

539.1

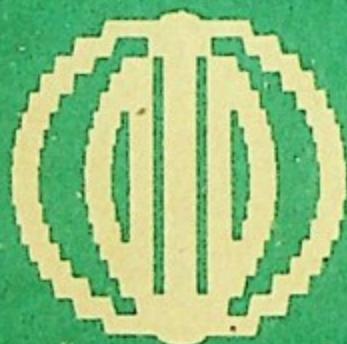
1385



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. К. Сироткин

**ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ
РАСПЛАВЛЕННОГО ТОПЛИВА
С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ И ПАРОВОЙ ВЗРЫВ**



**ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО**

Москва 1992

539.1
B85

Министерство науки, высшей школы
и технической политики Российской Федерации
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

В.К.Сироткин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО ТОПЛИВА
С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ
И ПАРОВОЙ ВЗРЫВ

Текст лекции

Утверждено
редсоветом института

Москва 1992



14

УДК : 621.039

Сироткин В.К. Взаимодействие расплавленного топлива с теплоносителем и паровой взрыв. М.: МИФИ, 1992.— 32 с.

Рассмотрен процесс взаимодействия частиц расплавленного топлива с теплоносителем. Проанализированы различные подходы к этой проблеме. Предложена модель для описания гидродинамических явлений, возникающих при такого рода взаимодействии. Данная модель основана на предположении о существенно неоднородном поле температур в окрестности горячей частицы. В рамках предложенной модели рассчитана динамика волновых процессов при взаимодействии горячих частиц с теплоносителем, а также величина коэффициента конверсии тепловой энергии частиц в механическую энергию парового взрыва. Результаты приведены в сравнении с экспериментальными данными. Выяснена зависимость параметров явления от различных масштабных факторов. Лекция рассчитана на научных работников и инженеров.

©Московский инженерно-физический институт, 1992 г.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время существенное значение приобрел анализ гидродинамических явлений, возникающих при взаимодействии горячих частиц с жидкостью. Этот интерес в основном связан с проблемой моделирования гипотетических аварий ядерных энергетических установок. В частности, при резком возрастании мощности реактора может происходить плавление и диспергирование расплавленного топлива. При попадании этого топлива в теплоноситель из-за быстрого вскипания теплоносителя в реакторе возникают интенсивные волны давления. Если интенсивность этих волн достаточно велика, то они могут вызвать разрушение конструкций активной зоны или корпуса реактора, привести к выбросу активности в окружающую среду.

В данной лекции будут рассмотрены процессы, возникающие при взаимодействии расплавленного топлива с теплоносителем. При этом необходимо различать два типа взаимодействия: механическое и тепловое. При разлете топлива через теплоноситель, механическое взаимодействие, в частности, приводит к более мелкому диспергированию частиц топлива и выравниванию скоростей частиц топлива и теплоносителя. Тепловое взаимодействие частиц диспергированного топлива приводит к вскипанию теплоносителя и, как следствие, к возникновению достаточно интенсивных волн давления.

Теоретическому описанию генерации волн давления и их распространению в многокомпонентных средах посвящено достаточно большое количество работ (см., например, [1-3]). Наиболее простой подход к оценке амплитуды волн давления основан на термодинамических соображениях [4]. Предполагается, что в конечном состоянии среда находится в полном равновесии. Обычно считается, что этот подход дает верхнюю оценку давления. Однако, даже это утверждение требует существенного уточнения, так как неравновесные процессы могут привести к существенному повышению давления. Этот подход не позволяет детально рассмотреть особенности процесса взаимодействия горячих частиц и более холодной несущей компоненты.

Концепция физической детонации развивалась в работах [5,6]. Эта концепция предполагает, что в начальном состоянии уже имеется

смесь горячих частиц с теплоносителем. Наличие паровой пленки вокруг теплоносителя затрудняет теплообмен. Если на такую среду падает достаточно интенсивный импульс давления, то происходит срыв паровой пленки и дополнительное дробление частиц. При этом теплообмен резко ускоряется, что и может привести к усилению падающего импульса и генерации детонационной волны. Одним из недостатков этой модели является предположение о том, что уже существует смесь горячих частиц с теплоносителем, находящаяся в метастабильном состоянии достаточно долгое время. Однако во всех экспериментах генерация достаточно интенсивных волн давления происходит на начальной стадии в момент попаданий горячих частиц в теплоноситель. При этом не наблюдается заметной задержки возникновения парового взрыва.

