

ПРОБЛЕМЫ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА И КОНТРОЛЯ КРИЗИСА ТЕПЛООТДАЧИ НА АЭС С РЕАКТОРАМИ ВВЭР

И. Г. Шараевский

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Киев

Проведен анализ известных подходов и предложены методические основы разработки и применения рекомендаций по расчету и контролю кризиса теплоотдачи на АЭС с ВВЭР.

Ключевые слова: механизм кризиса теплоотдачи, критический тепловой поток, гидродинамическая модель кризиса кипения, поверхности ТВЭЛ, методы шумовой диагностики.

Как известно, одна из ситуаций, наиболее опасных для водоохлаждаемых ядерных реакторов, характеризуется неконтролируемым переходом процесса теплоотдачи на поверхности ТВЭЛ к кризису кипения. Последствием этого аварийного теплогидравлического процесса является пережог и разрушение оболочки ТВЭЛ – основного физического барьера, препятствующего выходу высокорadioактивных продуктов деления в теплоноситель. Кризис теплоотдачи при кипении физически характеризуется резким возрастанием температуры поверхности, охлаждаемой кипящей жидкостью. Это явление может возникать при определенных условиях и, в первую очередь, оно связано с ростом плотности теплового потока q на теплоотдающей поверхности. В реакторной теплофизике интегральной характеристикой этого явления принято считать критическое значение плотности теплового потока $q_{кр}$ (КТП), при котором наблюдается указанный внезапный рост температуры и разрушение поверхности теплообмена. Впервые кризис теплоотдачи при кипении теплоносителя был описан в работе [1]. Определяющим в физике кризиса кипения является факт радикального изменения механизма теплоотдачи на теплоотдающей поверхности при достижении КТП. Так, например, при осуществлении фазового перехода «жидкость - пар» в наиболее простых условиях – при пузырьковом кипении в большом объеме – кризис теплоотдачи на теплоотдающей поверхности обусловлен изменением механизма процесса теплоотдачи при переходе кипения от пузырькового режима к пленочному. Согласно принятой в настоящее время терминологии, такой переход называют кризисом теплоотдачи 1-го рода, а соответствующее значение КТП – первой критической плотностью $q_{кр1}$. Следует отметить, что в практике теплогидравлических расчетов ядерных реакторов эту величину КТП (при которой начинается переход к кипению в его пленочной форме) используют только как интегральную характеристику верхнего предела форсирования процесса теплоотдачи при пузырьковом кипении в реакторах ВВЭР.

Вместе с тем даже для случая кипения жидкости при ее свободном движении в большом объеме механизм кризиса теплоотдачи вплоть до настоящего времени ясен еще далеко не полностью. По прошествии более чем семи десятков лет от начала систематических исследований КТП налицо не только очевидный дефицит надежной информации о физике кризисных явлений в области тепловых потоков, непосредственно предшествующих КТП, но также и существенная противоречивость модельных представлений о механизме кризиса теплоотдачи при кипении. Так, согласно получившей широкое распространение гидродинамической теории кризиса теплоотдачи 1-го рода (более полувека назад предложенной С. С. Кутателадзе [2]), этот аварийный теплофизический процесс обусловлен только гидродинамическими факторами, а именно потерей устойчивости двухфазного пристенного слоя теплоносителя, кипящего в пузырьковом режиме на теплоотдающей поверхности ТВЭЛ.

Применительно к условиям свободного движения жидкости в большом объеме (например, в случае прекращения циркуляции теплоносителя в первом контуре) это означает следующее. Нисходящие потоки жидкости, движущиеся между восходящими струями пара, в области тепловых потоков на поверхности ТВЭЛ, близких к критическим, утрачивают свою гидродинамическую устойчивость и разрушаются, вследствие чего доступ жидкости в

пристенный слой прекращается и тем самым инициируется переход к устойчивому пленочному кипению.

