), скорость его выделения (2) и рассчитанные с помощью кода СОКРАТ/В2 – (1'), (2'), соответственно

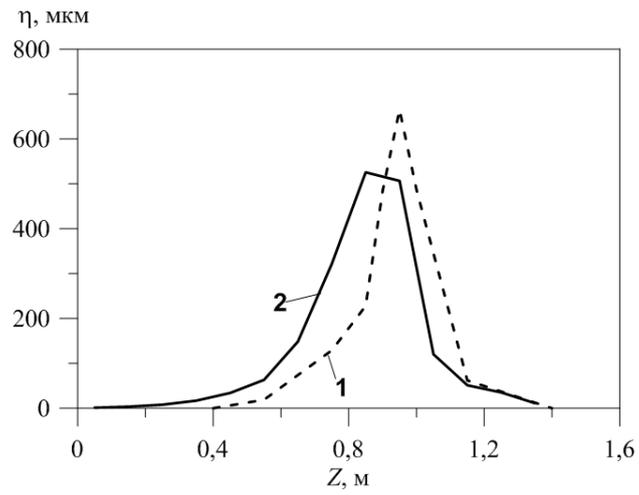


Рис. 67. Измеренная (1) и рассчитанная с помощью кода СОКРАТ/В2 (2) толщина слоя диоксида циркония в оболочке твэла

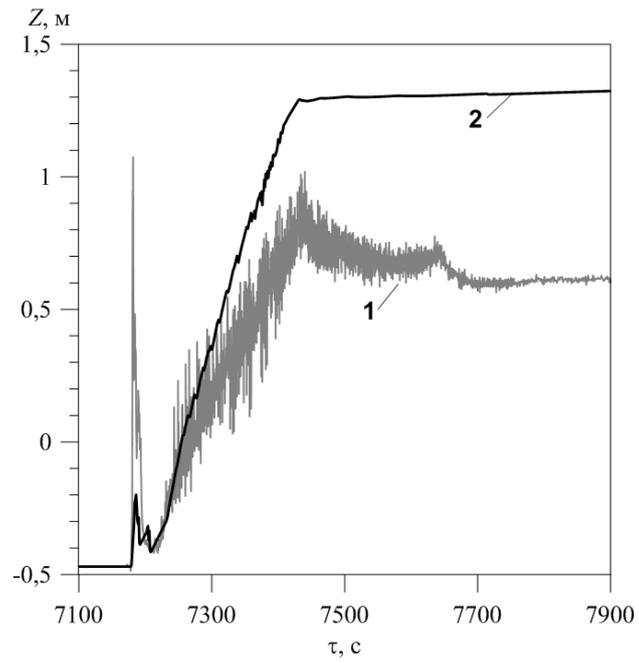


Рис. 68. Измеренный (1) и рассчитанный с помощью кода СОКРАТ/В2 (2) массовый уровень воды в ТВС на стадии залива

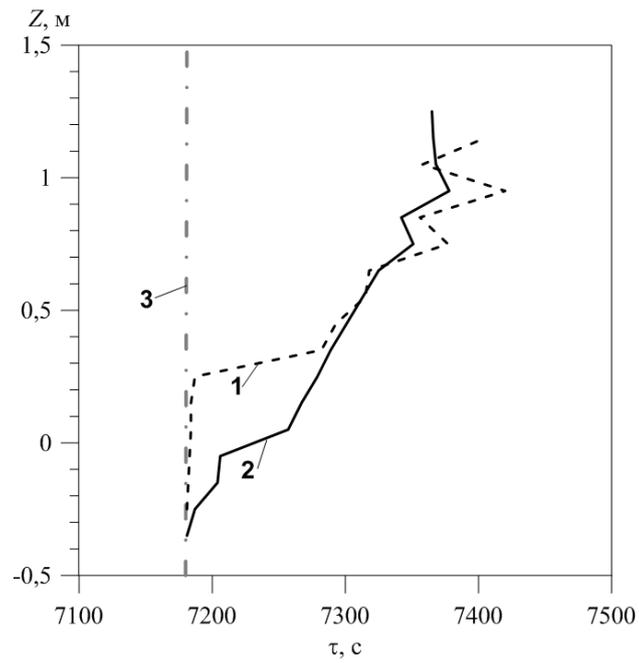


Рис. 69. Измеренное (1) и рассчитанное с помощью кода СОКРАТ/В2 (2) положение фронта охлаждения, (3) – начало залива

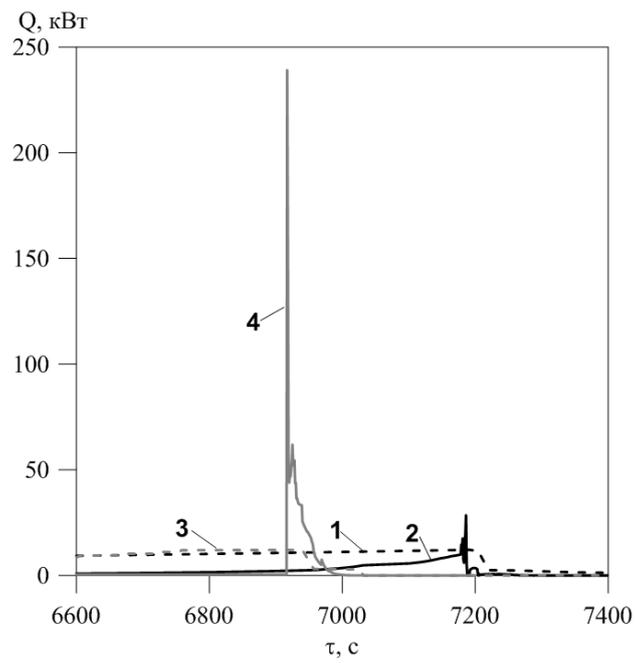


Рис. 70. Электрическая мощность (1, 3) и мощность пароциркониевой реакции (2, 4) в обогреваемой зоне ТВС в экспериментах QUENCH-06 и QUENCH-09, соответственно

14. Взаимодействие расплава с бетоном

14.1 Баланс энергии для зоны расплава

После проплавления корпуса реактора начинается стадия взаимодействия расплава топлива (UO_2), конструкционных материалов реактора (Zr, Fe, Cr, Ni, B_4C) и их оксидов с бетоном шахты реактора. Геометрия элементов строительных конструкций и характерные размеры схематично представлены на Рис. 71.

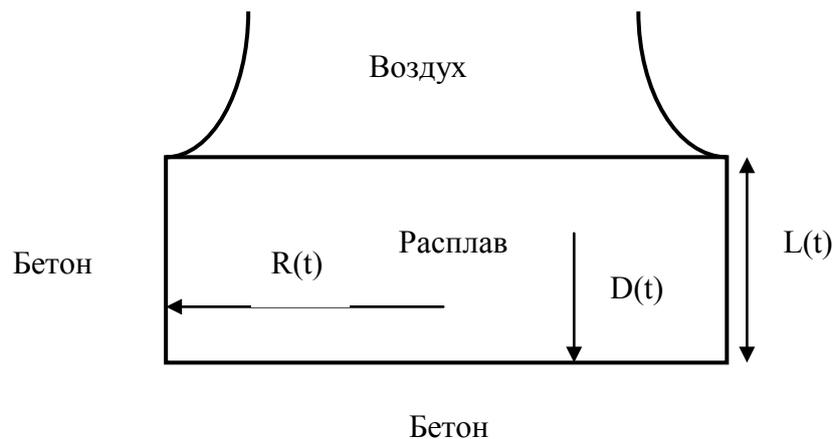


Рис. 71. Геометрия элементов строительных конструкций на стадии взаимодействия расплав-бетон

Температура бетона на момент начала взаимодействия составляет $T_{in} \approx 2600 \div 2700 K$. Принимая во внимание значения коэффициентов тепло- и температуропроводности расплава и бетона $\kappa_m \approx 0.02$ Вт/(смК), $\kappa_m \approx 0.02$ Вт/(смК), $\kappa_m \approx 0.02$ Вт/(смК), $\kappa_m \approx 0.02$ Вт/(смК), получим для температуры границы расплав-бетон T_{mc} сразу после приведения в контакт горячего расплава с температурой T_{in} и холодного бетона с температурой T_0 :

$$T_{mc} = \frac{T_{in} \kappa_m \chi_c^{1/2} + T_0 \kappa_c \chi_m^{12}}{\kappa_m \chi_c^{1/2} + \kappa_c \chi_m^{12}} \approx 1700 K, \quad (122)$$

т.е. величину около температуры разложения бетона.

Таким образом, будем считать, что с самого начала взаимодействия температура границы расплав-бетон равна температуре разложения (эрозии) бетона T_e . Аппроксимируем зону расплава цилиндром высотой L и радиусом R , причем все его

поверхности, кроме верхней, граничат с бетоном. Такое приближение существенно упрощает дальнейшее рассмотрение и, как будет показано ниже, не сильно влияет на точность результатов. Будем считать, что в процессе взаимодействия сохраняется цилиндрическая форма области расплава. Нас интересуют временные зависимости $L(t)$, $R(t)$ и $D(t)$, где D – глубина проплавления бетона вниз.

Выражения для объема V_m и поверхностей расплава S_s , S_d и S_u с учетом принятого допущения о цилиндрической форме зоны расплава запишутся в виде

$$V_m = \pi R^2 L, \quad S_s = 2\pi RL, \quad S_u = S_d = \pi R^2 \quad (123)$$

$$cV_m \frac{dT_c}{dt} = Q_d + Q_c - h_s S_s (T_c - T_e) - h_d S_d (T_c - T_e) - h_u S_u (T_c - T_u) \quad (124)$$

$$h_u S_u (T_c - T_u) = \sigma_B \epsilon_u T_u^4 \quad (125)$$

Коэффициент теплоотдачи на границе расплав бетон в направлениях вверх (u), вбок (s) и вниз (d) запишется для естественной конвекции (n) и для пузырьковой конвекции (b):

$$h_n^{(u)} = 0.14 \cdot \kappa \left(\frac{g\beta}{\nu\chi} \right)^{1/3} (T_c - T_u)^{1/3} \quad (126)$$

$$h_n^{(s)} = 0.10 \cdot \kappa \left(\frac{g\beta}{\nu\chi} \right)^{1/3} (T_c - T_s)^{1/3} \quad (127)$$

Число Рэлея

$$Ra = \frac{g\beta EL^5}{2\kappa\chi\nu} \approx 10^{11} \quad (128)$$

$$h_b^{(d)} = \kappa \left(\frac{0.4g\alpha^2}{\nu\chi} \right)^{1/3}, \quad h_b^{(s)} = \kappa \left(\frac{0.05g\alpha}{\nu\chi} \right)^{1/3} \quad (129)$$

Скорости разложения бетона вниз и вбок

$$v_d = \frac{h_d(T_c - T_e)}{H}, \quad v_s = \frac{h_s(T_c - T_e)}{H} \quad (130)$$

где H – теплосодержание бетона (энергия, необходимая для разрушения единицы объема бетона).

Изменение толщины слоя расплава во времени определится из

$$\frac{dL}{dt} = v_d(1 - \eta) - 2v_r\eta \frac{L}{R} \quad (131)$$

где η - доля массы газов в общей массе бетона.

Задача.

Расчет скорости проплавления бетона шахты реактора ВВЭР-1000 при тяжелой аварии через 2 часа после начала аварии

Решение.

Рассматривается реактор ВВЭР-1000. Расплав диоксида урана, циркония и стали после проплавления днища корпуса реактора попадает в цилиндрическую бетонную шахту с радиусом $R=3$ м. Сначала необходимо найти высоту слоя расплава в шахте и объемное энерговыделение в нем через два часа после аварии, если в нем находится 80 т UO_2 , 20 т Zr и 100 т стали.

Объем смеси:

$$V_{tot} = \frac{M_{UO_2}}{\rho_{UO_2}} + \frac{M_{Zr}}{\rho_{Zr}} + \frac{M_{st}}{\rho_{st}} = 7.27 + 3.08 + 12.82 \approx 23.2 \text{ м}^3.$$

Тогда высота (глубина) смеси:

$$z = \frac{V_{tot}}{\pi R^2} = \frac{23.2}{3.14 \cdot 9} = 0.82 \text{ м}.$$

Остаточное энерговыделение в АЗ $Q_{decayheat}$ связано с тепловой мощностью реактора в рабочем режиме $Q_{thermal}$ соотношением

$$Q_{decayheat} = 1.6 \cdot 10^{-3} Q_{thermal} \frac{1}{(t - t_0)^{0.2}}$$

t – текущее время, дни

t_0 – момент аварии, дни

Тепловая мощность ВВЭР-1000 - 3ГВт. Тогда остаточное тепловыделение через 2 часа (1/12 суток) составит порядка:

$$Q_{decayheat} = 1.6 \cdot 10^{-3} \cdot 3000 \cdot \frac{1}{\Delta t^{0.2}} \approx 7.9 \text{ МВт.}$$

Более точная оценка будет около 20 МВт.

Объемное энерговыделение смеси:

$$q = \frac{Q_{decayheat}}{V_{tot}} = 0.34 \text{ МВт} / \text{м}^3.$$

Коэффициенты теплопередачи и тепловые потоки при естественной конвекции в образовавшемся расплаве h (Вт/(м²К)) вверх (up), вбок (sd) и вниз (dn) для этих условий найдем, используя следующие закономерности:

Число Рэлея:

$$Ra = \frac{g\beta EL^3}{\kappa\chi\nu}$$

где g – ускорение свободного падения (9,8 м/сек²),

β – температурный коэффициент объемного расширения ($0,75 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$),

E – объемное энерговыделение ($0,34 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^3$),

L – характерный линейный размер ($R = 3 \text{ м}$),

κ – теплопроводность (10 Вт/м*К),

χ – температуропроводность ($2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$),

ν – кинематическая вязкость ($0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$).

Получаем число Рэлея:

$$Ra = \frac{9.8 \cdot 0.75 \cdot 10^{-4} \cdot 0.34 \cdot 10^6 \cdot 3^3}{10 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \cdot 0.6 \cdot 10^{-6}} \approx 2 \times 10^{14}$$

Число Нуссельта связано с числом Рэлея:

$$Nu = C \cdot Ra^\gamma$$

$$Nu_{dn} = 1,389 Ra_i^{0,095}$$

$$Nu_{up} = 0,345 Ra_i^{0,233}$$

$$Nu_{sd} = 0,85 Ra_i^{0,19}$$

Найдем соответствующие тепловые потоки, для начала рассчитаем числа Nu :

$$Nu_{dn} \approx 31.7, \quad Nu_{up} \approx 741.2, \quad Nu_{sd} \approx 443.2.$$

То есть делаем вывод, теплообмен за счет конвекции много больше теплообмена за счет теплопроводности (что вполне разумно).

Общий тепловой поток:

$$H_{tot} = \frac{Q_{decayheat}}{\pi R^2} = 0.28 \text{ МВт/м}^2.$$

Тогда тепловой поток в сторону стенок и дна шахты можно рассчитать следующим образом:

$$H_{dn} \approx H_{tot} / Nu_{dn} = 8830 \text{ Вт/м}^2.$$

$$H_{sd} \approx H_{tot} / Nu_{sd} = 630 \text{ Вт/м}^2.$$

При обычной толщине бетонных стенок (~2м) теплопроводность их очень мала (<~1 Вт/(мК), и бетон не успевает отводить все поступающее к нему тепло. Поэтому бетон начнет плавиться.

Для того, чтобы найти радиальную и аксиальную скорость проплавления бетона шахты, нужно полученный тепловой поток в соответствующем направлении разделить на теплосодержание бетона, которое примем равным $H=1.0 \cdot 10^4 \text{ Дж/см}^3$.

Получаем:

$$V_{dn} = H_{dn} / H = 0.883 \times 10^{-6} \text{ м/с.}$$

$$V_{sd} = H_{sd} / H = 0.063 \times 10^{-6} \text{ м/с.}$$

С такой скоростью будут плавиться бетонные стенки, если через 2 часа после аварии расплав кориума попадет на дно шахты.

15. Рост температуры и давления противоаварийной оболочки при

15.1 Баланс энергии атмосферы

Одним из исходных событий сценария LOCA с большой течью (LB-LOCA) является разрыв трубопровода (например, Ду850 или Ду346) и выброс теплоносителя из первого контура, во время которого в соответствующие помещения АЭС поступает пар или пароводяная смесь из первого контура.

В общем случае при расчете стадии выброса теплоносителя необходимо учитывать число и конфигурацию помещений АЭС, нестационарность процессов течения среды в помещениях, конденсацию пара. При этом возможно отсутствие термодинамического равновесия между воздухом или паром.

В литературе имеются подробные расчеты динамики температуры и давления в помещениях АЭС при аварийной разгерметизации первого контура. Из этих результатов, в частности, следует, что время истечения теплоносителя при разрыве составляет в зависимости от размера течи от единиц до нескольких десятков секунд в соответствии с законами критического истечения двухфазной среды (см. соответствующий раздел в данном пособии).

Временной масштаб, рассматриваемый нами (десятки часов), значительно превышает время истечения теплоносителя и установления равновесных условий в помещениях АЭС. Это позволит для анализа динамики температуры и давления сделать следующие предположения:

Атмосфера противоаварийной оболочки представляется в виде одного объема V ;

Воздух, вода и пар находятся в термодинамическом равновесии друг с другом, в частности, вода и пар находятся на линии насыщения;

Сухой воздух, а также перегретый пар ведут себя как идеальные газы.

При этих предположениях запишем закон сохранения энергии в системе в следующем виде:

$$c_w M_1 (T_1 - T_0) = \int_{T_0}^{T_f} C(T, M) dT \quad (132)$$

где c_w , M_1 и T_1 – удельная теплоемкость, масса и температура воды, выброшенной из первого контура; T_0 и T_f – начальная и конечная температура атмосферы защитной

оболочки; C – полная теплоемкость атмосферы, зависящая от температуры T и массы воды M .

Закон изменения полной энтальпии атмосферы противоаварийной оболочки записывается, исходя из закона сохранения энергии, следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = Q_u(t) + A_w(t)w_w(T_1) + \sum_{i=1}^4 A_i(t)w_i(T_c) + V \frac{dp}{dt} - h_c(T - T_{sc})S_c - h_{met}(T - T_{sm})S_m \quad (133)$$

где W – полная энтальпия атмосферы защитной оболочки; Q_u – тепловой поток от расплава к атмосфере за счет излучения и конвекции; A_w , A_v – массовые расходы воды и пара из первого контура; w_w , w_v – удельные энтальпии воды и пара, поступающих в атмосферу из первого контура; A_i , $i=1, \dots, 4$ – массовые расходы газообразных продуктов разложения бетона и химических реакций; $i=1$ – H_2O , 2 – CO , 3 – H_2 , 4 – CO_2 ; w_i , T_c – удельные энтальпии и температура поступающих в атмосферу газообразных продуктов разложения бетона и химических реакций; V , p , T – полный объем, давление и температура атмосферы противоаварийной оболочки; S_c , S_m – площади бетонных и металлических поверхностей; T_{sc} , T_{sm} – температура бетонных и металлических поверхностей.