Совершенно иной подход развивался в работах [7,8], где предложена концепция спонтанного парообразования. Согласно этой концепции, паровой взрыв происходит в момент непосредственного контакта горячих частиц с теплоносителем. Для генерации пара температура межфазной границы должна превышать температуру спонтанного парообразования. Однако, как оказалось, в рамках этой теории не удается объяснить ряд экспериментальных данных. Кроме того, эта теория не позволяет рассчитывать амплитуду волн давления, возникающих в среде, а дает только некоторые ограничения на требуемую температуру частиц.

Более общий подход развивается в работах [2,9], в которых рассматривается непосредственно теплообмен между двумя компонентами (горячей и холодной). Коэффициент теплообмена считается заданной функцией разности температур компонент. Тогда давление в теплоносителе будет определяться уравнением состояния и зависеть от характера гидродинамических процессов в теплоносителе.

В данной работе рассмотрена модель, основанная на предположении, что паровой взрыв происходит за счет роста паровой пленки, возникающей непосредственно в момент контакта горячих частиц топлива с теплоносителем. При этом генерация волн давления связывается с динамикой роста паровой пленки. В частности, учитывается замедление роста паровой пленки со временем, что приводит к кризису теплообмена и окончанию генерации волн давления.

Для выяснения механизмов генерации парового взрыва

необходимо опираться на имеющиеся экспериментальные данные. Существует большое количество экспериментов, в которых рассматривается попадание капли расплава в объем с водой. Однако эти эксперименты весьма сложно использовать для оценки правильности моделей парового взрыва. Это связано, во-первых, со сложностью геометрии данной задачи. Во-вторых, полнота экспериментальных данных, как правило, оказывается явно недостаточна для их однозначной интерпретации.

Другого типа эксперименты проводились в работах [10,11], где исследовалось разрушение твэлов под воздействием импульсных нейтронных потоков. В этих экспериментах одновременно измерялись дисперсный состав частиц диспергированного топлива, волны давления в теплоносителе, коэффициент конверсии тепловой энергии топлива в механическую энергию. В таком эксперименте геометрия оказывается заметно проще. Поэтому в данной работе для анализа механизмов парового взрыва будем использовать именно эти экспериментальные данные.

I. Коэффициент конверсии тепловой энергии в механическую

Прежде чем перейти к изложению модели парового взрыва, проанализируем эффективность перехода тепловой энергии, передаваемой среде, в механическую энергию волн давления для различных сред. Эта эффективность определяется коэффициентом конверсии η , равным отношению механической работы, совершаемой средой при изменении ее состояния, ΔE_m к полной энергии ΔE , переданной среде:

$$\eta_m = \frac{\Delta E_m}{\Delta E} \quad (I.I)$$

Вообще говоря, этот коэффициент зависит от характера гидродинамических процессов в среде – изменения объема и давления. Оценим величину η_m для случая постоянного давления.

Рассмотрим сначала случай сплошной жидкости. Механическая работа производится в этом случае за счет теплового расширения жидкости, а полная энергия определяется теплоемкостью жидкости. При этом для коэффициента η_m получаем соотношение:

$$\eta_m = \frac{p \Delta V}{c_p \Delta T} = \frac{\beta p V}{c_p}, \quad (I.2)$$

где c_p - коэффициент теплоемкости, β - коэффициент теплового расширения жидкости, V - удельный объем. Беря для воды $c_p = 4.2 \text{ кДж/кг}\cdot\text{град}$ и $\beta = 5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$, получим следующее значение коэффициента конверсии тепловой энергии в механическую при давлении 0.1 МПа $\eta_m \approx 10^{-4}$, а при давлении 10 МПА $\eta_m \approx 10^{-2}$. Как видно, в данном случае коэффициент конверсии даже для достаточно больших давлений оказывается мал.

Энергия, идущая на парообразование, определяется скачком энталпии λ , а энергия, идущая на механическую работу, - изменением объема при фазовом переходе. Для коэффициента η_m в этом случае получим выражение:

$$\eta_m = \frac{p \Delta V}{\lambda}. \quad (I.3)$$

Анализ этого выражения показывает, что оно слабо зависит от давления и составляет величину $\eta_m \approx 0.1$ вплоть до давлений, близких к критической точке. Эта величина существенно выше, чем для случая нагревания жидкости.

Еще большие значения коэффициента конверсии характерны для идеального газа. Полная энергия идеального политропного газа определяется соотношением $E = pV/(\gamma-1)$, где γ - показатель адиабаты. Для коэффициента конверсии в этом случае получаем выражение:

$$\eta_m = \gamma - 1 - \frac{2}{n}. \quad (I.4)$$

где n - число степеней свободы. Беря для водяного пара $n=6$, получим следующее значение коэффициента конверсии: $\eta_m = 1/3$.