На протяжении своей более чем полувековой истории гидродинамическая теория кризиса, а также полученная на ее основе формула

$$q_{кр1} = Kr \sqrt{\rho_{\Pi}} \sqrt[4]{\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{\Pi})} \quad (1)$$

(включающая введенный С. С. Кутателадзе критерий гидродинамической устойчивости K) считались априорно верными, прочно вошли в учебники и практику расчетов аварийных режимов теплосъема в энергетических ядерных реакторах. Кроме того, этот доминирующий гидродинамический подход подкреплялся результатами ряда исследований, специально проведенных для развития и обоснования этой физической модели.

Между тем признание гидродинамической модели кризиса теплоотдачи многими ведущими специалистами было и остается далеко не единодушным. Так, еще в 1961 г. Д. А. Лабунцов [3] обратил внимание на тот факт, что первая пленка на обращенной вверх теплоотдающей поверхности неустойчива по Тейлору всегда, а не только в режиме пленочного кипения. В последние годы гидродинамическая теория кризиса вызывает серьезные сомнения у ряда ведущих отечественных и зарубежных теплофизиков [4 - 7]. Примечательно, что в их числе оказался и Дж. Линард [6], много сделавший для развития гидродинамической модели в плане ее адаптации к теплоотдающим поверхностям конечных размеров.

В контексте выполняемых нами исследований, которые посвящены созданию принципиально новых методов шумовой диагностики процесса фазового перехода при кипении теплоносителя на поверхности ТВЭЛ (включая раннее обнаружение начала перехода к кризисным явлениям), целесообразно обратить внимание на следующие основные проблемные вопросы гидродинамической теории.

Следует отметить, что после публикации работы [2] дальнейшее развитие гидродинамической теории было связано с нахождением более строгих решений задачи о нарушении гидродинамической устойчивости двухфазного пристенного парожидкостного слоя. При этом формула С. С. Кутателадзе за прошедшие годы неоднократно уточнялась в трудах различных исследователей, начиная с работ Л. С. Стермана [8] и В. М. Боришанского [9]. Так, например, обработка значительного массива экспериментальных данных, обобщенного в [10] и ряде других работ, показала, что значения критерия гидродинамической устойчивости, в основном, соответствуют диапазону $K = 0,09 \dots 0,20$ и зависят от ряда факторов. В их число, как было установлено экспериментальными исследованиями ([11] и др.), входят не только теплофизические свойства кипящей жидкости, но также и геометрические характеристики поверхности нагрева, ее толщина, физические свойства материала нагревателя.

Значительная часть исследований была посвящена также обработке с различных позиций массивов экспериментальных данных по КТП с целью установления функциональной связи между значением K и влияющими на него физическими параметрами. Результаты такого эмпирического подхода, однако, во многом противоречивы. Так, например, В. М. Боришанский [9] предложил систему чисел подобия для описания кризиса пузырькового кипения и установил связь между критериями K и Ar . В то же время обработка значительного объема экспериментальных данных по $q_{кр}$ для воды и органических жидкостей, выполненная М. К. Безродным в [12], привела к совершенно иному виду зависимости между указанными критериями.

Наряду с попытками уточнения эмпирического описания, развивалось и теоретическое описание кризиса теплоотдачи на основе гидродинамической модели [2]. Именно В. М. Боришанский в [9], предвосхитив теоретический подход Н. Зубера [13], впервые выдвинул гипотезу о связи кризиса теплоотдачи с нарушением гидродинамической устойчивости вертикальных струй жидкости вблизи теплоотдающей поверхности по Гельмгольцу [14]. Причем в другой своей работе [15], развивая гидродинамическую модель, отечественные