Полная энтальпия атмосферы противоаварийной оболочки определяется следующим образом:

$$W(t, T) = W_1(t, T) + \sum_i M_i(t)w_i(T) \quad (134)$$

Энтальпия воды складывается из энтальпии жидкой воды и энтальпии пара

$$W_1 = M_w w_w + M_v w_v \quad (135)$$

$$M_w v_w + M_v v_v = V \quad (136)$$

$$W_1 = \frac{(Mv_v - V)}{(v_v - v_w)} w_w + \frac{(V - Mw_w)}{(v_v - v_w)} w_v, \quad Mv_v \geq V \quad (137)$$

$$W_1 = Mw_v \quad (138)$$

если пар перегретый

Давление под оболочкой складывается из следующих составляющих:

$$p = p_{sat} + \frac{1}{V} \sum_i \frac{M_i}{\mu_i} RT \quad (139)$$

$$\frac{dM_i}{dt} = A_i(t), \quad i=2\dots4, \quad (140)$$

$$\frac{dM}{dt} = A_w(t) + A_v(t) + A_1(t) \quad (141)$$

Изменение температуры атмосферы противоаварийной оболочки рассчитывается из уравнения

$$C(t, T) \frac{dT}{dt} = Q_u(t) + A_w(t)w_w(T_1) + A_v(t)w_v(T_1) + \sum_{i=1}^4 A_i(t)w_i(T_c) - h_c(T - T_{sc})S_c - h_{met}(T - T_{sm})S_m \quad (142)$$

$$C(t, T) \frac{dT}{dt} = \frac{dW}{dt} - V \frac{dp}{dt} \quad (143)$$

$$C(t, T) = Mc_w + V\rho_v(c_v - c_w) + V\rho_v'(w_v - w_w) + \sum_i M_i \left(c_i - \frac{R}{\mu_i} \right) - VP_{sat}' \quad (144)$$

В случае перегретого пара

$$C(t, T) = Mc_v + \sum_i M_i \left(c_i - \frac{R}{\mu_i} \right) - \frac{MR}{\mu_1} \quad (145)$$

$\rho_v = \nu_v^{-1}$ - плотность водяного пара, $c_w = dw_w / dT$, $c_v = dw_v / dT$ - теплоемкости воды и водяного пара, c_i - теплоемкость неконденсируемого газа сорта i при постоянном давлении, штрихом (кроме знака суммирования) обозначена производная по температуре.

15.2 Нагрев бетонных и металлических конструкций

В процессе разогрева атмосферы потоком тепла, идущим из расплава:

$$Q_u = \varepsilon_u \sigma_B (T_u^4 - T_{sur}^4), \quad (146)$$

(σ_B - постоянная Стефана-Больцмана, ε_u - излучательная способность) происходит нагрев бетонных и металлических конструкций под оболочкой (включая саму противоаварийную оболочку). Таким образом, эти конструкции служат в качестве пассивных систем отвода тепла, ограничивая тем самым достижимые температуры и давления. Тепловой поток от атмосферы к бетонной или металлической поверхности q_c , q_{met} описывается выражениями

$$q_c = h_c (T - T_{sc}), \quad q_{met} = h_{met} (T - T_{sm}). \quad (147)$$

Значения коэффициентов теплопередачи h_c и h_{met} существенным образом зависят от того, является ли водяной пар в системе насыщенным или перегретым. В первом случае, который обычно имеет место в условиях тяжелой аварии, коэффициенты теплопередачи значительно возрастают вследствие конденсации водяного пара на соответствующих поверхностях.

В общем случае коэффициент теплопередачи через парогазовый пограничный слой складывается из трех составляющих:

$$h = h_{conv} + h_{cond} + h_{rad}, \quad (148)$$

где h_{conv} , h_{cond} и h_{rad} - коэффициенты теплопередачи, обусловленные конвекцией в пограничном слое, конденсацией водяного пара на поверхности конденсата и излучением со стороны пароводяной смеси. Как показывает анализ, последним членом в (148) можно пренебречь ввиду небольших значений температур, достигаемых в атмосфере в ходе аварии.

Выражение для коэффициента теплопередачи при естественной конвекции выглядит следующим образом:

$$h_{conv} = C_1 \kappa_a \left[\frac{\rho_a c_a \beta_a g \Delta T}{\kappa_a \nu_a} \right]^{1/3}, \quad C_1 = 0.10. \quad (149)$$

Здесь ΔT - температурный напор; κ_a , ρ_a , c_a - теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость атмосферы; ν_a , β_a - ее кинематическая вязкость и коэффициент объемного расширения; g – ускорение свободного падения.

Коэффициент теплопередачи при конденсации водяного пара в присутствии неконденсируемого газа описывается следующим эмпирическим соотношением [58]:

$$h_{cond} = C_2 \left(\frac{\sum_i M_i}{M_v} \right)^{-0.707}, \quad C_2 = 3.79 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{К}) \quad (150)$$

Нагрев поверхности бетона бесконечной толщины описывается соотношением [59]:

$$T_{sc} - T_c(0) = \frac{1}{\kappa_c} \sqrt{\frac{\chi_c}{\pi}} \int_0^t h_c (T - T_{sc}) \Big|_{t-\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}}, \quad (151)$$

где $T_c(0)$ - начальная температура бетона; κ_c , χ_c - тепло- и температуропроводность бетона.

Может представить интерес распределение температуры по глубине. Оно описывается следующим соотношением:

$$T_{sc}(z) - T_c(0) = \frac{1}{\kappa_c} \sqrt{\frac{\chi_c}{\pi}} \int_0^t h_c (T - T_{sc}) \Big|_{t-\tau} \frac{e^{-\frac{z^2}{4\chi_c\tau}} d\tau}{\sqrt{\tau}} \quad (152)$$

Аналогично, обозначив через z координату внутрь материала толщины $2d$, получим для температурного распределения

$$T_{sm}(z) - T_m(0) = \frac{1}{\kappa_{met}} \sqrt{\frac{\chi_{met}}{\pi}} \int_0^t h_{met} (T - T_{sm}) \Big|_{t-\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(z+2dn)^2}{4\chi_{met}\tau}} \sigma(\tau) d\tau, \quad (153)$$

где

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{d^2 n^2}{\chi_{met} \tau}} = \frac{\sqrt{\chi_{met} \pi}}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n e^{-\frac{n^2 \pi^2 \chi_{met} \tau}{d^2}}, \quad \varepsilon_0 = 1, \quad \varepsilon_n = 2, n \geq 1 \quad (154)$$

Характерное время прогрева металлических конструкций есть

$$t_2 \approx d^2 / \chi_{met} \ll t_{int} \quad (155)$$

Поэтому можно учесть его влияние посредством соответствующего увеличения теплоемкости атмосферы $c_a(T)$ и прийти к следующей системе уравнений:

$$c_a V \frac{dT}{dt} = Q_a(t) - h_c S(T - T_s) \quad T(0) = T_0 \quad (156)$$

$$T_s = \frac{1}{\kappa_c} \sqrt{\frac{\chi_c}{\pi}} \int_0^t h(T - T_s) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}}, \quad T_s(0) = T_{s0} \quad (157)$$

Здесь $Q_a(t)$ – интегральный поток тепла в атмосферу, складывающийся из мощности теплового излучения с поверхности расплава и скорости притока энтальпии газообразных продуктов разложения бетона. Из (156, 157) можно прийти к интегродифференциальному уравнению относительно T :

$$T = -\frac{1}{\kappa_c S} \sqrt{\frac{\chi_c}{\pi}} \int_0^t Q_a(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} + \frac{Q_a(t)}{Sh_c} - \frac{c_a V}{Sh_c} T' - \frac{V}{\kappa_c S} \sqrt{\frac{\chi_c}{\pi}} \int_0^t c_a T' \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \quad (158)$$

Здесь штрихом обозначена производная по времени.

Первый член в правой части представляет собой температуру поверхности бетона, достигаемую под воздействием теплового потока Q_a/S в течение времени t . Второй член – разность температур атмосферы и поверхности в квазистационарном состоянии. Последние два члена обусловлены нестационарностью процесса. Как показывает анализ, на рассматриваемых временах ими можно пренебречь. Тогда мы сразу получаем явное выражение для температуры и, следовательно, давления, если известно количество газа,

выделившегося при разложении бетона. Отметим, что в приближении идеального газа учет большинства химических реакций не скажется на давлении под оболочкой ввиду сохранения молярной концентрации.

16. Интегральные эксперименты по моделированию явлений, протекающих при тяжелых авариях

16.1 Эксперимент QUENCH-11

16.1.1 Описание эксперимента

Начиная с 1998 г., в Исследовательском центре г.Карлсруе Германия (FZK), в рамках программы QUENCH проводится цикл экспериментов, направленных на исследование процесса выхода водорода при заливе водой перегретой сборки легководного реактора LWR (QUENCH-01 – QUENCH-11 и QUENCH-13 – QUENCH-14) и ВВЭР (QUENCH-12).

В ходе экспериментов также исследуется термомеханическое поведение перегретых топливных элементов при различных условиях залива. Еще одной целью программы является создание базы данных для развития моделей тяжёлоаварийных кодов.

В общей сложности на данный момент времени проведено 14 экспериментов. Все эксперименты имеют свои индивидуальные сценарии. С точки зрения поведения сборки принципиальными параметрами являются толщины оксидных слоёв, максимальная температура оболочек, при которой начинается залив, тип теплоносителя, который используется для охлаждения сборки (вода, пар), количество выделившегося водорода. В Таблица 6 приведены соответствующие данные.

Таблица 6. Матрица экспериментов QUENCH [60]

Тест	Вид охлаждения	Толщина слоя ZrO_2 , мкм	Максим. темп., К	Образование расплава	Интегральная генерация H_2 , г: полная (до/во время залива)
Q-01	Вода	300	1830	Нет	39(36/3)
Q-02	Вода	Полн.окисление	2500	Да	190(20/170)
Q-03	Вода	Полн.окисление	2500	Да	123(18/105)

Тест	Вид охлаждения	Толщина слоя ZrO ₂ , мкм	Максим. темп., К	Образование расплава	Интегральная генерация H ₂ , г: полная (до/во время залива)
Q-04	Пар	170	2340	Нет	12(10/2)
Q-05	Пар	400	2270	Нет	27(25/2)
Q-06	Вода	≈660	≈2150	Нет	36(32/4)
Q-07	Пар	Полн.окисление	2300	Да	198(62/136)
	Пар	Полн.окисление	2250	Локальное	84(46/38)
Q-09	Пар	Полн.окисление	2500	Да	468(60/408)
Q-10	Вода	Полн.окисление	2180	Да	53(48/5)
Q-11	Вода	Полн.окисление	2400	Да	141(9/132)
Q-12	Вода	950	≈2200	Локальное	58(34/24)
Q-13	Вода	≈600	2090	Локальное	42(41/1)
Q-14	Вода	≈700	2250	Нет	40(35/5)

Вся экспериментальная установка условно делится на две части: рабочий участок и стендовое оборудование. Таким образом, в состав установки входят экспериментальная зона с 21-м имитатором твэлов, блок электропитания для нагрева модельной сборки, система подачи воды и пара, система подачи аргона, система управления экспериментом и измерительная аппаратура.

Основной частью установки является экспериментальная зона с ТВС. Схема экспериментальной зоны установки QUENCH представлена на Рис. 72.

Теплоноситель (смесь пара и аргона) от подающего клапана через входную трубу поступает в нижнюю камеру смешения, а далее (уровень – 300 мм) входит в канал. В нижнюю камеру смешения поступает также вода для охлаждения ТВС и повторного залива ТВС. Прошедший канал теплоноситель и наработанный водород отводятся из канала через выходную трубу на уровне 1500 мм. Предусмотрено аварийное охлаждение установки.

Фаза быстрого охлаждения инициируется посредством прекращения подачи перегретого пара, в то время как расход аргона остается неизменным. Однако место впуска газа переключается на верхнюю часть экспериментальной сборки. Одновременно начинается поступление воды для быстрого охлаждения в нижнюю часть ТВС.

Сборка состоит из 21 имитатора топливных стержней длиной приблизительно 2,5 м. 20 имитаторов нагреваются на длине 1024 мм, один ненагреваемый имитатор твэла находится в центре сборки. Нагрев осуществляется за счёт электрического тока с использованием вольфрамовых нагревателей диаметром 6 мм, находящихся в центре стержней и окружённых таблетками из диоксида циркония (ZrO_2). Полная электрическая мощность распределяется поровну среди двух групп нагреваемых стержней: первая группа состоит из восьми внутренних стержней, вторая группа включает двенадцать внешних стержней. Имитатор ненагреваемого топливного стержня, расположенный в центре ТВС, заполнен кольцевыми таблетками из ZrO_2 для экспериментов QUENCH-02, QUENCH-03, QUENCH-06, QUENCH-08, QUENCH-10, QUENCH-11. В экспериментах QUENCH-07 и QUENCH-09 в центр сборки помещался контрольный стержень, состоящий из поглощающего стержня (таблетки из B_4C , окружённые стальной оболочкой) и циркалоевой направляющей трубы. Оболочка стержня идентична используемой в LWR: Zircaloy-4, внешний диаметр – 10,75 мм, толщина – 0,725 мм. Тестовая установка снабжена термопарами, закреплёнными на оболочках и обечайке на 17-ти различных высотных уровнях с аксиальным расстоянием между термопарами 100 мм.

Имитаторы твэлов удерживаются в своём положении пятью дистанционирующими решётками из Циркалоя-4 и инконеля.

Поперечное сечение сборки QUENCH представлено на Рис. 73.

Здесь же показаны радиальные группы имитаторов твэлов. В сборку введены так называемые угловые стержни (А, В, С и D) – трубки из циркалоя диаметром 3 мм, также показанные на рисунке.

Смесь из 95% аргона и 5% криптона создаёт под оболочками имитаторов твэлов внутреннее давление в 0,22 МПа, то есть несколько выше давления в системе (0,2 МПа).

Угловые стержни обеспечивают равномерность потока теплоносителя вблизи чехла и, следовательно, однородный профиль температуры по его периметру. Экспериментальная сборка окружена чехлом из Циркалоя-4 толщиной 2,38 мм и внутренним диаметром 80 мм, пористой изоляцией из ZrO_2 (ZYFB-3 isolation [61]) толщиной 37 мм и кольцевой стальной охлаждающей рубашкой (Рис. 72, Рис. 73).

Рубашка охлаждается потоком аргона с температурой 300 К, протекающего через кольцевое пространство внутри рубашки (cooling jacket). Это определяет граничные условия на внешней границе кожуха.

Выше нагреваемой зоны пористая изоляция отсутствует. Эта область рубашки охлаждается потоком воды (Рис. 72).

Максимальный эффективный радиус стержней для квадратной решетки стержней, относящейся к сборке QUENCH, равен $r_{\max} = \frac{d}{\sqrt{\pi}}$, где d – расстояние между соседними имитаторами твэлов (питч). Этот параметр важен для моделирования свободного объёма и контроля массопереноса в условиях неповреждённой геометрии и дебриса.

Кроме подробного измерения температуры в сборке посредством термопар, размещённых по всему объёму ТВС на различной высоте и различном удалении от оси, во время эксперимента проводились измерения множества других физических параметров. Измерялось давление на входе и выходе из сборки, расход пара и аргона, содержание водорода в теплоносителе, расход воды при заливе, уровень воды в сборке, электрический ток через каждую группу стержней и пр.

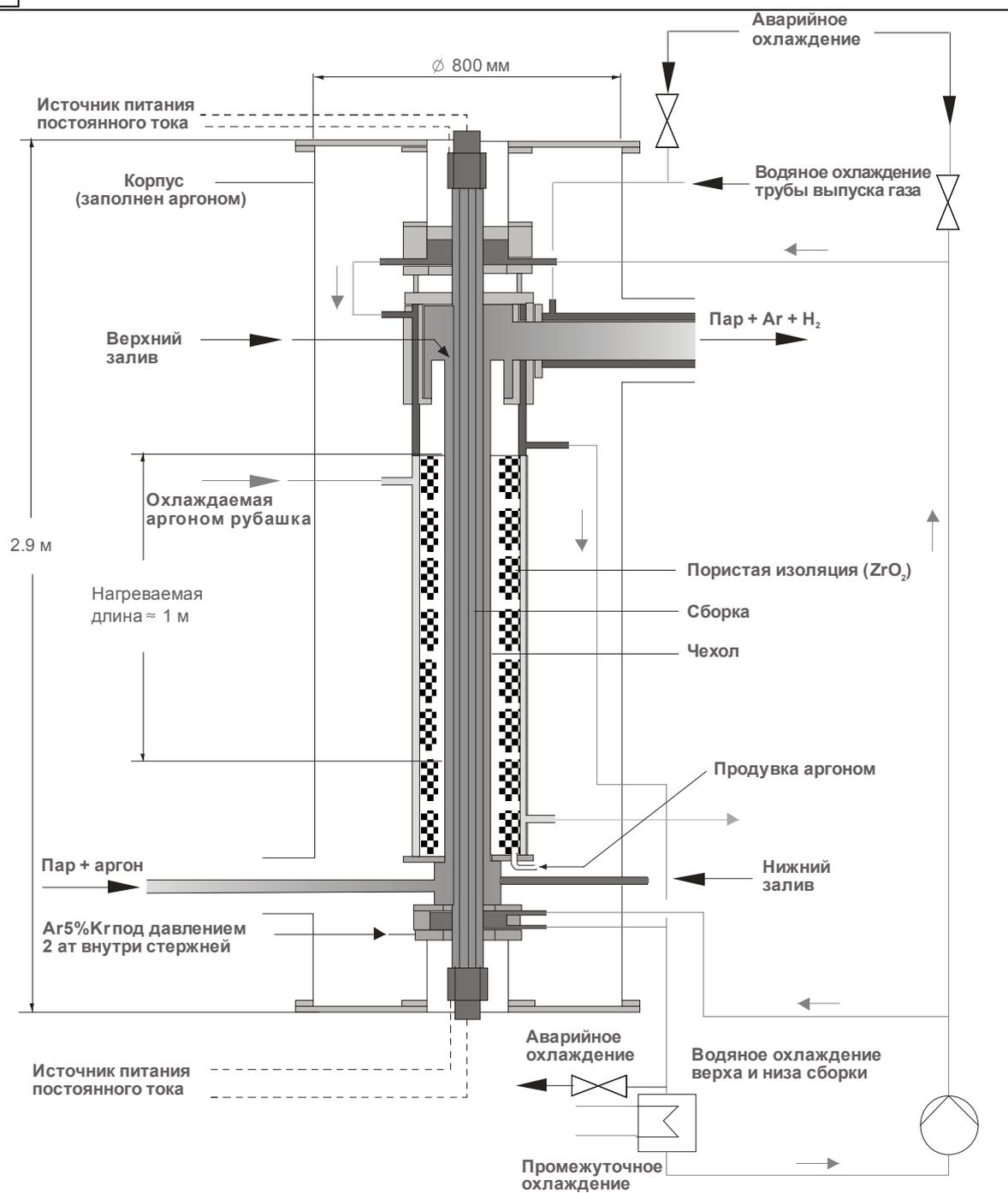


Рис. 72. Схематичное изображение экспериментальной зоны установки QUENCH

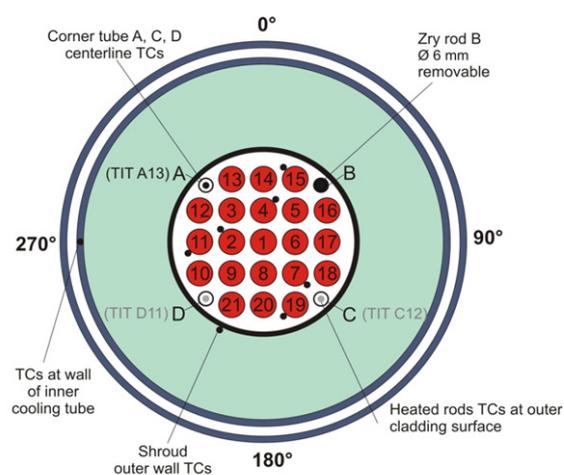


Рис. 73. Поперечное сечение ТВС с указанием номеров каждого из 21-го стержня

В данном разделе рассмотрено моделирование кодом СОКРАТ эксперимента с выкипанием QUENCH-11 [62, 63], который был проведен 8 декабря 2005 г. в

Исследовательском Центре г. Карлсруэ. Это был второй эксперимент после QUENCH-10, проведённый в рамках программы LACOMERA. Основной целью эксперимента было исследование поведения ТВС в условиях выкипания воды, нагрева сборки и последующего залива водой снизу при умеренных скоростях залива.