Таким образом, наиболее эффективным рабочим телом является газ. Несколько меньший коэффициент конверсии характеризует процесс парообразования. В то же время нагревание воды оказывается очень неэффективным с точки зрения превращения тепловой энергии в механическую.

2. Оценка различных механизмов парового взрыва

Рассмотрим возможные механизмы генерации импульсов давления при разрушении твэлов под действием импульсного энерговыделения. При этом будем опираться на экспериментальные данные из работы [10], где был измерен коэффициент конверсии тепловой энергии горячих частиц в механическую энергию. В частности, в этой работе было показано, что коэффициент конверсии обратно пропорционален среднему размеру частиц диспергированного топлива (рис. I). Следует отметить, что эта закономерность слабо зависит от условий проведения эксперимента.

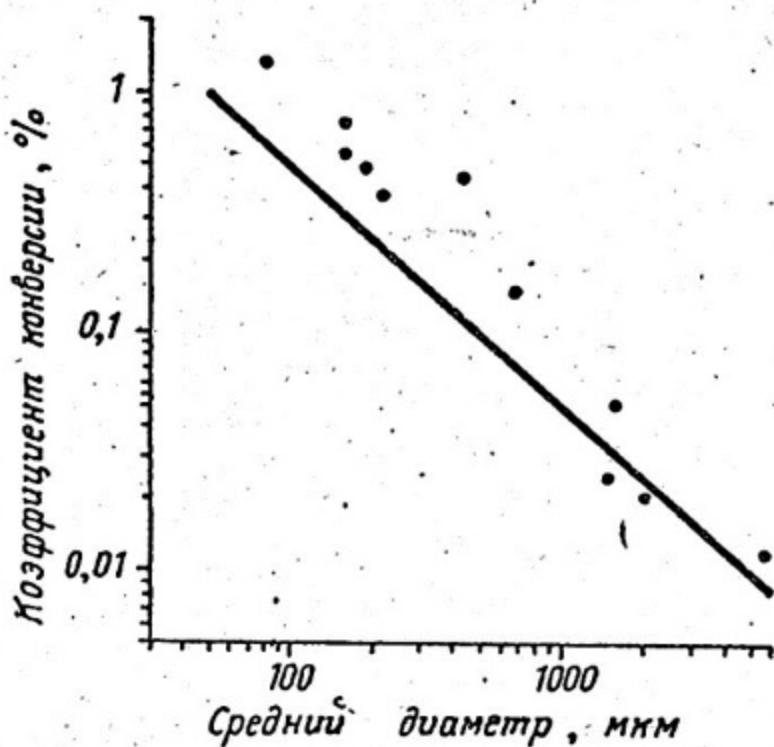


Рис. I. Зависимость коэффициента конверсии тепловой энергии в механическую от среднего диаметра частиц: точки - эксперимент, прямая - теоретический расчет

Первый механизм генерации импульсов давления в теплоносителе связан с вытеснением жидкости на начальной стадии разлета топлива. Этот механизм не имеет отношения к паровому взрыву и целиком определяется чисто гидродинамическими процессами, возникающими на начальной стадии разлета расплавленного топлива. Для оценки импульса давления в теплоносителе на этой стадии можно воспользоваться акустической оценкой давления, возникающего в теплоносителе при распаде разрыва:

$$P_{ex} = P_{in} \frac{\rho_w c_w}{\rho_f c_f + \rho_w c_w} . \quad (2.1)$$

где ρ_f и ρ_w - плотности, а c_f и c_w - скорости звука в топливе и теплоносителе соответственно, P_{in} - давление в твэле в момент разрушения. Как показывают результаты экспериментов [10] и теоретические расчеты [12], давление в твэле составляет на момент разрушения величины порядка 100 МПа. Это дает, согласно оценке (2.1), значение давления в теплоносителе порядка 5 МПа, что близко к наблюдаемому на эксперименте.

Однако ширина этого импульса и, следовательно, энергия, заключенная в нем, оказывается очень маленькой. Поскольку этот процесс связан с расширением предварительно сжатого топлива, то полная механическая энергия, выделяющаяся в результате данного процесса, определяется энергией, заключенной в сжатом топливе:

$$E_{el} = \frac{P_{in}^2}{\rho_f^2 c_f^2} . \quad (2.2)$$

Значение этой величины оказывается порядка 25 Дж/кг, что составляет примерно $2 \cdot 10^{-3}\%$ от полного энерговыделения. Экспериментально измеренные коэффициенты конверсии меняются в пределах от 1 до $10^{-2}\%$, что значительно превышает оценку (2.2). Таким образом, данный механизм можно не учитывать при рассмотрении процессов трансформации тепловой энергии в механическую.