исследователи высказали предположение также и о том, что диаметр такой струи пропорционален отрывному диаметру парового пузыря. В развитие основополагающей гипотезы [9] первое аналитическое выражение для расчета $q_{кр}$ в контексте гидродинамической модели [2] впервые было получено Н. Зубером в [13]. Не только при этом теоретическом подходе, но и в подавляющем большинстве работ, последовавших затем в контексте гидродинамической теории, кризис теплоотдачи анализировался исключительно как гидродинамический процесс, в то время как иные аспекты этого, по сути, вероятностного физического явления фактически игнорировались. Согласно предложенному в [9] детерминированному подходу, основу анализа физической модели кризиса в этих работах составляла оценка условий потери гидродинамической устойчивости двухфазной парожидкостной структуры, сформированной системой восходящих паровых струй и нисходящих потоков жидкости. В соответствии с гидродинамической моделью Н. Зубера [13] кризис теплоотдачи как физическое явление предполагает реализацию следующих условий, необходимых для его возникновения:

изоляция теплоотдающей поверхности от поступающей к ней жидкости восходящим потоком пара. Это состояние достигается тогда, когда потоки пара и жидкости, движущиеся навстречу друг другу, теряют свою гидродинамическую устойчивость. Потеря гидродинамической устойчивости наступает при достижении некоторой максимальной относительной скорости движения несмешивающихся потоков легкой и тяжелой фаз, выше которой любое возмущение искажает движение. Если эта относительная скорость превышаетя, пар уже не может беспрепятственно покидать теплоотдающую поверхность, и становится возможным образование стабильной паровой пленки. Оценка максимально возможной относительной скорости паровых и жидкостных струй может производиться на основе анализа неустойчивости этой двухфазной системы по Гельмгольцу [14];

устойчивость на теплоотдающей поверхности уже сформированной паровой пленки. Это состояние наличия крупного парового конгломерата на обращенной вверх горизонтальной поверхности теплоотдачи определяется устойчивостью волновой поверхности раздела двух фаз с различной плотностью. Она, в свою очередь, определяется соотношением между поверхностным натяжением на межфазной границе и суммой значений кинетической и потенциальной энергии возмущающей волны. Если энергия поверхностного натяжения велика, то более легкая фаза будет находиться в устойчивом состоянии под более тяжелой. Таким образом, пленочное кипение возможно только в случае, когда длина поверхностной волны станет меньше критического значения, которое может быть установлено на основе анализа неустойчивости паровой пленки по Тейлору [14].

В соответствии с изложенным подходом Н. Зубера [13] минимальная длина волны λ , вызывающая нестабильность паровой струи с диаметром D_{II} , равна периметру ее сечения, т.е. $\lambda = \pi D_{II}$. Критическая длина волны возмущения по Тейлору на межфазной границе парожидкостной структуры, сформированной паровой пленкой толщиной B , покрывающей горизонтальный нагреватель, оценивается как $\lambda_1 = \pi B$. Указанная критическая длина волны достигается при наступлении кризиса теплоотдачи, когда диаметр каждой из паровых струй двухфазной системы достигает значения $\lambda_1/2$, а среднее расстояние между этими струями соответствует величине λ_1 . Считая, что в условиях кризиса теплоотдачи, когда критическая скорость пара в такой паровой струе существенно превосходит скорость жидкости, в кубической ячейке жидкости объемом λ_1^3 в каждый момент находится только два паровых пузыря с диаметром $\lambda_1/2$, Н. Зубер в [13] получил выражение

$$q_{кр1} = \frac{\pi}{24} r \sqrt{\rho_{II}} \sqrt[4]{\sigma g (\rho - \rho_{II})} \sqrt{\rho / (\rho - \rho_{II})}. \quad (2)$$

Соотношение (2) с точностью до последнего множителя повторяет формулу (1), однако при этом критерий K , введенный С. С. Кутателадзе в [2], теоретически был рассчитан в [13] и определен величиной, лежащей в диапазоне чисел 0,119...0,157, что соответ-