Геометрия сборки несколько отличалась от предыдущих экспериментов серии QUENCH в связи с присутствием воды в начале эксперимента и наличием в нижней части специального нагревателя (Рис. 74). Основные стадии эксперимента представлены в Таблица 7.

Таблица 7. Последовательность событий в эксперименте QUENCH-11

Номер фазы	Процесс
0	Заполнение водой до уровня 982 мм. Нагрев сборки до ~383 К.
1	Выкипание воды до уровня ~190 мм, сопровождаемое нагревом сборки со скоростью ~0,3К/с до ~1480К.
2	Продолжающееся выкипание с увеличением темпа нагрева (~0,7К/с с температуры T~1480 К до ~1830 К, >3К/с с T>1830 К). Уровень воды держится в диапазоне от -190 мм до -175 мм. Уровень поддерживается дополнительной водой со скоростью подачи ~1 г/с.
3	Залив водой со скоростью 18 (17+1) г/с

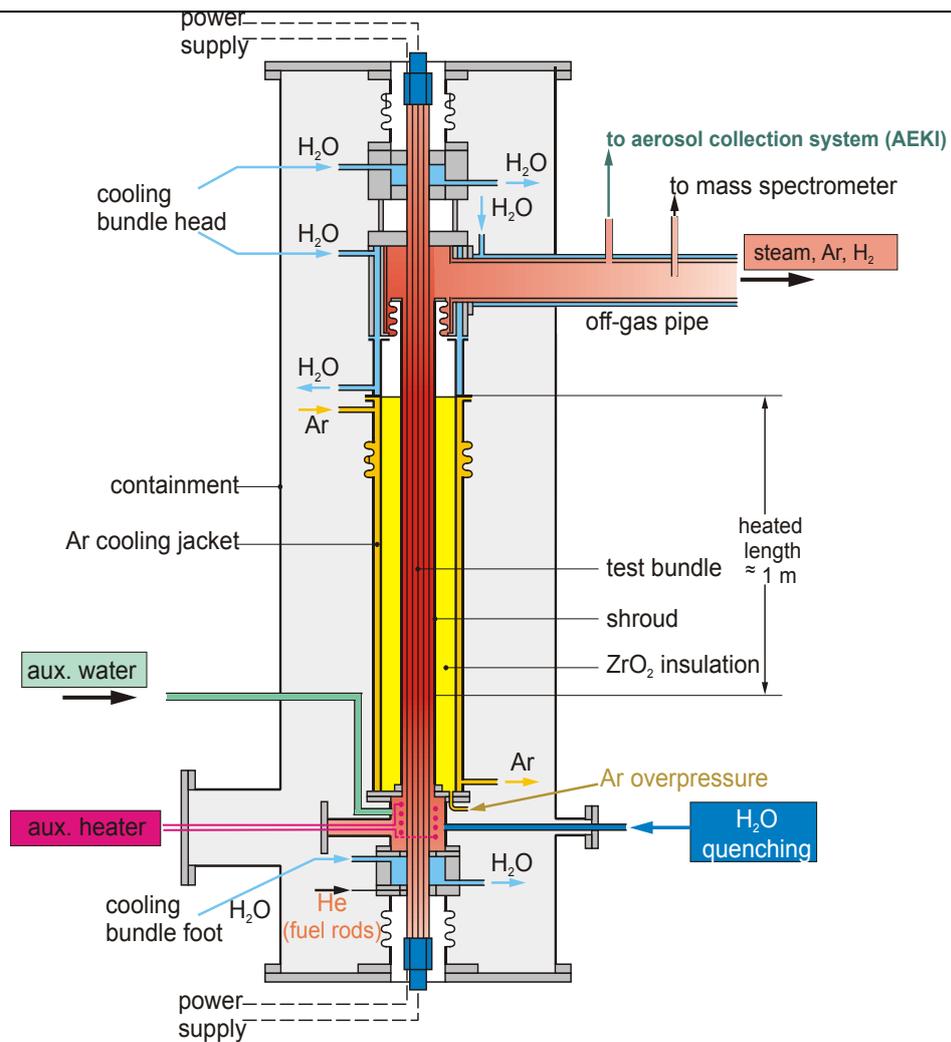


Рис. 74. Рабочий участок установки QUENCH при проведении эксперимента QUENCH-11

16.1.1 Начальные и граничные условия

В начальный момент ТВС была заполнена водой с температурой, близкой к температуре кипения, до уровня 982 мм (верх обогреваемой части ТВС). Давление в системе составляло 0,2 МПа. На Рис. 76 представлена электрическая мощность в ТВС и НКС.

16.1.2 Нодализационная схема

Нодализационная схема установки показана на Рис. 75.

16.1.3 Результаты расчётов

Рис. 77 показывает динамику уровня воды в установке. В начале эксперимента сборка была заполнена до уровня 982 мм, затем происходило постепенное выкипание воды. Приблизительно с 2600-й секунды эксперимента производилось поступление воды в нижнюю часть установки со скоростью около 1 г/с с одновременным выделением мощности в нагревателе, расположенном в нижней камере смешения.

Этот график динамики уровня теплоносителя (Рис. 77) представляет очень большой интерес с точки зрения моделирования процесса выкипания воды в ТВС. Тот факт, что рассчитанные значения уровня очень хорошо воспроизводят экспериментальные данные, является сильным аргументом в пользу способности кода адекватно воспроизводить этот процесс.

После выкипания воды начинается увеличение температуры оболочек (Рис. 78 – Рис. 86). Температурное поведение предсказывается кодом достаточно хорошо. На 5500-й секунде с начала эксперимента начинается фаза залива водой снизу с массовым расходом 16 г/с длительностью около 500 с. Сборка охлаждается в течение этой фазы.

На Рис. 87 показана расчётная зависимость генерации водорода. Видно, что расчётное поведение довольно существенно отличается от наблюдаемого в эксперименте. Генерация водорода началась в эксперименте позже, чем предсказано кодом. Возможная причина – не вполне адекватное расчётное поведение температур оболочек. Отметим, что решение тепловой задачи в QUENCH-11 усложняется наличием тепловых потерь в нижней части установки (Рис. 88). К числу тепловых потерь относятся:

- естественная конвекция и излучение с наружной поверхности НКС в радиальном направлении;
- теплопроводность вдоль стержней вниз;
- теплопередача вниз через плиту, расположенную между НКС и камерой нижнего охлаждения установки QUENCH (Рис. 89).

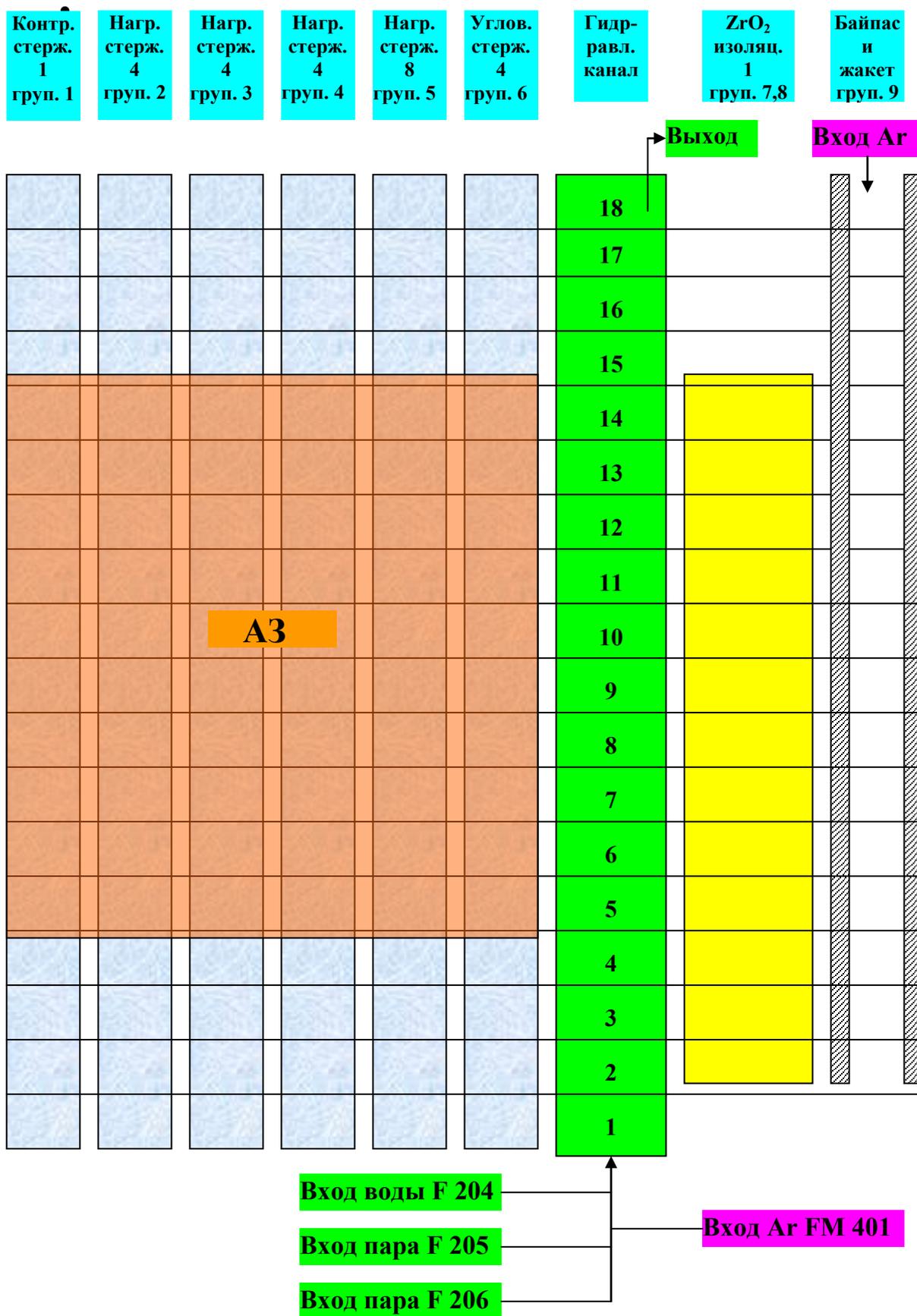


Рис. 75. Нодализационная схема для расчёта эксперимента QUENCH-11

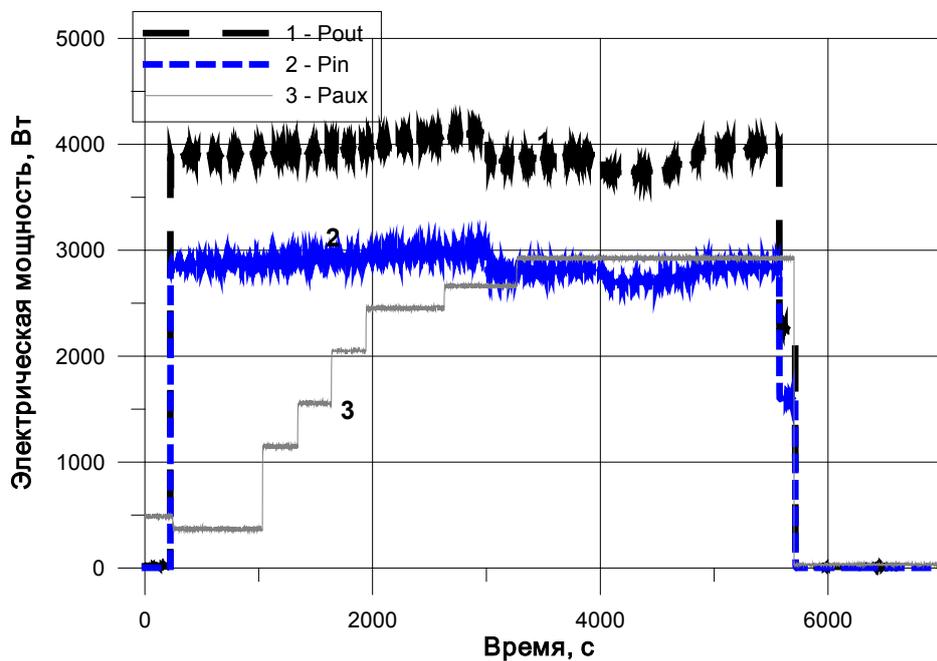


Рис. 76. QUENCH-11: электрическая мощность:

- 1 – внешнее кольцо стержней,
- 2 – внутреннее кольцо стержней,
- 3 – дополнительный нагреватель в НКС