Как показано в работе [12], на следующей стадии образуются достаточно крупные капли расплавленного топлива, которые диспергируются на более мелкие капли в результате взаимодействия

с теплоносителем. Следует отметить, что скорости разлета капель оказываются достаточно большими, так что паровая пленка около них оказывается неустойчивой. В рамках теории физической детонации [3,5,6], именно в этом случае, теплообмен происходит наиболее интенсивно, что и приводит к паровому взрыву.

Для того, чтобы оценить энергию, передаваемую теплоносителю на этой стадии, воспользуемся соотношением:

$$E_{f1} = \alpha (T_f - T_w) \frac{3}{\Gamma \rho_f} t_{f1}, \quad (2.3)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, r - радиус частиц, а t_{f1} - время полета частиц. Как показано в работе [12], время полета частиц оказывается порядка $14 r/v$, где v - их начальная скорость. Тогда из соотношения (2.3) получаем, что $E_{f1} \sim v^{-1}$. В то же время анализ механизма диспергирования топлива [12] показывает, что средний диаметр частиц диспергированного топлива d обратно пропорционален квадрату скорости. Таким образом, для данного механизма $E_{f1} \sim d^{1/2}$, что противоречит экспериментальным данным.

Оценка с помощью выражения (2.3) показывает, что на стадии разлета теплоносителю может передаваться энергия порядка нескольких процентов. При этом, если предположить, что переданная теплоносителю энергия идет в основном на парообразование, коэффициент конверсии будет составлять несколько десятых процента, что сравнимо или превышает экспериментальное значение. Объяснением этого расхождения может служить предположение, что данная энергия идет в основном на нагревание воды. Тогда, согласно оценке (1.2), получим значение коэффициента конверсии, связанного с данным механизмом, порядка 10^{-2} - $10^{-4}\%$, что значительно меньше экспериментального. Поэтому вкладом данной стадии можно пренебречь, по крайней мере, для частиц с начальным размером меньше 1 см.

Третий механизм генерации парового взрыва может быть связан с ростом паровой пленки после диспергирования и остановки частиц. Как будет показано ниже, именно этот механизм может объяснить всю совокупность экспериментальных данных работы [11]. В частности, совершенно ясно, что коэффициент конверсии в данном случае будет пропорционален удельной поверхности частиц диспергированного

топлива, которая пропорциональна d^{-1} . Именно такая зависимость наблюдается в эксперименте.

3. Уравнение состояния теплоносителя с горячими частицами

При выводе уравнения состояния среды, состоящей из теплоносителя с горячими частицами топлива, необходимо учитывать три компонента. Первая компонента соответствует непосредственно теплоносителю. В случае реактора типа РБМК в теплоносителе может присутствовать довольно большая доля пара, которую необходимо учитывать при выводе уравнения состояния теплоносителя. Однако в данной работе наличием пара в теплоносителе будем пренебречь. Вторая компонента отвечает паровой пленке, образующейся на поверхности горячих частиц. Третья компонента отвечает частицам топлива. Будем пренебречь относительной диффузией компонент. В этом случае массовая доля частиц топлива будет постоянной величиной. Массовые доли пара и жидкости будут изменяться за счет парообразования.

Удельный объем такой среды определяется выражением:

$$V = \sum_{i=1}^3 m_i V_i(p) \quad (3.1)$$

где индексы 1, 2 и 3 соответствуют жидкости, пару и частицам, m_i - массовые доли компонент, $V_i(p)$ - их удельные объемы. Массовые доли компонент удовлетворяют условию нормировки:

$$\sum_{i=1}^3 m_i = 1 \quad (3.2)$$

Массовую долю частиц можно выразить через их начальную объемную концентрацию α :

$$m_3 = \frac{\alpha}{\alpha + (1-\alpha)\rho_{10}/\rho_{30}} \quad (3.3)$$

где ρ_{10} и ρ_{30} - начальные плотности частиц и жидкости. При выводе этого соотношения предполагалось, что в начальном состоянии пара нет.

Уравнение (3.1) необходимо дополнить уравнениями состояния

соответствующих компонент. Сжимаемостью частиц будем пренебречь, поэтому величина V_3 постоянна. Изменение объема жидкости может происходить как за счет ее нагревания до температуры испарения, так и за счет изменения давления. Поскольку изменение объема при парообразовании много больше, чем изменение объема жидкости при ее нагревании, то температурными составляющими в уравнении состояния жидкости можно пренебречь. При не слишком больших давлениях уравнение состояния жидкости можно представить в виде:

$$V_w(p) = V_{w0} \left(1 - \frac{V_{w0}}{c_1^2} p' \right), \quad (3.4)$$

где V_{w0} – удельный объем при нулевом давлении, c_1 – скорость звука в жидкости.