ствует двум характерным значениям длины волны неустойчивости по Тейлору [14]. Действительно, спектр длин волн неустойчивости в рассмотренной детерминированной гидродинамической модели кризиса теплоотдачи оценивается именно диапазоном $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$, причем $\lambda_2 = \lambda_1 \sqrt{3}$. Характерно, что в соответствии с моделью Н. Зубера [13] только волновая гидродинамика двухфазной парожидкостной структуры у теплоотдающей поверхности является непосредственной причиной существенного разброса экспериментальных данных по $q_{кр}$, хотя, с другой стороны, вероятностная природа кризиса кипения отмечалась всеми исследователями этого явления, начиная с работы [1]. Естественно, что аналогичное соотношение для $q_{кр}$, полученные, например, в [16], а также ряде других работ в развитие гидродинамической модели [2] на основе теоретического подхода [13] в конечном итоге сводятся к формуле (1), различаясь между собой только значением критерия K , для нахождения которого предложены достаточно сложные корректирующие множители.

Однако после публикации результатов детального фотографического исследования процесса кипения в большом объеме [17] был получен ряд [18 - 22] прямых и косвенных подтверждений того факта, что (в полном противоречии с постулатами гидродинамической теории) тонкая пленка жидкости (названная в последствии макрослоем), содержащая основания паровых пузырей, сохраняется на обогреваемой поверхности вплоть до кризиса теплоотдачи. В результате дальнейших исследований [23 - 26 и др.] стало очевидным, что физически обоснованной альтернативой гидродинамическому подходу [2 - 13] должен стать анализ роста сухих пятен на теплоотдающей поверхности, а также взаимосвязанный с ним процесс формирования над сухими пятнами локальных нестабильных паровых пленок, которые предшествуют устойчивому пленочному кипению. Тем не менее даже после публикации данных [17 - 22] работы в области усовершенствования гидродинамической теории С. С. Кутателадзе продолжались.

Так, в работе [27] на основе предположения о том, что в предкризисной области нагреватель покрыт пленкой жидкости, пронизанной паровыми струями (т.е. на базе данных [17 - 22]), была предпринята попытка усовершенствования критерия K , как одного из основополагающих понятий гидродинамической теории [2]. Здесь следует отметить, что такой подход в известной мере противоречит подходу С. С. Кутателадзе, поскольку кризис теплоотдачи, согласно гидродинамической модели [2 - 13], рассматривается только в его заключительной фазе, когда устойчивая пленочная структура уже сформирована. Именно с этих позиций в работах [28, 29] проведена физическая аналогия между пленочным кипением и барботажем, согласно которой кризис пузырькового кипения зависит не только от гидродинамических, но и газодинамических параметров процесса.

Согласно данным [27], которые следует рассматривать как попытку симбиоза гидродинамической модели [2 - 13] с противоречащими ей экспериментальными фактами [17 - 22], с ростом давления величина K уменьшается, что хотя бы качественно согласуется с экспериментальными результатами [12, 30]. Следует отметить, что в [27], как и в большинстве других работ, начиная с [2, 13], геометрические размеры теплоотдающей поверхности принимались неограниченными. В то же время в работе [30] были обобщены данные обширных экспериментальных исследований влияния размера нагревателя на КТП и предложен безразмерный комплекс, характеризующий зависимость величины K от ширины (диаметра) нагревателя. Распространению гидродинамической модели кризиса на теплоотдающие поверхности ограниченных размеров посвящен и цикл работ Дж. Линарда [32 - 34 и др.], в которых задача сводится не только к нахождению длины возмущения по Гельмгольцу [14], но также и к оценке доли площади поверхности, занимаемой паром. С таких же позиций выполнена и работа [35], в которой определена доминирующая (т.е. наиболее опасная с точки зрения кризиса) тейлоровская [14] длина волны возмущения межфазной границы для горизонтального цилиндрического нагревателя. Для тонких проволок, при кипении на которых отсутствует тейлоровский тип волн, авторы [35] предлагают модификацию подхода [32 - 34], предлагая зависимость для КТП, полученную на основе баланса сил, действующих на