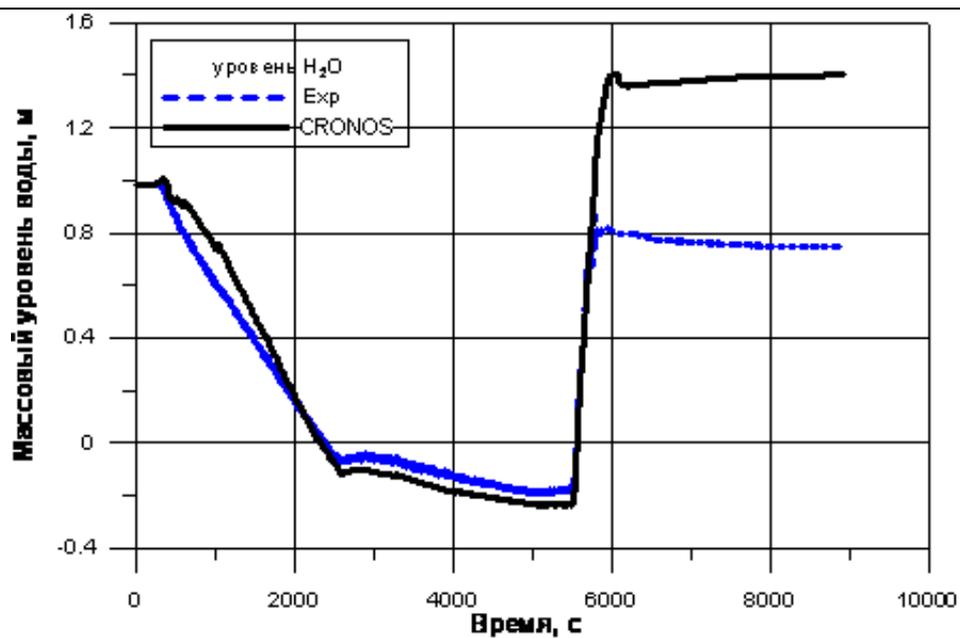


Рис. 77. QUENCH-11: расчётный и экспериментальный уровень воды в сборке

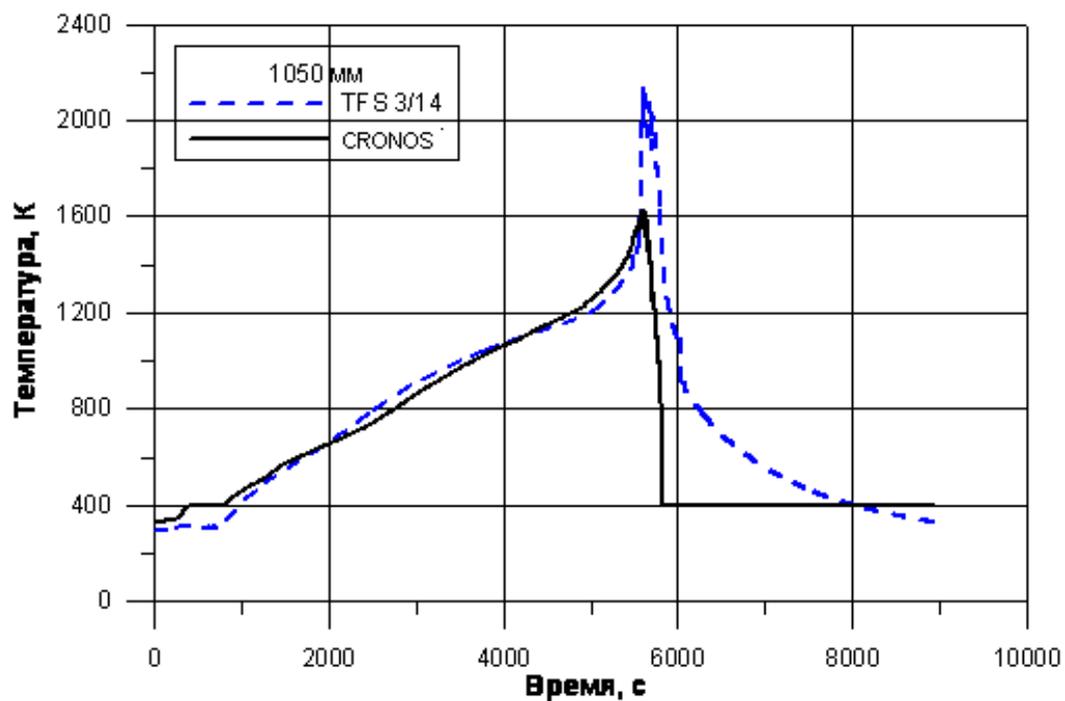


Рис. 78. QUENCH-11: температура группы 3 на уровне 1050 мм

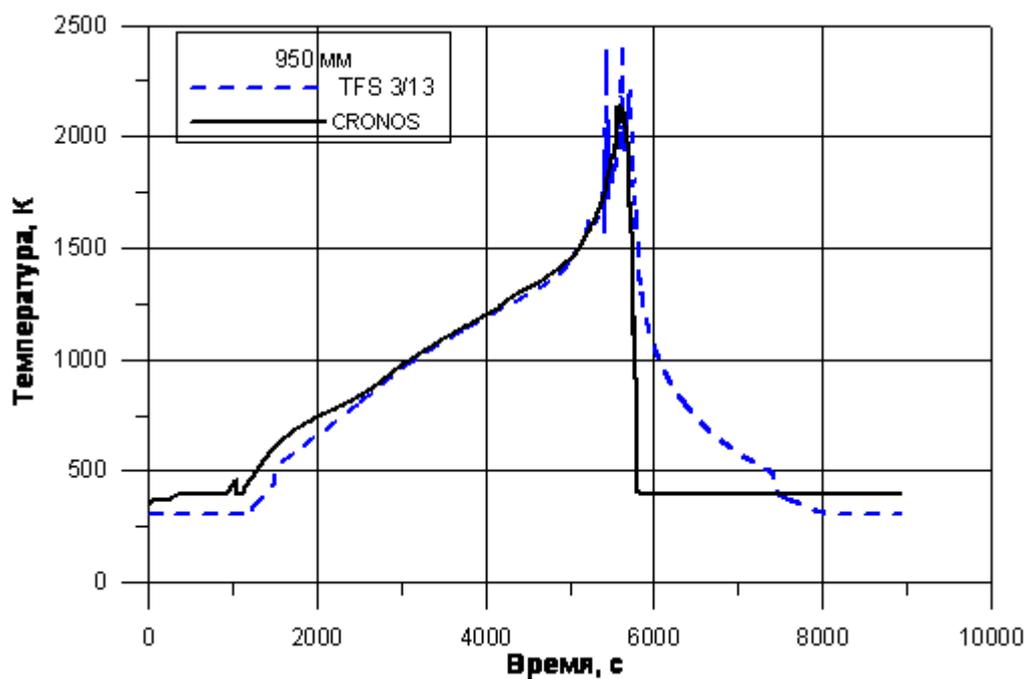


Рис. 79. QUENCH-11: температура группы 3 на уровне 950 мм

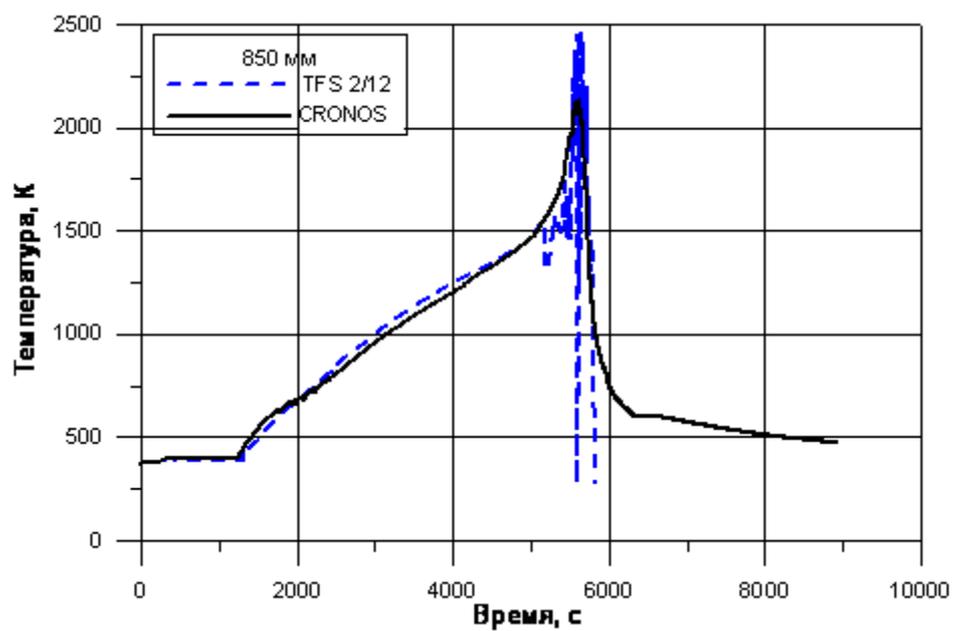


Рис. 80. QUENCH-11: температура группы 2 на уровне 850 мм

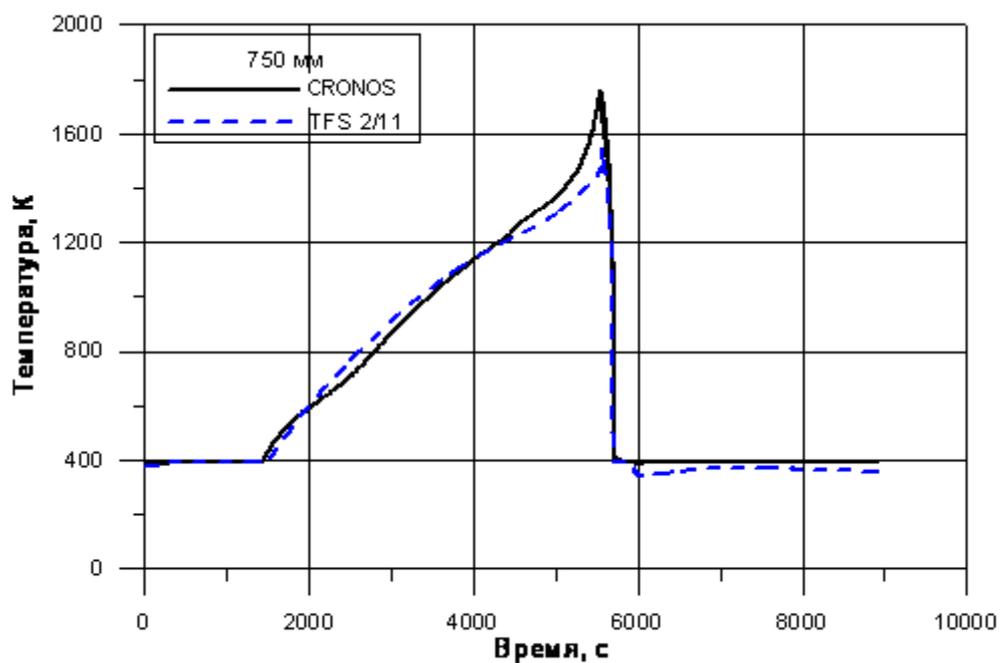


Рис. 81. QUENCH-11: температура группы 2 на уровне 750 мм

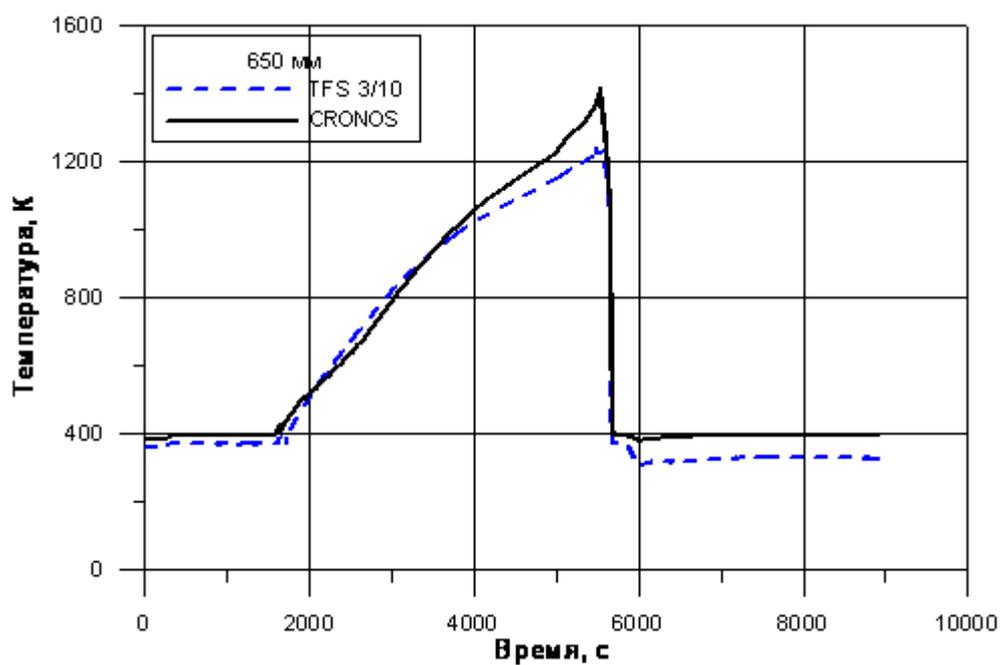


Рис. 82. QUENCH-11: температура группы 3 на уровне 650 мм

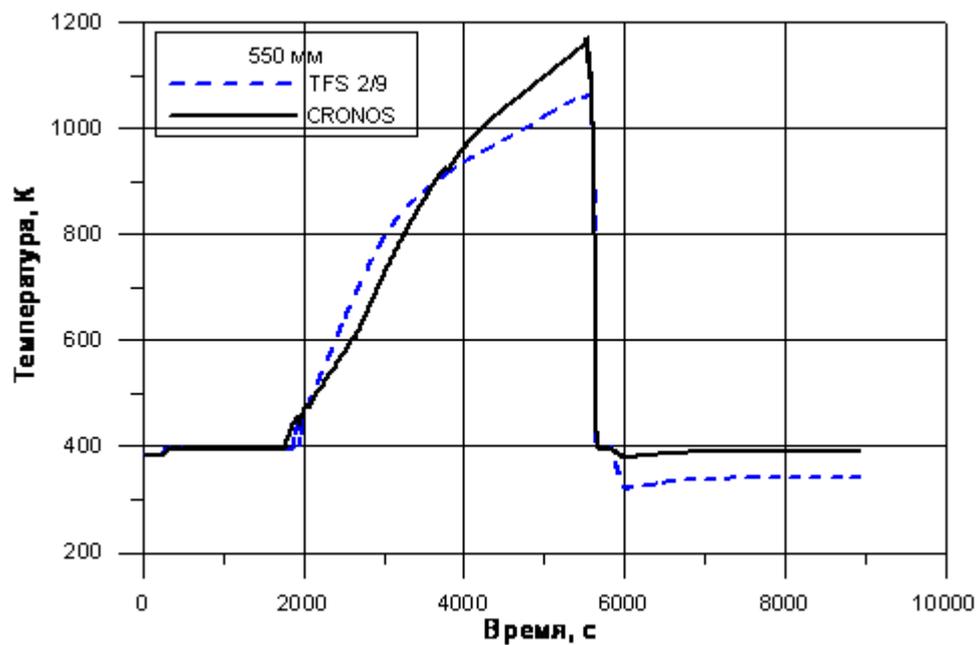


Рис. 83. QUENCH-11: температура группы 2 на уровне 550 мм

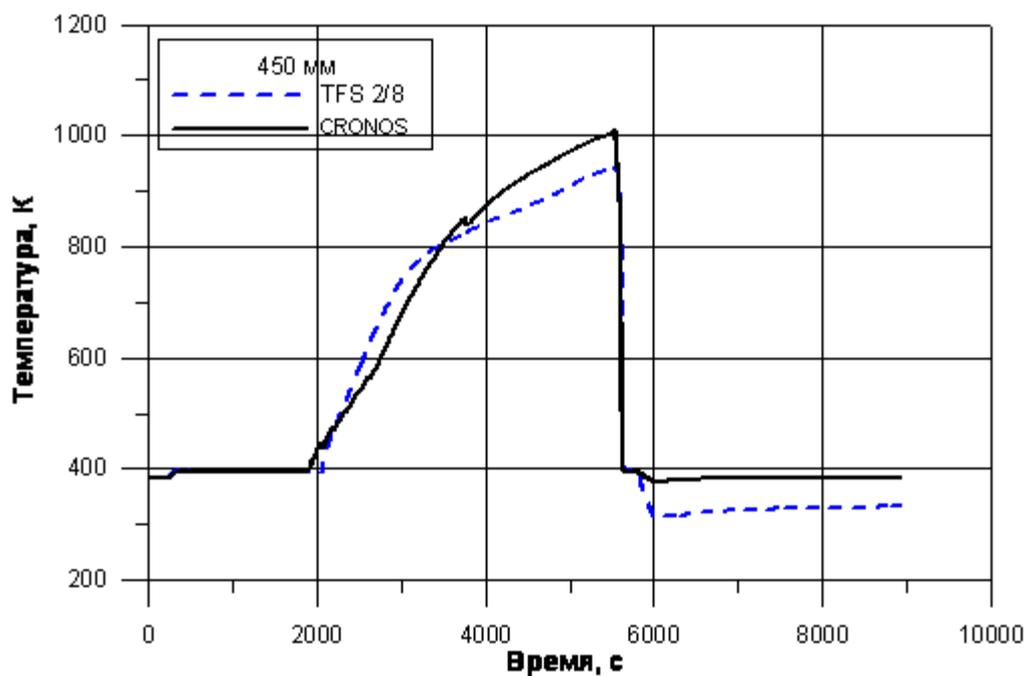


Рис. 84. QUENCH-11: температура группы 2 на уровне 450 мм

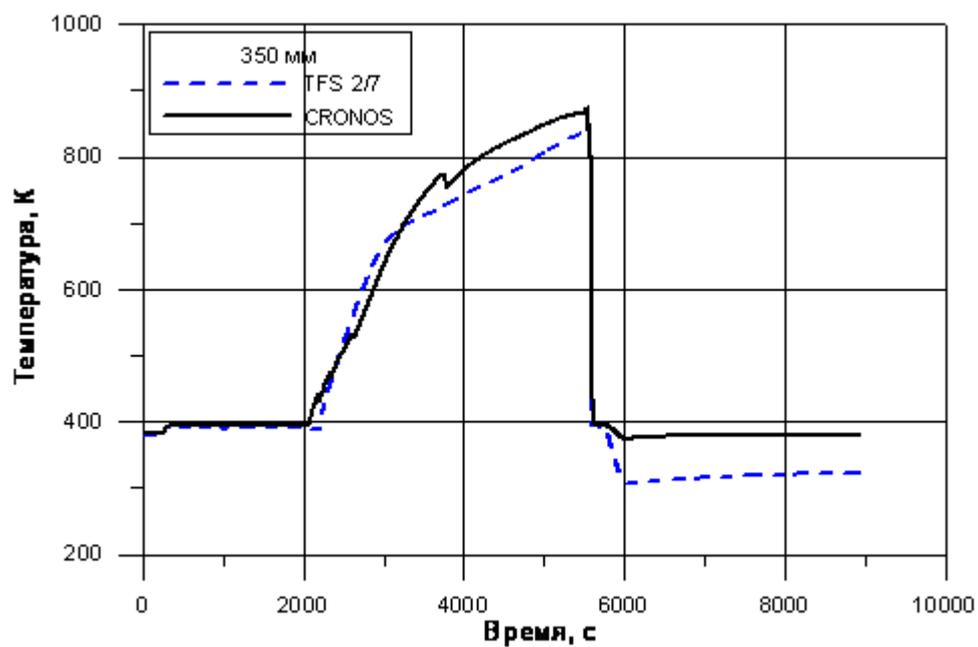


Рис. 85. QUENCH-11: температура группы 2 на уровне 350 мм

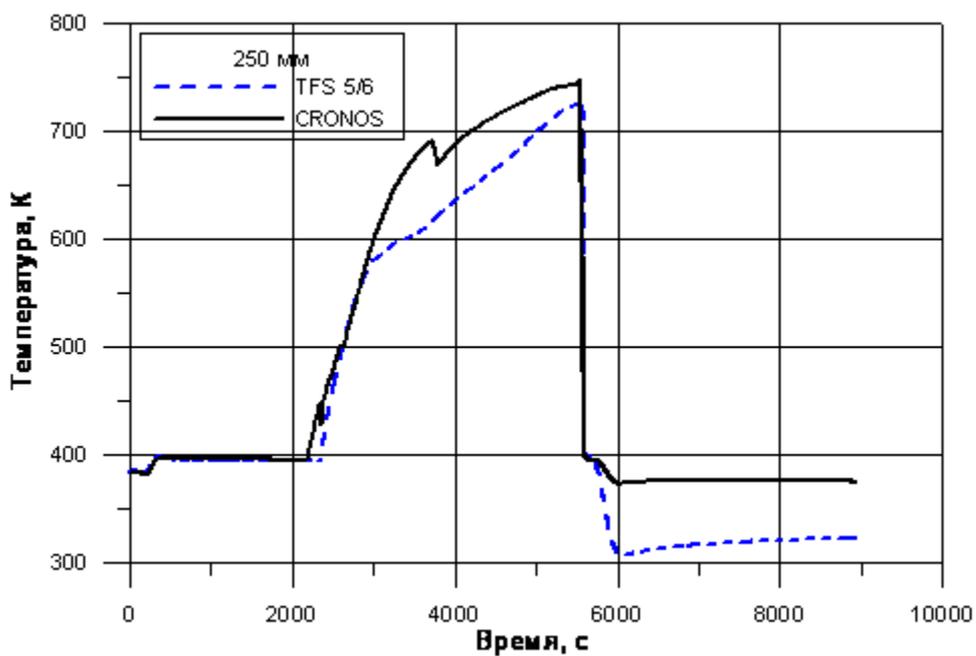


Рис. 86. QUENCH-11: температура группы 5 на уровне 250 мм

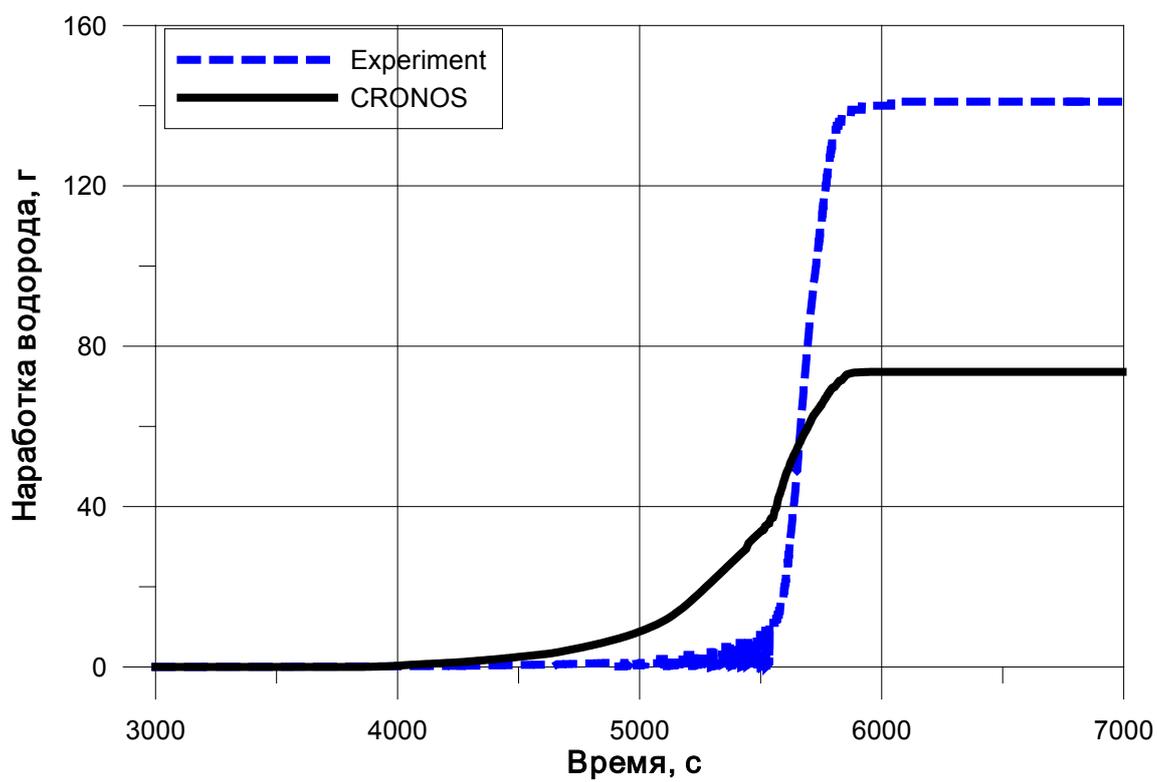


Рис. 87. QUENCH-11: генерация водорода (расчёт и эксперимент)