При выводе уравнения состояния вновь образующегося пара необходимо учитывать, что его температура неоднородна. Поскольку скорость выравнивания давления определяется скоростью звука в паре, то можно считать, что давление внутри паровой пленки равно внешнему давлению. Тогда средний удельный объем пара будет определяться соотношением:

$$V_2(p) = V_b / \int_{V_b} \rho_v(T, p) dV, \quad (3.5)$$

где интегрирование ведется по объему паровой пленки V_b , а ρ_v – плотность пара, зависящая от температуры и давления. Предполагая, что пар можно описывать уравнением идеального газа, для $V_2(p)$ получим следующее выражение:

$$V_2(p) = V_{2s} \frac{p_0}{p} \frac{\langle T \rangle}{T_s}, \quad (3.6)$$

где $\langle T \rangle$ – средняя температура пара внутри паровой пленки, которая согласно соотношению (3.5) определяется выражением:

$$\langle T \rangle = V_b / \int_{V_b} T^{-1}(r) dr. \quad (3.7)$$

Средняя температура зависит как от температуры поверхности и температуры кипения, так и от распределения температур внутри

паровой пленки. Так для линейного профиля температур, когда толщина пленки мала по сравнению с размером частиц, средняя температура будет даваться соотношением:

$$\langle T \rangle = (T_f - T_e) / \ln(T_f/T_e) . \quad (3.8)$$

Как видно, для случая когда температура частиц T_f много больше температуры испарения, средняя температура определяется температурой частиц и слабо зависит от температуры испарения. Так, для температуры топлива 3000 К и температуры испарения 600 К средняя температура оказывается равной 1500 К, то есть примерно половине температуры топлива.

Поскольку средняя температура пара слабо зависит от температуры испарения, то можно для его описания использовать уравнение состояния изотермического идеального газа (3.6), где средняя температура считается постоянной.

Подставляя (3.4)-(3.6) в (3.1) и разрешая его относительно давления, получим:

$$p(V) = \frac{c_1^2}{2m_1 V_{10}^2} \left[(m_1 V_{10} + m_3 V_3 - V) + \right. \\ \left. + \sqrt{(m_1 V_{10} + m_3 V_3 - V)^2 + 4m_1 m_2 p_0 \langle V_2 \rangle V_{10}^2 / c_1^2} \right] . \quad (3.9)$$

$$\langle V_2 \rangle = V_{2e} (p_0) \langle T \rangle / T_e .$$

При известных значениях величин m_1 это уравнение позволяет вычислять давление в среде при известном удельном объеме. Величина m_3 в односкоростном приближении постоянна.

Изменение m_2 связано с образованием паровой пленки вокруг горячих частиц. Основным приближением данной модели является предположение о том, что скорость парообразования зависит только от текущего давления и величины m_2 . Это приближение выражается уравнением:

$$\frac{dm_2}{dt} = f(m_2, p) \quad (3.I0)$$

Это соотношение позволяет, в частности, использовать для определения функции $f(m_2, p)$ решение задачи о росте паровой пленки при постоянном давлении. Величина m_1 определяется из условия нормировки (3.2):

$$m_1 = 1 - m_2 - m_3 \quad (3.II)$$

Система уравнений (3.9)-(3.II) является замкнутой системой, определяющей соотношение между давлением и текущим объемом. Это уравнение состояния имеет две особенности. Во-первых, рост доли паровой фазы приводит к росту давления в среде.

Оценим скорость этого роста давления в случае постоянного объема. Как показывают оценки, второе слагаемое под корнем в соотношении (3.9) оказывается больше первого вплоть до значений m_2 порядка единицы. Тогда для давления получим следующее приближенное выражение:

$$p(m_2) = \rho_{10} c_1 \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1}\right) p_0 V_{20}} \quad (3.I2)$$

При $m_1 \approx 1$ и $\langle T \rangle \approx 10^3 \text{К}$ получаем следующую оценку для давления:

$$p \approx \rho_{10} c_1^2 m_2^{1/2} .$$

Из этой оценки следует, что в условиях постоянного объема давление достигает критической точки при массовой доли пара порядка 10^{-4} . Наличие пара в теплоносителе приводит к заметному уменьшению роста давления за счет образования нового пара.