крупные паровые ассоциации. В работе [37] предпринята попытка совместить подход С. С. Кутателадзе с экспериментально доказанным в [17 - 22] и противоречащим гидродинамической теории [2, 13] фактом существования в режиме пленочного кипения жидкого макрослоя у поверхности нагревателя. Здесь условием наступления кризиса теплоотдачи считается равенство времен роста крупного парового конгломерата и испарения макрослоя у его основания. Т.е. в [37] в основу оценки величины КТП, наряду с гидродинамическим подходом [2, 13], положен также и временной детерминированный параметр, а именно период формирования крупных паровых конгломератов в режиме перехода к устойчивому пленочному кипению (хотя вероятностный характер этой величины очевиден).

Гидродинамической модели кризиса [2] концептуально близка и волновая теория этого явления, предложенная в [38]. Согласно этой модели, паровые пузырьки зарождаются в областях пониженного давления при прохождении поверхностной волны вдоль теплоотдающей поверхности. При этом наступление кризиса теплоотдачи связывается с потерей устойчивости этого волнового процесса на границе раздела фаз вдоль теплоотдающей поверхности. Полученная на основе такой волновой модели формула для расчета КТП в условиях большого объема структурно подобна расчетной зависимости С. С. Кутателадзе [2], причем величина критерия устойчивости, вычисленная в [38] ($K = 0,13$), хорошо коррелируется со значениями этого параметра по данным работ [2, 13].

Вместе с тем, как справедливо отмечается в [27], реальная картина процесса кипения перед кризисом теплоотдачи (о чем свидетельствуют данные экспериментов [17 - 22], а также ряда других работ) совершенно отлична от схемы движения паровых струй, рассмотренной в моделях, разработанных в развитие гидродинамической теории С.С. Кутателадзе [2]. Кроме того, как отмечал Д. А. Лабунцов [3], Н. Зубер фактически рассматривал не механизм прекращения пузырькового кипения, а только условия устойчивого существования на поверхности теплоотдачи уже возникшей паровой пленки. В то же время, как подчеркивается в [24 - 26], с позиции анализа физики процесса генерации паровой фазы наиболее продуктивно рассматривать кризис теплоотдачи именно как результат развития и верхний предел пузырькового кипения. На практике условия, рассматриваемые в гидродинамической модели [2, 13], по-видимому, реально выполняются только в случае возникновения кризиса теплоотдачи в вертикальном парогенерирующем канале при блокировке входа в этот канал, например в результате попадания разрушенных фрагментов внутрикорпусных устройств ядерных реакторов на входную решетку одной из ТВС. В таком парогенерирующем канале действительно возникает гидродинамическая неустойчивость встречных потоков жидкости и пара, приводящая к «захлебыванию» и кризису теплоотдачи. Вместе с тем, согласно оценкам [23], критическая относительная скорость встречного движения пара и жидкости в таких условиях в 15...20 раз превышает значение, рассчитанное по соотношению (1) из [2].

В результате анализа некоторых, наиболее основательных по своей физической постановке работ (таких, например, как [18, 27, 39]), выполненных в развитие гидродинамической теории кризисов С. С. Кутателадзе [2], необходимо отметить их следующие характерные особенности.

Во-первых, попытки использования в этих работах новых, причем противоречащих подходам [2, 13], экспериментальных данных [17 - 22, 36, 40 - 42] о структуре двухфазного пристенного слоя в области тепловых потоков, непосредственно предшествующих КТП, так и не привели авторов к необходимости коррекции модельных представлений о гидродинамической природе кризиса, сформулированных более полувека назад. Даже в работе [18], где, по-видимому, впервые возникновение кризиса связывалось именно с механизмом истощения тонкой пленки жидкости (т.е. макрослоя) под крупной паровой ассоциацией (названной авторами «конгломератом»), этот новый подход к пониманию кризисных явлений использовался только как еще одна возможность обоснования расчетных соотношений по КТП, полученных в [2, 13].