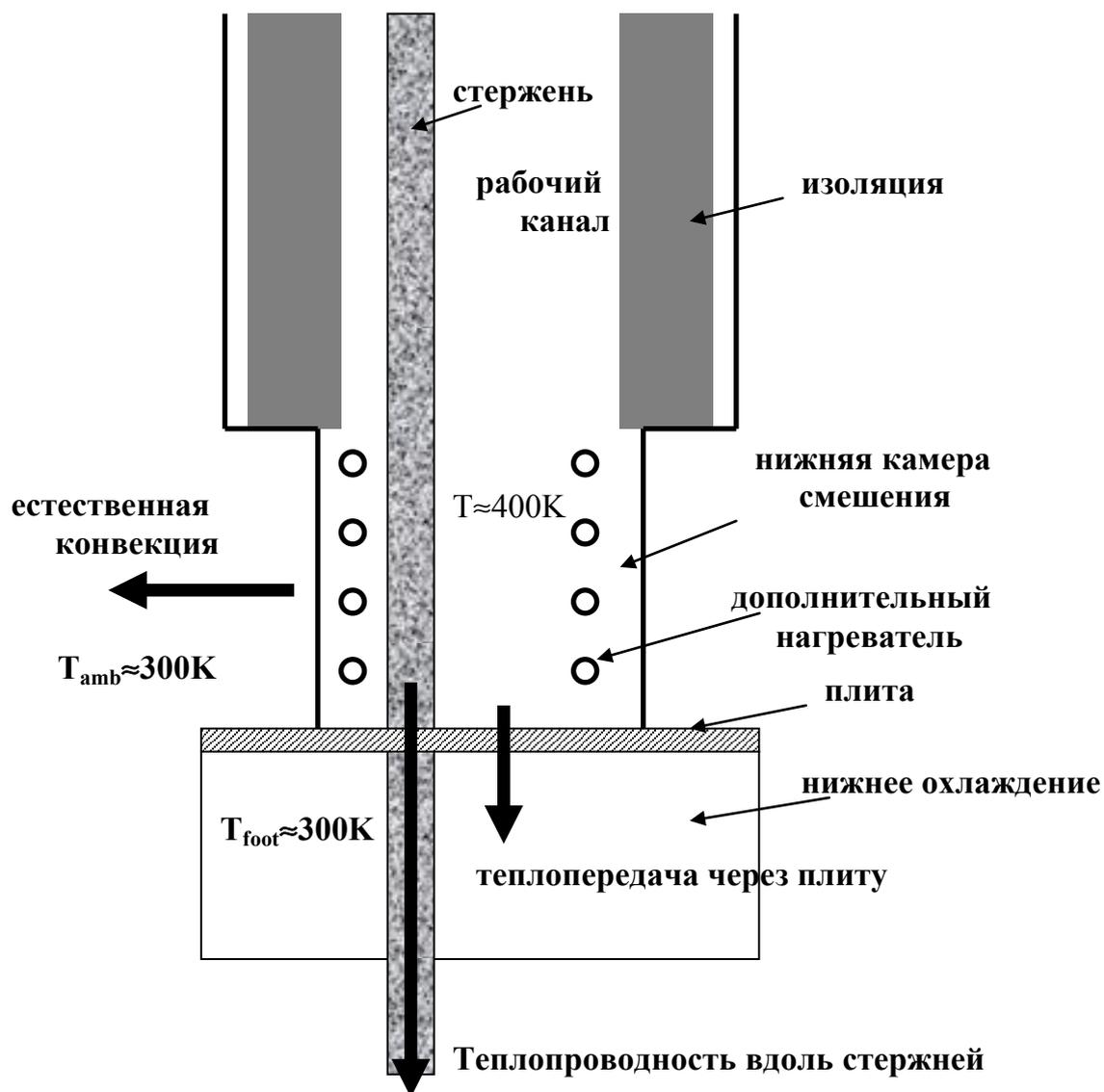


Рис. 88. QUENCH-11: схематичное представление нижней части установки

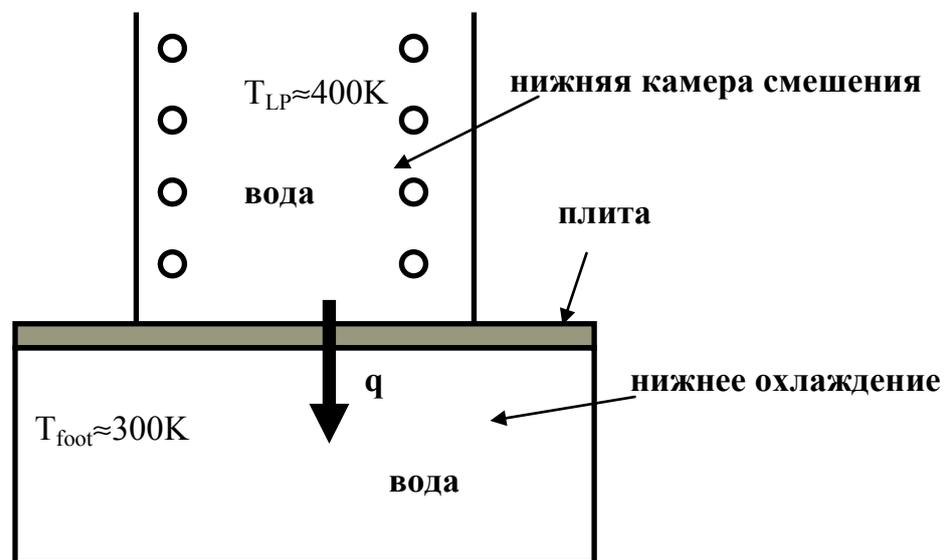


Рис. 89. QUENCH-11: к анализу тепловых потерь через плиту между НКС и камерой нижнего охлаждения (cooling footer)

С целью исследования эффектов тепловых потерь в нижней части установки в ходе эксперимента QUENCH-11 был выполнен анализ чувствительности расчётного уровня воды к изменению величины тепловых потерь. Результаты этого исследования представлены на Рис. 90. Из рисунка видно, что наиболее адекватной величиной тепловых потерь в НКС является значение 750 Вт.

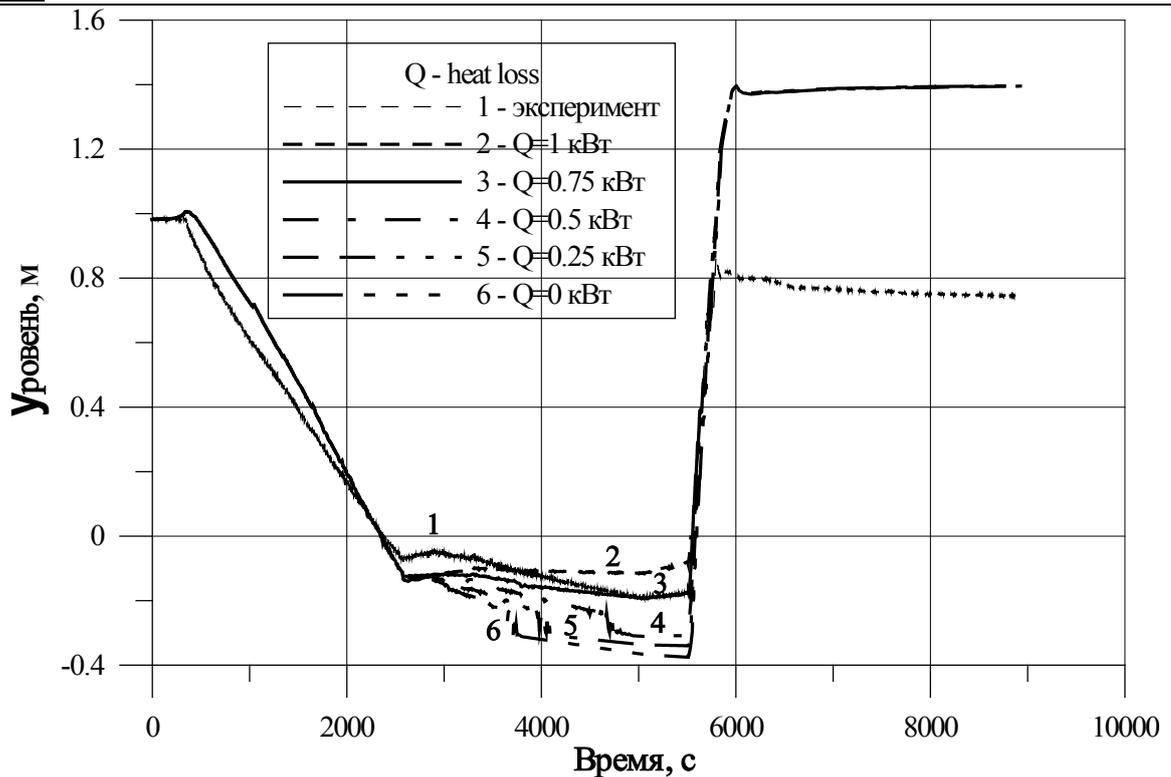


Рис. 90. QUENCH-11: анализ чувствительности. Зависимость массового уровня воды от величины тепловых потерь в НКС

16.1.4 Выводы

Эксперимент QUENCH-11 явился пока единственным экспериментом из серии QUENCH, в котором сборка в начальный момент времени была заполнена водой, в дальнейшем происходило выкипание и понижение уровня воды, а затем повторный залив. Таким образом, верификация кода СОКРАТ на этом эксперименте позволяет проверить адекватность моделирования комплексом спектра физических явлений, характерных для аварии реактора и включающих в себя:

- выкипание теплоносителя в сборке и связанное с этим понижение уровня теплоносителя;
- окисление сборки твэлов и связанную с этим генерацию водорода;
- разрушение, плавление и стекание сборки твэлов;
- поведение пористого дебриса, включая тепло- и массоперенос, а также окисление в дебрисе;
- излучательный теплоперенос в неповреждённой и повреждённой геометрии;

– охлаждение перегретой до высоких температур (порядка 2200К) сборки при повторном заливе воды снизу.

Эксперимент QUENCH-11 в сравнении с другими интегральными тестами, посвящёнными заливу или охлаждению паром ТВС, является первым экспериментом, направленным на исследование полной последовательности событий гипотетической аварии реактора, начиная со стадии выкипания и заканчивая отложенным во времени заливом с низкой скоростью инъекции воды. Этот амбициозный проект стал основой «бенчмарк»-исследования в рамках программы SARNET [64]. Одна из его основных особенностей является хорошо известная чувствительность систем с двухфазными потоками при низкой скорости испарения. Как показали результаты «бенчмарк»-исследования [64], большинство кодов существенно недооценивают выход водорода на стадии залива.

В целом, однако, результаты моделирования кодом СОКРАТ показывают неплохое согласие, особенно в части теплогидравлики и температурной динамики ТВС, с данными эксперимента.

16.2 Эксперимент QUENCH-LOCA-0

16.2.1 Описание эксперимента

Новая программа экспериментов QUENCH-LOCA³ ставит перед собой целью исследование процессов раздутия и разрыва оболочек, а также вторичного наводороживания в ходе представительного сценария проектной аварии. В ходе планируемых экспериментов будет исследовано поведение различных материалов оболочек, влияние геометрии, а также предварительного наводороживания.

На данный момент выполнен первый из экспериментов этой серии QUENCH-LOCA-0.

Эксперимент QUENCH-LOCA-0 был проведен 22 июля 2010 г. Тест предназначался для исследования процессов раздутия и разрыва оболочек, а также вторичного наводороживания в ходе представительного сценария проектной аварии. Использовались симуляторы топливных стержней типа LWR в квадратной решётке в условиях охлаждения насыщенным паром снизу.

В эксперименте QUENCH-L-0 в качестве материала оболочек использовался сплав Zircaloy-4. Внешний диаметр оболочек был равен 10,75 мм.

Эксперимент QUENCH-L-0 являлся первым экспериментом серии QUENCH, в котором использовались симуляторы твэлов под давлением. Все стержни кроме одного заполнялись криптоном с различными начальными давлениями 35, 40, 45, 50 и 55 бар с целью исследования зависимости термомеханического поведения от начальной нагрузки. Один стержень не имел начального наддува, и его поведение сравнивалось с поведением стержней под давлением.

Основные характеристики ТВС представлены в Таблица 8.

Таблица 8. Основные характеристики экспериментальной ТВС QUENCH

Характеристика	Величина
Количество твэлов	21
из них обогреваемых	21
необогреваемых	0
Шаг решетки ТВС	14,3 мм
Материал нагревателя	Вольфрам

³ Серия QUENCH-LOCA поддерживается VGB Power Tech Service GmbH

Характеристика	Величина
Диаметр и толщина оболочки твэлов	10,75 / 0,725 мм
Материал оболочки	Циркалой-4
Высота обогреваемых твэлов	2480 мм (–690 ÷ 1790 мм)
Высота необогреваемых твэлов	2842 мм (–827 ÷ 2015 мм)
Размеры вольфрамовой части нагревателей	
Высота	1024 мм
Координаты	от 0 до 1024 мм
Диаметр	6 мм
Топливные таблетки	
обогреваемые твэлы наружный диаметр диаметр центрального отверстия	ZrO ₂ с отверстиями 9,15мм 6,15мм
необогреваемые твэлы наружный диаметр диаметр центрального отверстия	нет
Параметры дистанционирующей решетки	
Материал	Циркалой-4, инконель 718
Высота Циркалой-4 инконель 718	42 мм 38 мм
Координаты Циркалой-4 инконель 718	50, 550, 1050, 1410 мм –200 мм
Чехол ТВС	
Материал	Циркалой-4

Характеристика	Величина
Толщина стенки	2,38 мм
Внешний диаметр	84,76 мм
Высота	1600 мм
Координаты	– 300 ÷ 1300 мм
Изоляция чехла ТВС	
Материал	Пористый ZrO ₂
Толщина	36,77 мм
Высота	1300 мм
Координаты	– 300 ÷ 1000 мм

Таблица 9, Таблица 10 показывают основные фазы и последовательность событий в эксперименте QUENCH-LOCA-0.

Таблица 9. Основные фазы эксперимента QUENCH-LOCA-0

Номер фазы	Процесс
1	Быстрый нагрев сборки до температуры ~1300К на уровне 950 мм с темпом ~2,5÷3,5 К/с.
2	Охлаждение насыщенным паром с темпом ~20÷50 К/с до T~400К.
3	Нижний залив с массовым расходом воды ~100 г/с.

Таблица 10. Последовательность событий в эксперименте QUENCH-LOCA-0

Время, с	Событие
0	Начало записи данных, ТВС при ≈800 К, начало нагрева с температуры ≈800 К до ≈1300 К.
111– 175	Интервал, в течение которого наблюдался разрыв стержней.
185	Достигнута мощность 43 кВт в ТВС.
200	Температура термопары TFS 4/13≈1340 К.
217	Начало подачи насыщенного пара.

230	Температура TFS 4/13≈400 К.
359	Конец подачи насыщенного пара.
360	Начало подачи охлаждающей воды снизу в ТВС.
555	Конец подачи охлаждающей воды снизу в ТВС.
1100	Конец записи данных.

Рабочее давление в канале ТВС составляло 0,2 МПа. Динамика мощности для QUENCH-LOCA-0 показана на Рис. 91. На Рис. 92 показаны массовые расходы пара, аргона, насыщенного пара и охлаждающей воды от времени.

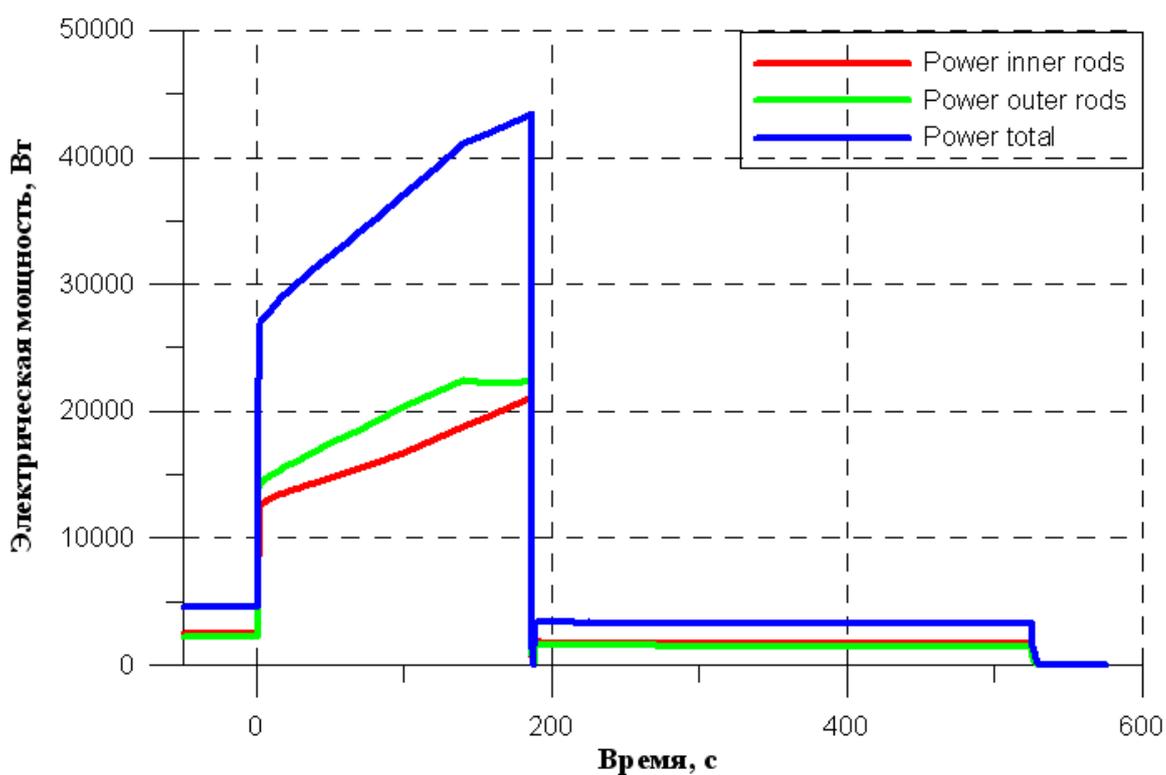


Рис. 91. QUENCH-LOCA-0: Динамика электрической мощности в системе

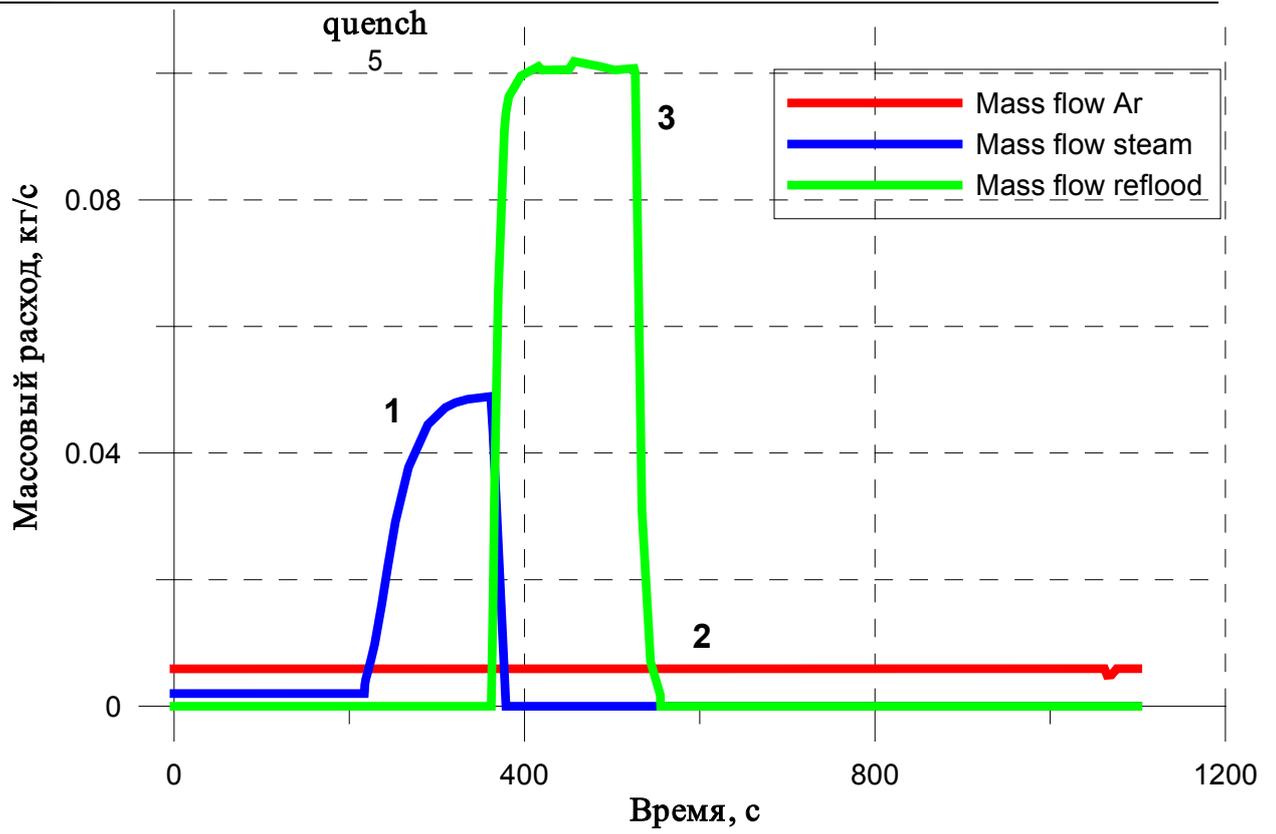


Рис. 92. QUENCH-LOCA-0: Массовые расходы пара(1), аргона (2) и охлаждающей воды (3)