Вторая особенность связана с резким изменением скорости звука за счет образования паровой пленки. Скорость звука в среде определяется выражением:

$$c^2 = - V^2 \frac{dp}{dV} \quad (3.I3)$$

Подставляя сюда соотношение (3.9), получаем:

$$c^{-2} = \left[m_1 c_1^{-2} v_1^2 + m_2 c_2^{-2} v_2^2(p) \right] v^{-2}, \quad (3.14)$$

где $c_2^2 = p_0 V_{2s} \langle T \rangle / T_0$ – изотермическая скорость звука в газе. При $m_2=0$ скорость звука в среде оказывается несколько меньше, чем скорость звука в жидкости, из-за влияния тяжелых частиц топлива. С ростом m_2 происходит резкое уменьшение скорости звука, которая достигает своего минимального значения. Дальнейший рост массовой доли пара приводит к увеличению скорости звука и выходу его на предельное значение, равное примерно изотермической скорости звука в паре c_2 при температуре $\langle T \rangle$.

4. Динамика роста паровой пленки вблизи горячей поверхности

Постановка задачи

Рассмотрим процесс теплообмена между жидкостью и горячей частицей. В случае, если температура поверхности больше температуры насыщения T_s , процесс сопровождается образованием паровой фазы. Задачей является нахождение закона движения границы раздела пар-вода.

Будем считать, что радиус частицы много больше толщины паровой пленки. В этом случае можно использовать решение задачи в плоском случае. Геометрия задачи приведена на рис. 2, где координата x отсчитывается от поверхности твердой частицы.

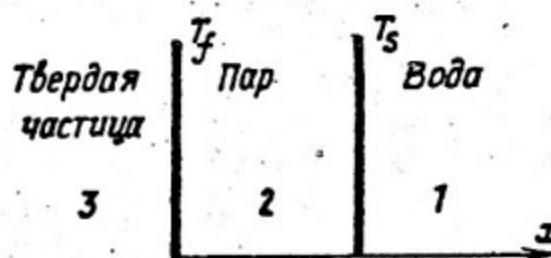


Рис. 2. Геометрия задачи

Следует отметить, что теплопроводность топлива существенно превышает теплопроводность пара (примерно на два порядка). Поэтому изменением температуры по координате частицы можно пренебречь и считать ее распределение однородным. В этом случае изменение температуры частицы со временем будет определяться энергией, отдаваемой частицей теплоносителю. Если эта энергия мала, то температуру поверхности частицы можно считать постоянной.

Уравнение теплопроводности запишем в этом случае в виде:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \alpha \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (4.1)$$

где ρ , c_p , α - соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность среды, зависящие от ее температуры T ; t - время и x - координата. Это уравнение необходимо дополнить граничными условиями:

$$T(0, t) = T_f; \quad T(\infty, t) = T_0, \quad (4.2)$$

где T_0 - температура теплоносителя вдали от частицы. Кроме того, необходимо задать условия на границе раздела пар-вода x_b , которая сама определяется из решения:

$$T(x_b(t), t) = T_s, \quad (4.3)$$

$$\alpha_2 \frac{\partial}{\partial x} T_2(x_b) - \alpha_1 \frac{\partial}{\partial x} T_1(x_b) = -\lambda \rho_2(x_b) \frac{dx_b}{dt}, \quad (4.4)$$

где индексы 2 и 1 относятся к пару и воде соответственно, λ - скрытая теплота испарения.

Введем безразмерную переменную $\tau = T/T_f$, где T_f - температура поверхности частицы. Тогда уравнение (4.1) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \chi_f f_1(\tau) \frac{\partial}{\partial x} f_2(\tau) \frac{\partial \tau}{\partial x}, \quad (4.5)$$

где величина

$$\chi_f = \frac{\alpha(T_f)}{\rho(T_f) c_p} \quad (4.6)$$

равна коэффициенту температуропроводности пара при температуре поверхности горячей частицы, а функции $f_1(\tau)$ и $f_2(\tau)$ определяют зависимость величин ρc_p и α от температуры, отнесенных к их значению при температуре поверхности.

Уравнение (4.5) допускает автомодельное решение. Автомодельная координата определяется соотношением:

$$y = x/\sqrt{\chi_f \tau} \quad (4.7)$$

Считая, что температура зависит только от переменной y , уравнение (4.5) запишется в виде:

$$y \frac{d\tau}{dy} + f_1(\tau) \frac{d}{dy} f_2(\tau) \frac{d\tau}{dy} = 0 \quad (4.8)$$

Это уравнение необходимо дополнить граничными условиями. На границе паровой пленки с горячей частицей выполняется соотношение:

$$\tau(0) = 1 \quad (4.9)$$

Второе граничное условие ставится на внешней границе паровой пленки. Обозначая соответствующую автомодельную переменную через y_b , получим

$$\tau(y_b) = \gamma = T_s/T_f \quad (4.10)$$

где T_s – температура кипения теплоносителя.