Во-вторых, использование в некоторых работах (например, в [39]) новых сведений о механизме кризиса теплоотдачи с учетом анализа динамики макрослоя и сухих пятен под паровыми конгломератами так и не привело авторов к необходимости анализа кризиса теплоотдачи как физического процесса, являющегося результатом развития пузырькового кипения и его естественным верхним пределом. Так, например, в модели, представленной в [27], толщина жидкостной пленки под паровым конгломератом в околоскритической области тепловых потоков безосновательно соотносится с некоторой долей длины волны, соответствующей возникновению неустойчивости по Гельмгольцу. Никак не аргументировано в этой работе и предположение о том, что приток жидкости в макрослой по периферии парового конгломерата в период его роста невозможен (что противоречит результатам визуализации процесса кипения в предкризисной области, полученным в [17 - 22, 36, 40 - 42]).

Выводы

1. Реальная структура пристенной двухфазной области, а также распределение истинного объемного паросодержания у обогреваемой стенки не имеют ничего общего с моделью С. С. Кутателадзе [2].

2. Состояние поверхности нагрева, влияющее на значение КТП определяющим образом, в принципе не может быть объяснено в рамках гидродинамической теории [2, 13]. В области аварийных низких давлений в АкЗ реакторов ВВЭР формула (1) занижает значение КТП на сотни процентов по сравнению с данными экспериментов.

3. Использование эмпирических расчетных зависимостей, основанных на постулатах гидродинамической теории кризиса теплоотдачи, которые используются в ряде действующих нормативных документов и предназначены для прогнозирования условий аварийного теплосъема на поверхности ТВЭЛ в реакторах ВВЭР, приводит к значительным ошибкам и грозит неадекватной оценкой аварийных переходных процессов на АЭС с реакторами ВВЭР.

4. Реальной альтернативой гидродинамической теории кризиса теплоотдачи является тепловая теория кризисных явлений, которая получила надежное экспериментальное подтверждение в ряде отечественных и зарубежных работ.

5. Фундаментальные принципы тепловой физической модели кризиса теплоотдачи могут быть эффективно реализованы в практике контроля и управления реакторами ВВЭР путем внедрения разрабатываемых нами интеллектуальных средств ранней шумовой диагностики кризисных явлений на поверхности ТВЭЛ. Спектральная структура исследованных нами информационно значимых реакторных шумов полностью соответствует постулатам указанной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nukijama S.* The maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure // *Int. J. Heat and Mass Transf.* – 1966. - Vol. 9, No. 12. – P. 1419 - 1434.
2. *Кутателадзе С.С.* Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // *Журнал технической физики.* – 1950. - Т. 20, № 11. – С. 1389 - 1392.
3. *Лабунцов Д.А.* Об одном направлении в теории кризиса кипения // *Теплоэнергетика.* – 1961. - № 8. – С. 81 - 85.
4. *Ягов В.В.* Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей // *Теплоэнергетика.* – 1988. - № 2. - С. 4 - 9.
5. *Bergles A.E.* What is the real mechanism of CHF in pool boiling? // *Pool and External Flow Boiling*, edited by Dhir V.K. and Bergles A.E. ASME. - N.-Y., 1992. - P. 165 - 170.
6. *Lienhard I.H.* The snares of pool boiling research: putting our history to use // *Proc. 10-th Int. Heat Transf. Conf. Brighton.* - 1994. - Vol. 1. - P. 333 - 348.
7. *Katto Y.* Critical heat flux mechanism // *Convective Flow Boiling*, edited by J. C. Chem, Taylor and Francis. - 1996. - P. 29 - 44.
8. *Стерман Л.С.* К теории кризиса теплоотдачи при кипении жидкости // *Журн. техн. физики.* - 1953. - Т. 23, № 2. - С. 341 - 351.