16.2.2 Нодализационная схема

Нодализационная схема, использованная при моделировании эксперимента QUENCH-LOCA-0 по коду СОКРАТ, показана на Рис. 93. В расчёте использовалось 6 радиальных групп стержней и 18 аксиальных ячеек.

Следует отметить, что нодализация рабочего участка достаточно подробно описывала геометрические особенности установки.

16.2.3 Результаты расчётов

На Рис. 94 показан расчётный тепловой баланс для эксперимента QUENCH-LOCA-0.

Рис. 95 – Рис. 100 демонстрируют температурное поведение оболочек на различных высотных уровнях в эксперименте QUENCH-LOCA-0. Видно, что код удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

Выход водорода в эксперименте составил около 1 г, что неплохо согласуется со значением 0,7 г, полученном в расчётах по коду (Рис. 101). Расчётная скорость генерации водорода изображена на Рис. 102.

Одной из целей эксперимента QUENCH-LOCA-0 было исследование термомеханического поведения оболочек. В Таблица 11 указаны экспериментальные значения начального давления для каждого стержня, времени разрыва его оболочки и температуры на уровне 950 мм в момент разрыва.

Таблица 11. Время и температура при разрыве оболочек стержней

Номер стержня	Начальное давление, бар	Время разрыва оболочки стержня, с	Температура данного стержня на уровне 950 мм в момент разрыва
1	50	111,2	1069
7	55	114,2	1066
4	50	114,6	1073
3	55	119,2	1089
8	50	122,0	1086
5	40	129,6	1108
6	35	130,4	1106
9	40	136,2	1133
2	35	136,8	1134

12	50	150,0	1088
18	50	151,2	1103
17	40	152,0	1127
20	50	153,2	1049
14	50	153,4	1094
16	45	155,0	1091
19	50	159,6	1123
13	50	162,5	1078
11	40	167,2	1141
21	45	170,6	1068
10	45	174,4	1064

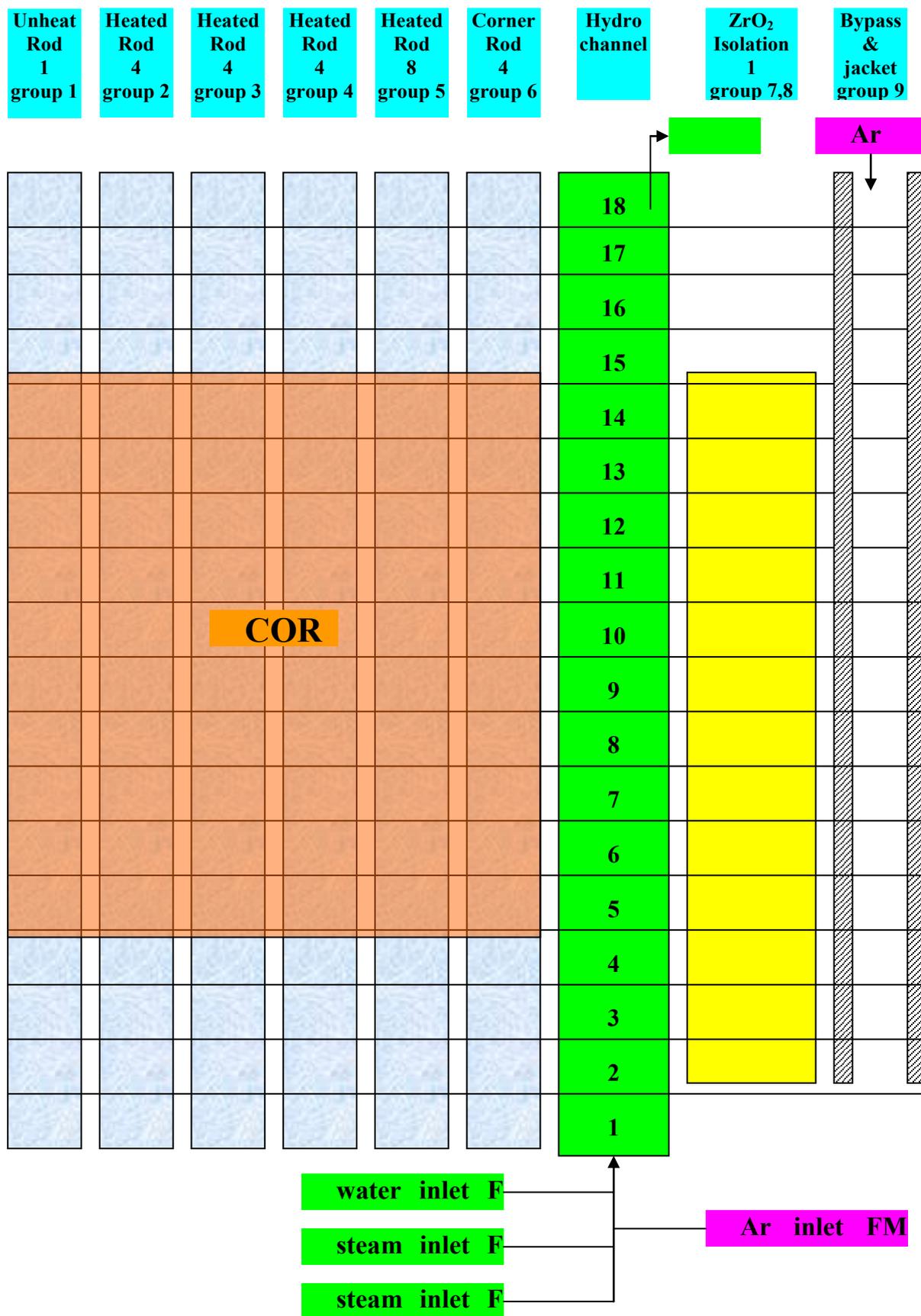


Рис. 93. Нодализационная схема установки QUENCH для кода СОКРАТ

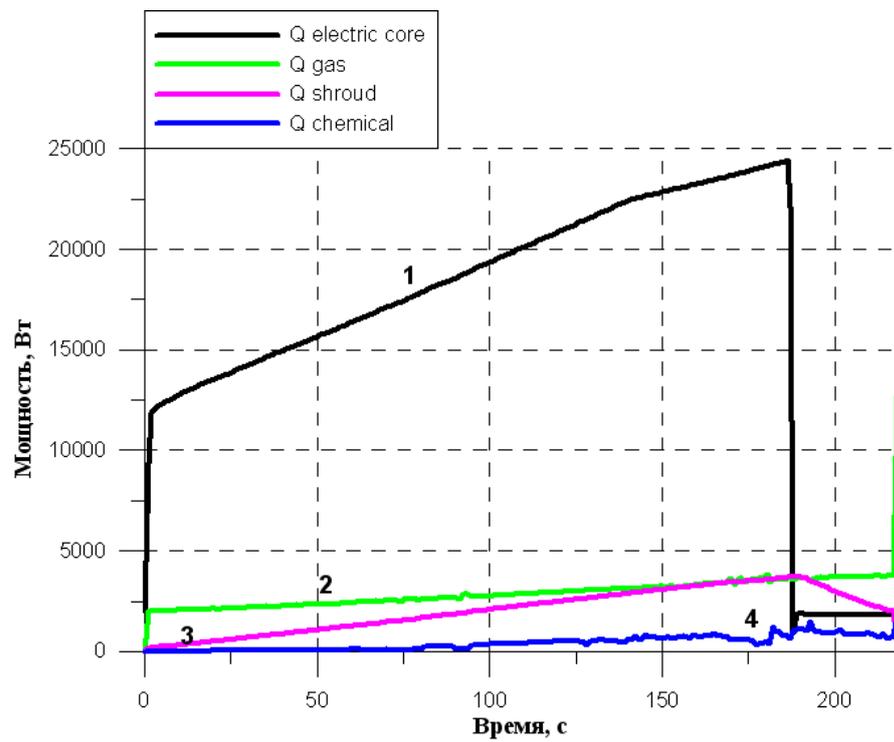


Рис. 94. QUENCH-LOCA-0: баланс тепловых потоков в АЗ:

- 1 – полная электрическая мощность;
- 2 – мощность, уносимая парогазовой смесью;
- 3 – тепловой поток в обечайку;
- 4 – мощность химического знерговыведения