Величина y_b определяется из условия равенства суммы потоков энергии, приходящих на границу пленки, энергии, идущей на парообразование. Пренебрежем потоком энергии, идущим с границы пленки в окружающую жидкость. В этом случае граничное условие при $x=x_b$ (где x_b – координата внешней границы паровой пленки) приобретает вид:

$$-\alpha(T_s) \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\theta}{\partial t} \int_0^{x_b} \rho(x) dx , \quad (4.II)$$

где λ - скачок энталпии при фазовом переходе. Учитывая, что плотность обратно пропорциональна температуре и переходя к автомодельным переменным, уравнение (4.II) можно представить в виде:

$$\frac{dt}{dy} |_{y=y_b} = \delta \int_0^{y_b} \frac{dy}{T} ; \quad \delta = \frac{\lambda}{2c_p \sqrt{T_f T_s}} . \quad (4.II)$$

Таким образом, решая уравнение (4.8) совместно с граничными условиями (4.9), (4.10) и (4.12), можно определить как распределение температуры в паровой пленке, так и автомодельную координату пленки.

Следует отметить, что решение задачи зависит от двух безразмерных параметров γ и δ . Смысл первого из этих параметров ясен. Второй параметр определяет отношение скрытой теплоты парообразования к характерной энергии, идущей на нагревание пара. Интересно отметить, что эта энергия определяется средним геометрическим из температуры стенки и температуры испарения.

Решение при постоянных параметрах

Полученные уравнения можно решить численно и найти параметры паровой пленки в зависимости от времени и давления. Для проведения оценок и выяснения основных зависимостей будем считать, что характеристики паровой фазы и жидкости постоянны и не зависят от температуры. Будем вычислять их при некоторых средних температурах, примем для пара $T_2 = (T_f + T_s)/2$ и для воды $T_1 = (T_s + T_0)/2$.

Решая уравнение (4.8) и учитывая граничные условия, получим следующее уравнение, определяющее безразмерную толщину паровой пленки y_b :

$$A \frac{e^{-y_b^2}}{\Phi(y_b)} + B \frac{e^{-\beta^2 y_b^2}}{\Phi(\beta y_b) - 1} = \frac{\pi^{1/2}}{2} y_b , \quad (4.III)$$

где $\Phi(y_b)$ – функция ошибок, а параметры β , A и B определяются соотношениями:

$$\beta^2 = \frac{\rho_1 c_{p1} \rho_2}{\rho_2 c_{p2} \rho_1}; \quad A = \frac{c_{p2}(T_f - T_s)}{2\lambda}; \quad B = \frac{\rho_1 c_{p1} (T_s - T_0)}{2\rho_2 \lambda \beta}. \quad (4.14)$$

Решение этого уравнения можно найти численно. Однако для оценок рассмотрим приближенное его решение для случая, когда $y_b \ll 1$ и $y_b \gg 1$. В этом случае получаем:

$$y_b^2 = \frac{A}{1 + A + 2\beta B}. \quad (4.15)$$

Заметим, что это решение справедливо и при $B = 0$. Интересно отметить, что выражение (4.15) совпадает с решением, когда учитывается только энергия, идущая на испарение, если вместо величины λ подставить

$$\lambda_{eff} = \lambda + c_{p2}(T_f - T_s)/2 + \frac{\rho_1}{\rho_2} c_{p1} (T_s - T_0). \quad (4.16)$$

Эта величина учитывает как энергию, идущую на парообразование (первое слагаемое в правой части), так и энергию, идущую на нагревание пара (второе слагаемое) и жидкости (третье слагаемое). Оценки показывают, что энергия, идущая на нагревание пара при температуре частиц порядка 3000 К оказывается сравнима с теплотой парообразования. В то же время энергия, идущая на нагревание воды до температуры кипения, сильно зависит как от недогрева воды до температуры кипения, так и от давления. Как видно из (4.16), вклад этой энергии может оказаться существенным из-за большой разности плотности воды ρ_1 и пара ρ_2 .