9. *Боришанский В.М.* О критериальной формуле для обобщения опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме жидкости // Журн. техн. физики. - 1956. – Т. 26, № 2. – С. 452 - 456.
10. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1970. – 660 с.
11. *Морозов В.Г.* Исследование прекращения пузырькового кипения на погружной поверхности // Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей: Тр. ЦКТИ, вып. 58. - Л., 1965. - С. 64 - 67.
12. *Безродный М.К.* К обобщению опытных данных по критическим тепловым потокам при кипении жидкостей в большом объеме // Изв. вузов. Энергетика. - 1978. - № 8. - С. 83 - 87.
13. *Zuber N.* On the stability of boiling heat transfer // Trans. ASME J. Heat Transfer. - 1958. -Vol. 80, No. 3. – P. 711 - 720.
14. *Тонг Л.* Теплоотдача при кипении и двухфазное течение.- М.: Мир. - 1969. – 344 с.
15. *Боришанский В.М., Готовский М.А.* Теория нарушения гидродинамической устойчивости пристенного слоя жидкости при наличии парообразования на стенке // Тр. ЦКТИ. - 1965. – Вып. 58. - С. 52 - 57.
16. *Мойссис Р., Беренсон П.* К вопросу о гидродинамических переходах при пузырьковом кипении // Теплопередача. – 1963. - Т. 85, № 3. – С. 39 - 49.
17. *Гертнер Р.Ф.* Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме // Теплопередача. - 1965. - Т. 87, № 1. - С. 20 - 35.
18. *Katto Y., Yokoya S.* Principal Mechanism of Boiling Crisis in Pool Boiling // Int. J. Heat Mass and Transfer. - 1968. - Vol. 11, No. 6. - P. 993 - 1002.
19. *Kirby D.B., Westwater I.W.* Bubble and Vapor Behavior on a Heated Horizontal Plate During Pool Boiling // Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. - 1965. - Vol. 61, No. 57. – P. 238 - 248.
20. *Torikai K., Yamazaki T.* Dry spate in a contact area of boiling bubble on a heating surface. // Bull. JSME. - 1967. - Vol. 10, No. 38. - P. 349 - 355.
21. *Torikai K., Akiyama M.* Analysis of the second burnout // Bull. JSME. - 1970. - Vol. 13, No. 61. - P. 951 - 955.
22. *Van Onwerkerk H.J.* Burnout in pool boiling the stability of boiling mechanismus // Int. J. Heat and Mass Transfer. - 1972. - Vol. 15, No. 1. - P. 25 - 34.
23. *Katto Y.* Critical heat flux mechanisms // Convective Flow Boiling / Rev. by J. C. Chem. Taylor & Francis. - 1996. - P. 29 - 44.
24. *Ягов В.В.* Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // Теплоэнергетика. - 1988. - № 6. - С. 53 - 59.
25. *Ягов В.В.* Научное наследие Д. А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. – 1995. - № 3. - С. 2 - 10.
26. *Ягов В.В.* О механизме кризиса теплообмена при кипении насыщенной и недогретой жидкости в трубах // Теплоэнергетика. - 1992. - № 5. - С. 16 - 22.
27. *Haramura Y., Katto Y.* A new hydrodynamic model of critical heat flux applicable widely to both pool and forced convection boiling of submerged bodies in saturated liquids // Int. J. Heat and Mass Transfer. - 1984. – Vol. 26, No. 3. – P. 389 - 399.
28. *Kutateladze S.S.* Boiling and Babbling heat transfer under free convection in liquids // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1979. – Vol. 22, No. 2. – P. 289 - 299.
29. *Маленков И.Г.* Аналогия кипения и барботажа в условиях свободной конвекции: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – Новосибирск, 1981.- 36 с.
30. *Кириченко Ю.А., Русанов К.В.* Теплообмен в гелии-I в условиях свободного движения. – К.: Наук. думка, 1983. - 156 с.
31. *Критические тепловые потоки при кипении органических теплоносителей в трубах и большом объеме / Л. С. Стерна, В. Д. Михайлов, Ю. В. Вилемас // Кризис кипения и температурный режим испарительных поверхностей нагрева: Тр. ЦКТИ. - 1965. - Вып. 58. – С. 15 - 28.*
32. *Линард Дж., Ватанабе К.О.* Корреляции максимального и минимального критических тепловых потоков с учетом давления и формы нагревателя // Теплопередача. - 1996. - Т. 88, № 1. - С. 103 - 109.
33. *Sun K., Lienhard I.N.* The peak pool boiling heat Flux jn horizontal cylinders // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1970. – Vol. 13, No. 12. – P. 1425 - 1439.