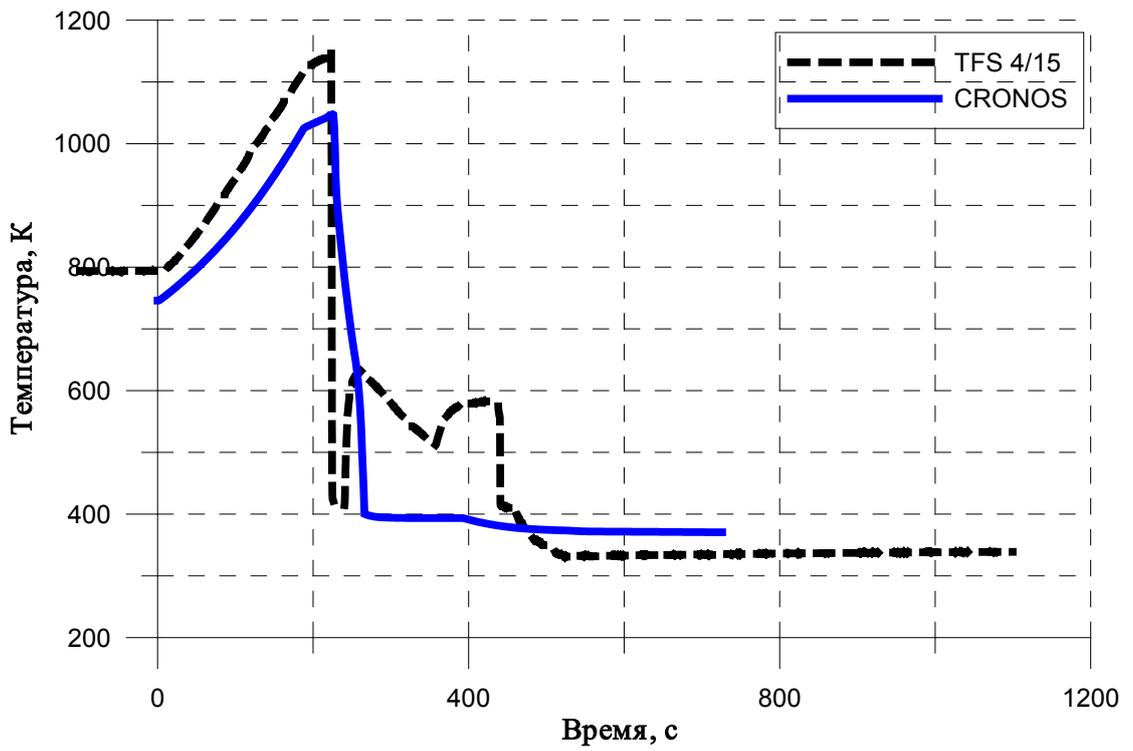


Рис. 95. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 1150 мм

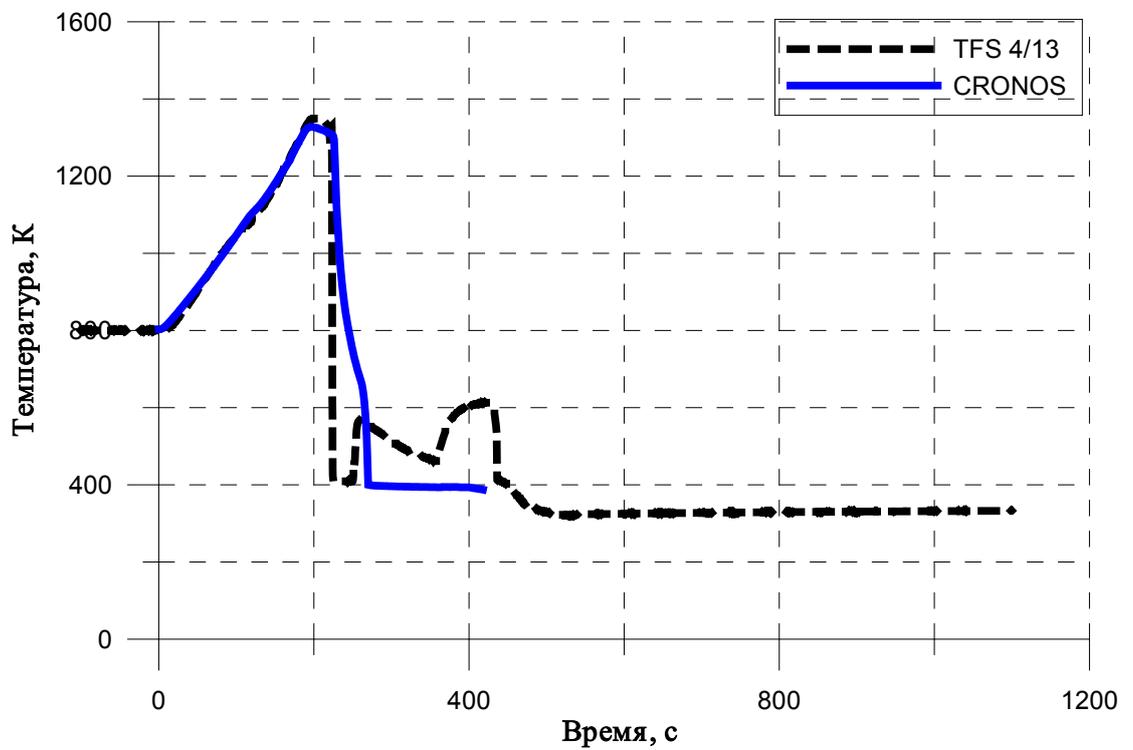


Рис. 96. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 950 мм

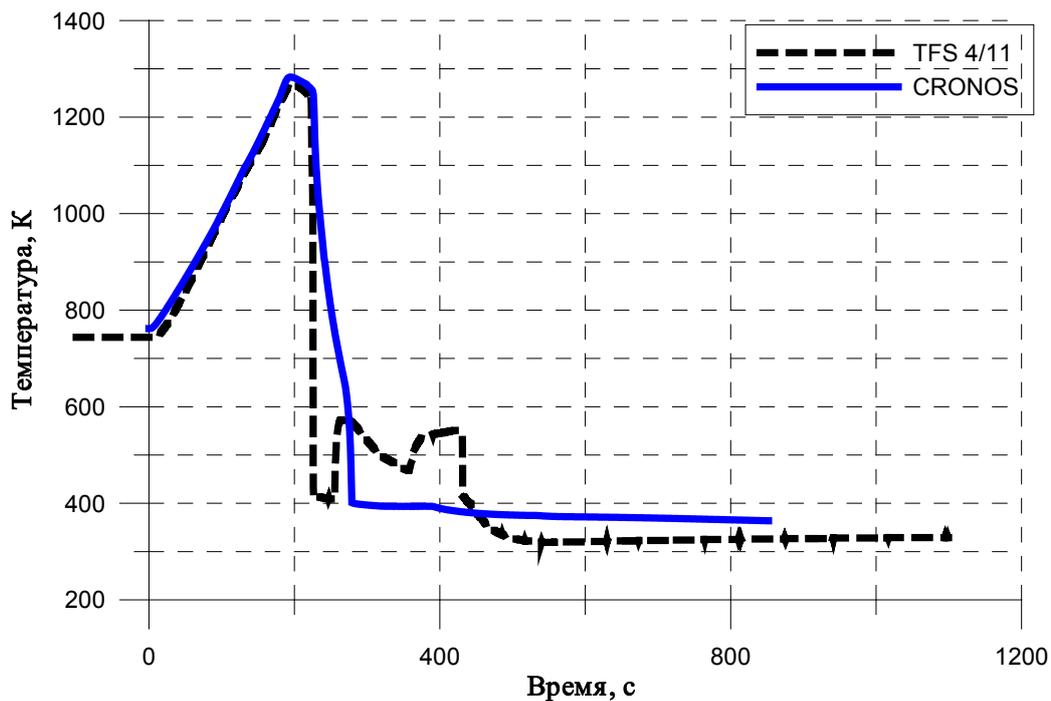


Рис. 97. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 750 мм

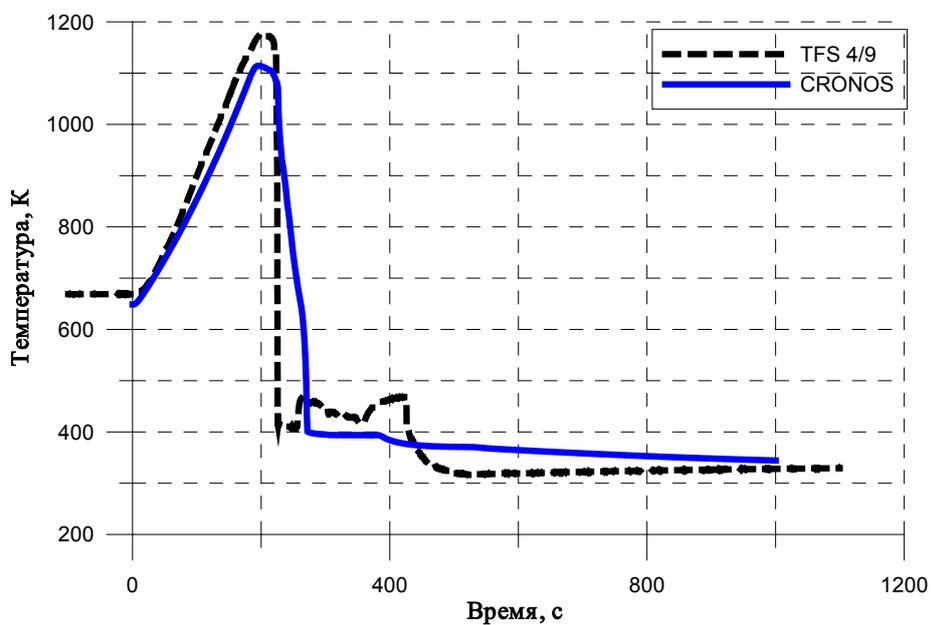


Рис. 98. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 550 мм

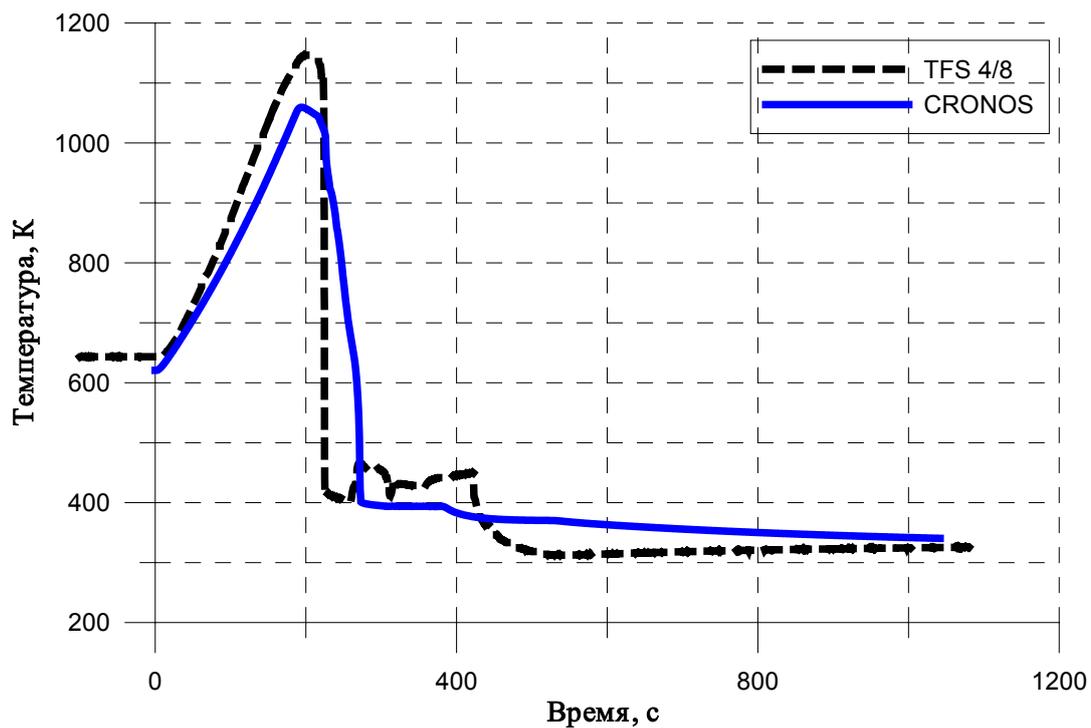


Рис. 99. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 450 мм

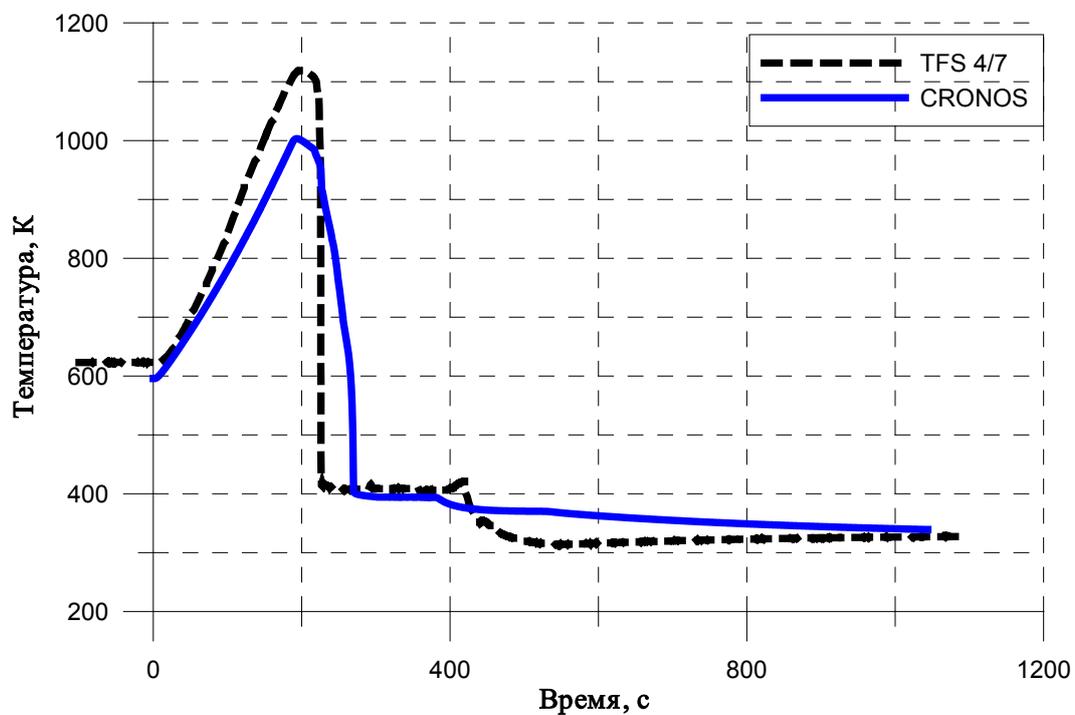


Рис. 100. QUENCH-LOCA-0: Температура оболочки на уровне 350 мм

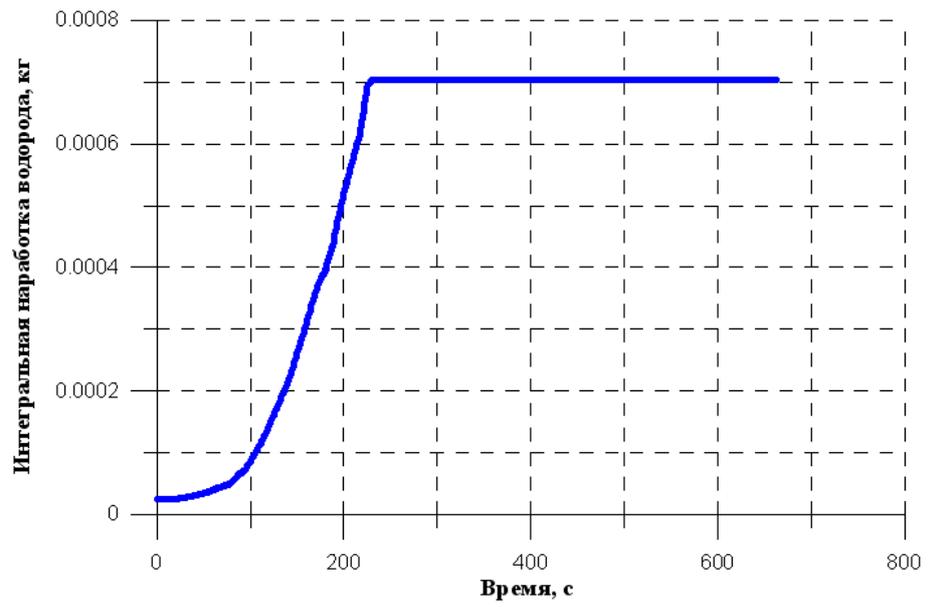


Рис. 101. QUENCH-LOCA-0: наработка водорода

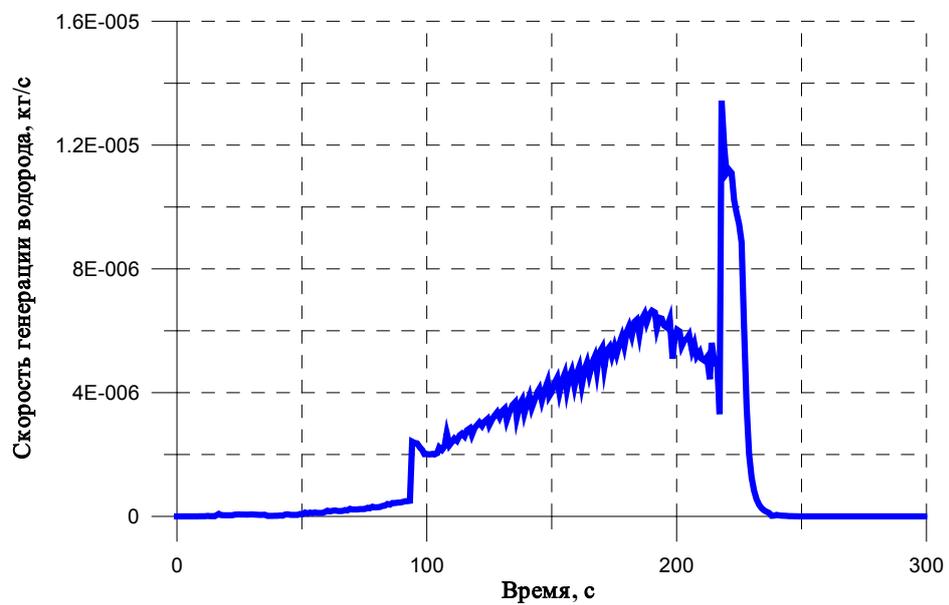


Рис. 102. QUENCH-LOCA-0: скорость генерации водорода

На Рис. 103 показано экспериментальное и расчётное время разрыва для каждого из 21-го стержней, используемых в сборке. Из рисунка видно, что для стержней внутренних рядов (см. нумерацию стержней на Рис. 73) код предсказывает времена, очень хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Этот факт доказывает, что термомеханическая модель кода СОКРАТ адекватно описывает разрыв. В то же время из этого же рисунка отчётливо видно, что расчётные времена разрыва оболочек стержней внешнего ряда заметно меньше экспериментальных времен.

По-видимому, это свидетельствует не о недостаточно точной работе термомеханической модели кода, а скорее о не вполне адекватной работе тепловой модели кода. Дело в том, что в эксперименте температура стержней внешнего ряда существенно (на величину порядка 100°C и может быть даже несколько больше) ниже температуры стержней внутренних рядов. Код СОКРАТ в рамках одномерного теплогидравлического описания в принципе не может охватить двумерные эффекты. Поэтому разница температур внутреннего и внешнего рядов стержней в ТВС в коде составляет значительно меньшее значение – всего несколько десятков градусов. Это и приводит к более ранним временам разрыва стержней внешнего ряда в расчётах по коду.

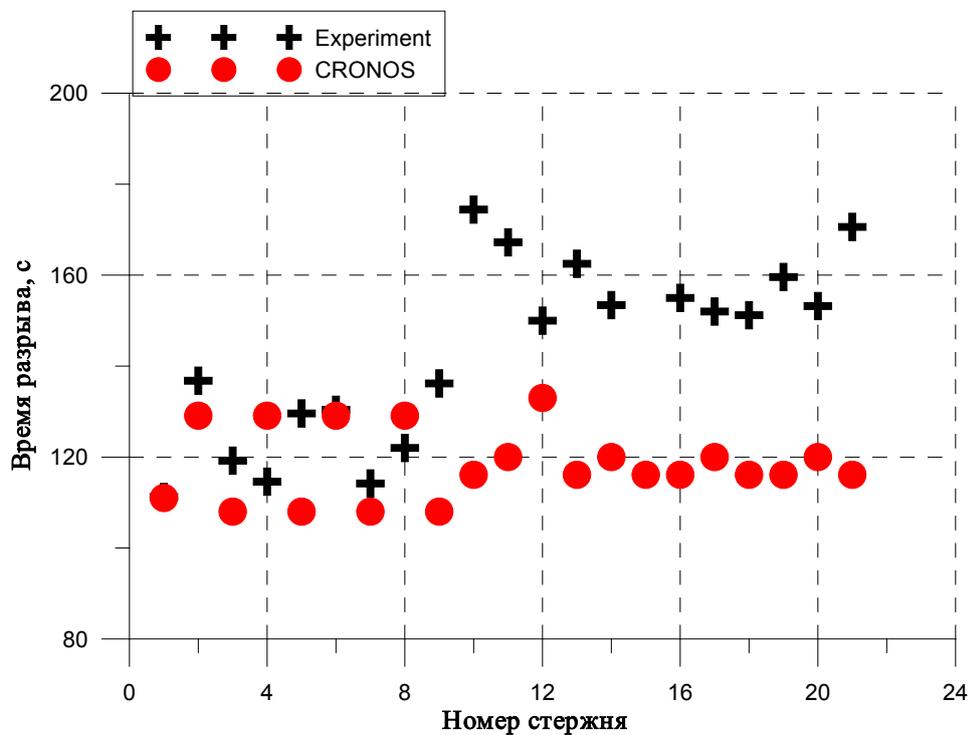


Рис. 103. QUENCH-LOCA-0: Время разрыва в зависимости от номера стержня

На Рис. 104 представлена зависимость давления в стержнях от времени для стержней с различным начальным давлением. Резкий спад давления на графике соответствует моментам разрыва оболочек.

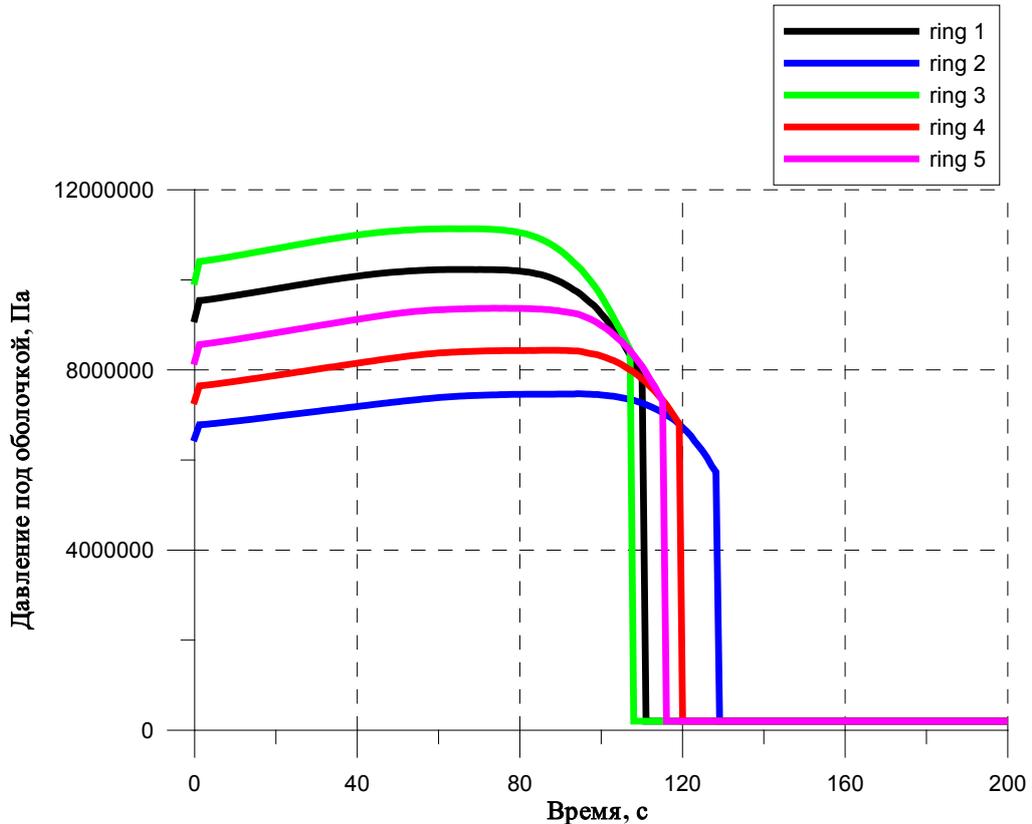


Рис. 104. QUENCH-LOCA-0: Расчётная динамика давления в стержнях с различным начальным давлением

Рис. 105 представляет альтернативный вариант представления термомеханических результатов эксперимента – зависимость температуры при разрыве оболочки на уровне 950 мм (самый горячий уровень в эксперименте QUENCH-LOCA-0) от начального давления стержня (напомним, что в эксперименте использовались стержни с различным давлением от 35 до 55 бар).

При построении такой зависимости мы избегаем учёта неточностей теплогидравлического моделирования кодом, так как выходным параметром здесь является сама температура при разрыве. Результаты сравнения расчётных и экспериментальных данных выглядят удовлетворительно (Рис. 105). Эти результаты ещё раз убеждают нас в адекватности работы термомеханической модели кода, а также в необходимости учёта двумерного распределения поля температур в ТВС.

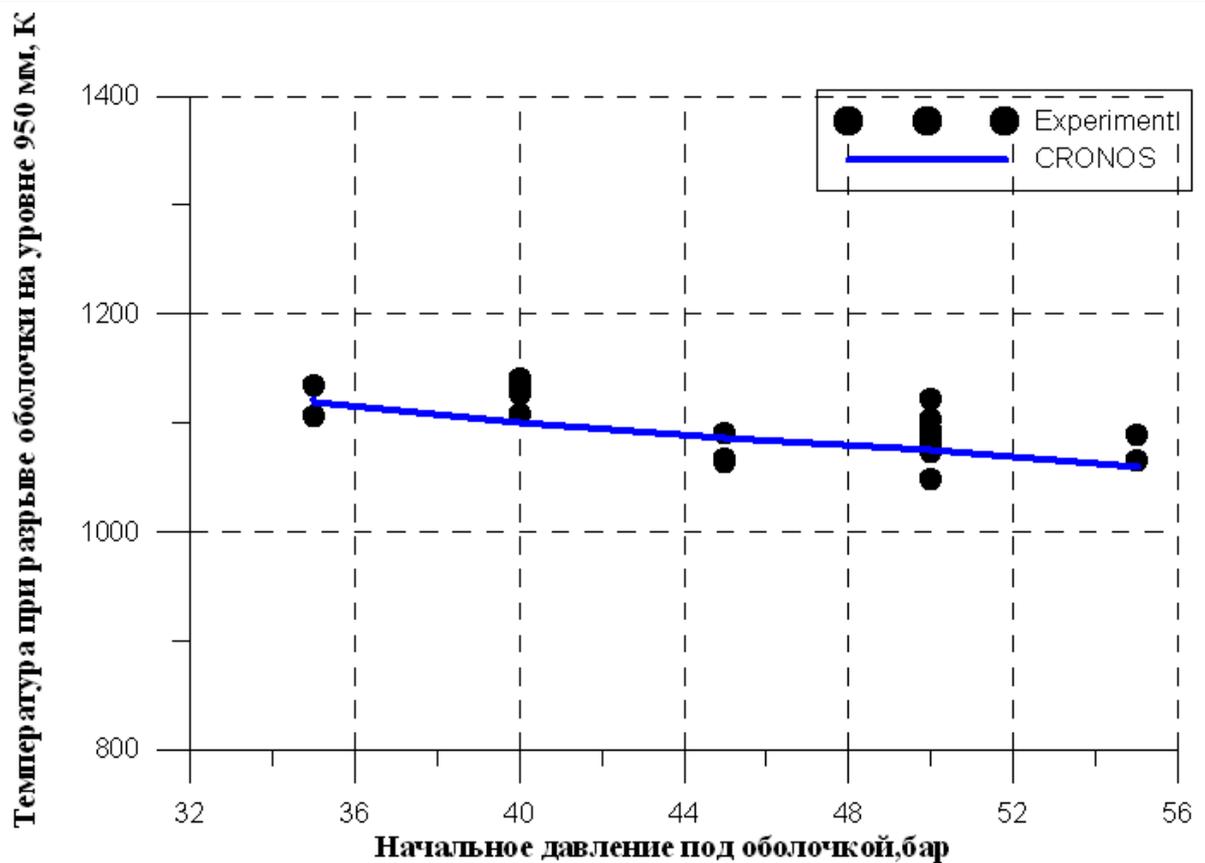


Рис. 105. QUENCH-LOCA-0: Температура при разрыве в зависимости от начального давления стержня

16.2.4 Выводы

Верификация интегрального кода СОКРАТ на эксперименте QUENCH-LOCA-0 показала, что физические модели, заложенные в расчётный комплекс, реализованы корректно, что даёт возможность правильно оценить температурное и термомеханическое поведение сборки в целом на всех этапах эксперимента.

Адекватность моделирования программным комплексом временного и пространственного распределения температур в сборке обеспечивается согласованной работой большого числа физических моделей и модулей. Применительно к задаче моделирования эксперимента QUENCH-LOCA-0 следует обеспечить согласованное моделирование:

- электрического нагрева имитаторов ТВЭЛОВ;
- теплопереноса по имитатору ТВЭЛА, включая расчёт свойств газового зазора;
- окисления оболочек ТВЭЛОВ с учётом кислородного голодания;
- теплообмена с парогазовой средой и излучением;

- теплоперенос в аксиальном направлении;
- тепловое расширение;
- разрыв оболочек.

В целом по результатам моделирования эксперимента QUENCH-LOCA-0 кодом СОКРАТ можно сделать следующие выводы:

- получено удовлетворительное согласие расчётных и экспериментальных данных по динамике изменения температуры во всем объёме тестовой сборки, включая имитаторы и теплоноситель;
- наблюдается удовлетворительное согласие расчётных и экспериментальных данных по интегральной наработке водорода;
- времена разрыва стержней также удовлетворительно предсказываются кодом.

В свою очередь, эти выводы подтверждают, что все модели программного кода как в теплогидравлической части, так и в термомеханической работают согласованно и позволяют с достаточной степенью достоверности моделировать поведение экспериментальной сборки на разных фазах эксперимента QUENCH-LOCA-0, включая фазу повторного залива перегретой сборки водой снизу.

17. Заключение

В настоящей пособии представлены основные подходы к моделированию режимов с нарушениями нормальной эксплуатации и проектных аварий (режимы 2, 3, 4 в зарубежной терминологии) на АЭС с водо-водяными реакторами.

Современное понимание охватывает все важные процессы, необходимые для моделирования режимов течения и теплопередачи в однофазной и двухфазной областях, характерных для условий нормальной эксплуатации и проектных аварий.

Процессы, протекающие при тяжелых авариях, охватывают чрезвычайно широкий спектр:

- Теплогидравлика, включая двухфазное критическое истечение, «захлёбывание» и т.д.
- Процессы переноса тепла при кондукции, конвекции и излучении
- Диффузия кислорода и азота в оболочке, выполненной из сплава, содержащего цирконий
- Раздутие и разрыв оболочек
- И многие другие сложные процессы

В пособии приведены типичные задачи по ТА и представлены их решения. Основным инструментом исследования ТА является отечественный ТГ и ТА код СОКРАТ.

Именно коды улучшенной оценки стремятся к реалистичному моделированию всех основных процессов и являются мощным инструментом анализа безопасности АЭС.

В настоящее время моделирование тяжелых аварий с помощью кодов становится обычным инструментом исследования. Хороший численный код способен адекватно предсказать не только качественное поведение системы, но и основные количественные характеристики ТА (давление, температура и т.д.). Поскольку динамика ТА чрезвычайно сложна и на поведение системы влияют очень многие факторы, то зачастую только код (причем это должен быть надежный код) может помочь исследователю определить развитие событий и ответить на вопрос, к какому конечному состоянию система придет в итоге.

При моделировании по коду СОКРАТ для ряда ТГ задач выявлены незначительные недостатки в описании кодом процессов, в частности: «захлёбывание», распределение паросодержаний в канале и АЗ и т.д., которые не приводят к заметным погрешностям в расчётах, однако требующие уточнения на дальнейших этапах работы.

На основе анализа результатов моделирования экспериментальных данных, приведённых в пособии, а также результатов кросс-верификации с расчётами по другим кодам можно сделать вывод, что основные параметры РУ PWR (давление, температура теплоносителя, температура оболочек твэлов, расход и масса теплоносителя) в стационарных режимах и проектных авариях рассчитываются с погрешностью, не превышающей погрешность измерений на РУ.

Работа по совершенствованию численных тяжелоаварийных кодов продолжается.

18. Список литературы

- 1 Broughton J., Kuan P., Petti D., Tolman E. A scenario of the three mile island unit 2 accident. — Nucl. Technol., 1989, v. 87, № 1, p. 34-53.
- 2 Fukasawa M. Overview of Fukushima-accident analysis. — In: Proc. 2012 SARNET Intern. Meeting (SARNET 2012). Germany, March 21-23, 2012, ERMSAR2012-7.1.
- 3 Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 4 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- 5 Большов Л.А., Кондратенко П.С., Стрижов В.Ф. Свободная конвекция тепловыделяющей жидкости, Успехи физических наук, 2001, т.171, №10, стр.1051-1070.
- 6 Kulacki F.A, Goldstein R.J. J. Fluid Mech., 55 pt. 2, 271, 1972
- 7 Mayinger F.X., Jahn M., Reineke H.H. and Stainbrenner U. VMFT, RS 48/1 (Institute für Verfahrenstechnik der T.U., Hannover, FRG, 1976).
- 8 Kulacki F.A., Emara A.A. J. Fluid Mech. 83 pt. 2, 275, 1977.
- 9 Kulacki F.A, Nagle M.E J. Heat Transfer, 91, 204, 1975.
- 10 Stainbrenner U. and Reineke H.H. Proc 6-th Int. Heat Transfer Conf., vol.2, p. 305, Paper NC-21, Toronto, Canada, 1978.
- 11 Kymäläinen O., Tuomisto H., Hongisto O., Theofanous T.G. Nucl. Engineering and Design 149, 401, 1994.
- 12 Theofanous T.G. and Angelini S. Proc. Eighth Intern. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics: NURETH-8, Kyoto, Japan, 1997, p. 165.
- 13 Кутателадзе С.С., Боришанский В.М. Справочник по теплопередаче, М: Госэнергоиздат, 1969.
- 14 Кректунов О.П., Савус А.С. Процессы конденсации и конденсаторы масложирового производства. С.-Пб. 1998, 495 с.
- 15 Шекриладзе И.Г. К вопросу анализа процессов ламинарной пленочной конденсации движущегося пара, ИФЖ, т. 32, № 2, с. 221-225, 1977.
- 16 Gonzalez R, Chatelard P., Jacq F. ICARE2 – A Computer Program for Severe Core Damage Analysis in LWRs. Part 3: Description of Some Useful Sub-databases for Coupling with Other Codes. Technical note DRS/SEMAR 93/33 – May 1993.
- 17 Fichot F., Chatelard P., Barrachin M., Guillard V., Melis S. and Zabiego M. “ICARE/CATHARE a computer code for analysis of severe accidents in LWRs – ICARE2 V3mod1 – Description of the physical models”, Note Technique SEMAR 00/03, IRSN, France, 2001.
- 18 Siefken L.J., Coryell E.W., Harvego E.A., Hohorst J.K. SCDAP/RELAP5/MOD3.3 Code Manual. Vol.2: Modeling of Reactor Core and Vessel Behavior during Severe Accidents. NUREG/CR-6150, INEL-96/0422, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, Idaho Falls, September 2000.
- 19 Summers R.N., Cole R.K., Jr., Smith R.C., Stuart D.S., Thompson S.L., Hodge S.A., Hyman C.R., Sanders R.L. MELCOR Computer Code Manuals. Version 1.8.3. September 1994. Vol. 1,2. NUREG/CR-6119, SAND93-2185.
- 20 Vasiliev A.D., Kobelev G.V. Results of numerical module development for radiation heat transfer between VVER-type structures under severe accidents conditions (module MRAD) / Preprint IBRAE -2003-09, Nuclear Safety Institute, Moscow, 2003, 56 p.
- 21 Kisselev A.E., Kobelev G.V., Strizhov V.F., Vasiliev A.D. Radiative Heat Exchange Model for Late Phase of Severe Accident at VVER-Type Reactor // Proc. 18th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 18), Beijing, China, August 7-12, 2005, SMiRT18-P02_4.

- 22 Kobelev G.V, Strizhov V.F., Vasiliev A.D. Advanced Model of Radiative Heat Transfer in a Rod Geometry // Proc. 2007 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE2007), Seattle, US, November 11-15, 2007. IMECE2007-43375.
- 23 Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Васильев А.Д., Стрижов В.Ф. Физические модели яжелых аварий на АЭС. Москва, изд. "Наука", 264 с, 1992.
- 24 Cole R.K., Kelly D.P., Ellis M.A. CORCON-MOD2: A Computer Program for Analysis of Molten-Core-Concrete Interactions. Sandia National Laboratories, NTIS. August 1984. NRC Report NUREG/CR-3920.
- 25 Дементьев Б.А., Аль-Бахили Х.М. Определение нестационарного расхода теплоносителя при истечении из сосуда высокого давления. Теплоэнергетика. 1978. № 12. с. 72-75.
- 26 Компьютерный банк опытных данных по комплексу экспериментальных исследований стационарного истечения водяного теплоносителя через элементы циркуляционных контуров парогенерирующих установок/ Отчет ЭНИЦ. № 1.375. Электрогорск. 1990.
- 27 Lockhart R.W., Martinelli R.C. Proposed Correlation of Data for Isothermal Two Phase Flow // Chemical Engineering Progress, 1949, V. 15, pp. 39-48.
- 28 Chisholm D. A Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli Correlation for Two Phase Flow // International Journal of Heat and Mass Transfer, 1967, V.10, pp. 1767-1778.
- 29 Wallis G.B. One-Dimensional Two-Phase Flow. McGraw Hill, 1969.
- 30 Muzychka Y.S., Awad M.M. Asymptotic Generalizations of the Lockhart-Martinelli Method for Two-Phase Flows // Proc. 2009 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE2009), Lake Buena Vista, Florida, US, November 13-19, 2009. IMECE2009-10486.
- 31 Churchill S.W., Usagi R. A General Expression for the Correlation of Rates of Transfer and Other Phenomena, American Institute of Chemical Engineers, 1972, V. 18, pp. 1121-1128.
- 32 Jenkins R. Two-Phase Two-Component Flow of Water and Air. MEng Thesis, University of Delaware, Newark, 1947.
- 33 Saisorn S. and Wongwises S. An Experimental Investigation of Two-Phase Air-Water Flow through a Horizontal Circular Micro-Channel. Experimental Thermal and Fluid Science, V. 33, pp. 306-315, 2009.
- 34 Saisorn S. and Wongwises S. The Effects of Channel Diameter on Flow Pattern, Void Fraction and Pressure Drop of Two-Phase Air-Water Flow in a Horizontal Circular Micro-Channel. Experimental Thermal and Fluid Science, doi:10.1016/j.expthermflusci.2009.02.006, 2009.
- 35 Alexeev S.B., Svetlov S.V., Ilyukhin Yu.N., Kuhtevich V.O., Sidorov V.G. // Heat Transfer Crisis in Vertical Steam-Generating Channels in Absence of Coolant Circulation. Proc. of 3rd Baltic Heat Transfer Conference, Gdansk, 1999.
- 36 Curca-Tivig F. Assessment of RELAP5/MOD3/V5m5 against the UPTF Test N 11 (Countercurrent Flow in PWR Hot Leg). NUREG/IA-0116 KWU E412/91/E1002. May 1993.
- 37 Richter H.J. et. al. Deentrainment and Countercurrent Air-Water Flow in a Model PWR Hot Leg. Thayer School of Engineering, September 1978.
- 38 Ohnuki A. Experimental Study of Countercurrent Two-Phase Flow in Horizontal Tube Connected to Inclined Riser. J. of Nuclear Sci. and Techn., V. 23, N 3, pp. 219-232, March 1986.
- 39 Berdyshev A.V., Matveev L.V., Veshchunov M.S., Development of Database for Kinetic Steam Oxidation Model of Zircaloy-4 at High Temperatures (1000-1825°C), Preprint IBRAE-975, Moscow, Nuclear Safety Institute of Russian Academy of Sciences, 1997.
- 40 Abriata J.P., Garces J., Versaci R, Bull. Alloy Phase Diagrams, 1986, V. 7, p.116.
- 41 Veshchunov M., Hofmann P., J.Nucl. Mater., 1994, V. 210, p.11.

- 42 J. Stuckert, M.S. Veshchunov, Behaviour of Oxide Layer of Zirconium-Based Fuel Rod Cladding under Steam Starvation Conditions, Report FZKA 7373, April 2008.
- 43 S. Leistikow, G. Schanz, H.v. Berg, March 1978, Kinetics and morphology of isothermal steam oxidation of Zircaloy-4 at 700-1300°C, KfK 2587.
- 44 Hofmann P., Homann C., Leiling W. e.a. Experimental and calculational results of the experiments QUENCH-02 and QUENCH-03. FZKA 6295. Forschungszentrum Karlsruhe, July 2000.
- 45 Homann C., Hering W., Schanz G. Analysis and comparison of experimental data of bundle tests QUENCH-07 to QUENCH-09 about B4C control rod behavior. FZKA 7101, Forschungszentrum Karlsruhe, July 2006.
- 46 Schanz G., Heck M., Hozer Z. e.a. Results of the QUENCH-10 experiment on air ingress. FZKA 7087, SAM-LACOMERA-D09. Forschungszentrum Karlsruhe, May 2006.
- 47 Hering W., Groudev P., Heck M. e.a. Results of boil-off experiment QUENCH-11. FZKA 7247, SAM-LACOMERA-D18. Forschungszentrum Karlsruhe, June 2007.
- 48 Stuckert J., Grosse M., Hozer Z., e.a. Results of the QUENCH-16 bundle experiment on air ingress. KIT-SR 7634, Karlsruhe Institute of Technology, 2013.
- 49 Hagen S., Hofmann P., Noack V. e.a. Behaviour of a VVER fuel element tested under severe accident conditions in the CORA facility (test results of experiment CORA-W1). KfK 5212. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993.
- 50 Firnhaber M., Yegorova L., Brockmeier U. e.a. International Standard Problem ISP-36. CORA-W2 experiment on severe fuel damage for a Russian type PWR. Comparison report. GRS-120, FZKA 5711, OCDE/GD(96)19, February 1996.
- 51 Stuckert J., Heck M., Goryachev A. e.a. Results of the QUENCH-12 experiment on reflood of a VVER-type bundle. FZKA 7307. Forschungszentrum Karlsruhe, September 2008.
- 52 Bolshov L., Strizhov V. SOCRAT — the system of codes for realistic analysis of severe accidents. — In: Proc. of Intern. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP '06). USA, June 4-8, 2006, Paper 6439.
- 53 Sepold L., Hering W., Homann C. e.a. Experimental and computational results of the QUENCH-06 test (OECD ISP-45). FZKA 6664. Forschungszentrum Karlsruhe, February 2004.
- 54 Hofmann P., Kerwin-Peck D. UO₂/Zircaloy-4 chemical interactions from 1000 to 1700 °C under isothermal and transient temperature conditions. - J. Nucl. Mater., 1984, v. 124, p. 80-105.
- 55 Осмачкин В.С. Особенности теплообмена в ядерных реакторах, охлаждаемых несжимаемыми некипящими жидкостями. — В сб.: 3-я межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964. Доклад P/326 (СССР).
- 56 Vasiliev A.D. Modeling of thermal hydraulics aspects of combined top and bottom water reflood experiment PARAMETER-SF2 using SOCRAT 2.1 code. — In: Proc. 2008 ASME Intern. Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE2008). US, October 31-November 6, 2008, ISBN: 978-0-7918-3840-2, IMECE2008-69043.
- 57 Vasiliev A.D. Application of thermal hydraulic code SOCRAT/V2 to top water reflood experiment PARAMETER-SF3. — In: Proc. 2009 ASME Intern. Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE2009). US, November 13-19, 2009, ISBN: 978-0-7918-3863-1, IMECE2009-10960.
- 58 Kim M.H., Corradini M.L. Modeling of Condensation Heat Transfer in a Reactor Containment. Nuclear Engineering and Design, 1990, V. 118, N 2, pp. 193-212.
- 59 Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Васильев А.Д. Особенности тепловых процессов при лазерной термохимической обработке металлов импульсно-периодическим излучением. Поверхность. Физика, химия, механика. 1989, N5, СС. 35-42.
- 60 Sepold L., Miassoedov A., Schanz G. *et.al.* Hydrogen generation in reflooding experiments with LWR-type rod bundles (QUENCH program). — Nucl. Technol., 2004, v. 147, № 8, p. 202-215.

61 www.zircarzirconia.com.

62 Stuckert J. *et al.*, "First results of the QUENCH-11 experiment," SARNET 2nd Annual Review Meeting, PSI Villigen, January 30-31, 2006 (<http://sarnet.grs.de/sites/WP9>).

63 Hering W., Groudev P., Heck M., Homann C., Schanz G., Sepold L., Stefanova A., Stegmaier U., Steinbrueck M., Steiner H., Stuckert J. Results of Boil-off Experiment QUENCH-11, FZKA 7247, SAM-LACOMERA-D18, Forschungszentrum Karlsruhe, June 2007.

64 Stefanova A., Drath T., Duspiva J., Erdmann W., Fichot F., Guillard G., Groudev P., Hering W., Hollands T., Homann Ch., Koch M.K., Sepold L., Steinbrueck M., Suckert J., Trambauer K., Vasiliev A. SARNET Benchmark on QUENCH-11. Final Report. FZKA 7368. SARNET CORIUM P008. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, Germany, 2008.