34. *Dead I.S., Lienhard I.H.* The peak pool boiling heat flux from a sphere // *AIChE y.* – 1972. - Vol. 18, No. 2. – P. 337 - 342.
35. *Rao P.K.M., Andrews D.G.* Effect of heater diameter on critical heat flux from horizontal cylinders in pool boiling // *Can. y. Chem. Eng.* – 1976. - Vol. 54, No. 5. - P. 403 - 412.
36. *Ефимов В.А.* Обзор экспериментальных исследований механизма кризиса теплоотдачи при кипении // *Тепломассоперенос в одно- и двухфазных средах.* – М.: Наука. - 1971. – С. 25 - 35.
37. *Григорьев В.А., Клименко В.В., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В.* К теории кризиса пузырькового кипения в большом объеме // *Теплоэнергетика.* – 1978. - № 2. – С. 7 - 9.
38. *Cang Y.P.* Some Possible conditions in nucleate boiling // *Trans. ASME. Heat Transf.* – 1962. – Vol. 85, No. 2. - P. 89 - 100.
39. *Serizawa A.* Theoretical prediction of maximum heat flux in power transients // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 1983. – Vol. 26. No. 6. – P. 921 - 932.
40. *Juda Y., Kobayasi K.* Distributions of void fractions above a horizontal heating surface in pool boiling // *Bull. of ISME 1969.* – Vol. 12, No. 50. - P. 283 - 292.
41. *Chi-Liang Lu, Meisler R.B.* A study of nucleate boiling near the peak heat flux through measurement of transient surface temperature // *Int. J. Heat Mass Transfer.* - 1977. - Vol. 20, No. 8. - P. 827 - 840.
42. *Измерение профилей температуры и локального паросодержания вблизи теплоотдающей поверхности при кипении воды в большом объеме / Д. Н. Сорокин, А. А. Цыганок, Ю. П. Джусов и др.* // *ИФЖ 1979.* - Т. 37, № 2. - С. 197 - 203.

ПРОБЛЕМИ МЕТОДИКИ РОЗРАХУНКУ ТА КОНТРОЛЮ КРИЗИ ТЕПЛОВІДДАЧІ НА АЕС ІЗ РЕАКТОРАМИ ВВЕР

І. Г. Шараєвський

Проведено аналіз відомих підходів і запропоновано методичні основи розробки та застосування настанов щодо розрахунку та контролю кризи тепловіддачі на АЕС із ВВЕР.

Ключові слова: механізм кризи тепловіддачі, критичний тепловий потік, гідродинамічна модель кризи кипіння, поверхні ТВЕЛ, методи шумової діагностики.

PROBLEMS OF BURNOUT CRISIS CALCULATION AND CONTROL METHOD FOR VVER REACTOR NPP

I. G. Sharaevskiy

Well-known approaches are analyzed and methodical foundations for development and application of guides for burnout crisis calculation and control for VVER NPPs are proposed.

Keywords: mechanism of heat transfer crisis, critical heat flow, hydrodynamic model of boiling crisis, fuel element surfaces, noise diagnostics methods.

Поступила в редакцію 12.01.09