Характерные значения величины λ_{eff} при разных давлениях при $T_f - T_s = 3000$ К приведены в таблице. Как видно, величина λ_{eff} , которая определяет толщину паровой пленки, уменьшается с ростом давления. При малых давлениях она сильно растет с ростом недогрева воды. При больших давлениях эта зависимость оказывается довольно слабой. На основе этого можно сделать вывод, что при малых давлениях интенсивность парового взрыва будет довольно чувствительна к величине $T_s - T_0$. Так при давлениях 0.1 МПа уменьшение

недогрева со 100 до 10°C приводит к увеличению толщины паровой пленки более чем в 3 раза.

Таблица

p (МПа)	0.1	1	10	20
λ_{eff} (МДж/кг) $T_s - T_0 = 100°C$	345	39	7	5.5
λ_{eff} (МДж/кг) $T_s - T_0 = 10°C$	37	8.4	5.2	5

5. Определяющие уравнения изменения доли пара при взаимодействии расплавленного топлива с теплоносителем

Важное значение при исследовании волновых процессов, возникающих при взаимодействии расплавленного топлива с теплоносителем, имеет определение изменения массовой и объемной доли пара. Именно это изменение приводит к повышению давления и генерации волновых процессов. Вообще говоря, эта проблема достаточно сложна, и поэтому при ее решении необходимо использовать некоторые приближения. Основное приближение, которое будет использовано в дальнейшем при построении уравнения состояния среды, состоящей из частиц горячего топлива и теплоносителя, выражается соотношением (3.10):

$$\frac{dm_2}{dt} = f(m_2, p),$$

где m_2 – массовая доля пара, равная массе пара в единице массы вещества, p – давление в среде, которое считается одинаковым во всех компонентах. Это соотношение предполагает независимость скорости парообразования от скорости изменения давления в среде, что позволяет использовать решения, полученные в предыдущих параграфах, для вычисления скорости парообразования для случая изменяющегося давления.

Для того чтобы связать скорость парообразования в среде, необходимо выразить массовую долю пара в среде m_2 через массу пара, образующуюся около одиночного пузырька. Для этого введем

концентрацию горячих частиц n , которая равна числу частиц, приходящихся на единицу массы среды в целом. Тогда массовая доля пара в среде будет определяться соотношением:

$$\frac{m_2}{m} = n m_v . \quad (5.1)$$

где m_v - масса пара, приходящаяся на одну частицу. Если пренебречь относительной диффузией горячих частиц относительно теплоносителя, то величина n будет постоянной. Ее можно выразить через объемную концентрацию частиц α в начальном состоянии:

$$n = \frac{\alpha \rho_f}{(1-\alpha) \rho_{10} + \alpha \rho_f} \cdot \frac{3}{4\pi R^3 \rho_f} = \frac{3\alpha_{eff}}{4\pi R^3 \rho_f} . \quad (5.2)$$

где ρ_f и ρ_{10} - плотности топлива и теплоносителя в начальном состоянии.

В дальнейшем будем предполагать, что объемная концентрация пара не очень велика, так что толщина паровой пленки мала по сравнению с радиусом частиц R . Тогда масса пара около одиночной частицы будет определяться соотношением:

$$m_v = 4\pi R^2 \int_0^{x_v} \rho(x) dx , \quad (5.3)$$

где интегрирование ведется по толщине паровой пленки, равной x_v . Считая, что плотность обратно пропорциональна температуре, а профиль температуры автомодельным образом зависит от x (как это было предположено в § 3), получим

$$m_v = 4\pi R^2 x_v \langle \rho_v(p) \rangle , \quad (5.4)$$

где $\langle \rho_v(p) \rangle$ - средняя плотность пара в паровой пленке, зависящая, вообще говоря, от давления. Для средней плотности, согласно результатам п. 3, имеем следующее выражение:

$$\langle \rho_v(p) \rangle = \rho_v(p, T_f) (T_f / \langle T \rangle) , \quad (5.5)$$

где последнее отношение можно считать слабо зависящим от давле-

ния.

Учитывая автомодельный характер зависимости y_b от времени, выражение для скорости парообразования около одиночного пузырька можно представить в виде:

$$\frac{dm_v}{dt} = \frac{\chi_f (4\pi R^2 y_b \langle \rho_v(p) \rangle)^2}{2m_v} . \quad (5.6)$$

где χ_f - температуропроводность пара. Учитывая связь между m_2 и m_v , даваемую соотношением (5.1), выражение (5.6) можно переписать в виде:

$$\frac{dm_2^2}{dt} = \chi_f (4\pi R^2 y_b \langle \rho_v(p) \rangle n)^2 , \quad (5.7)$$

где величина n определяется выражением (5.2). Выражение в форме (5.7) оказывается более удобным, чем в форме (5.6), так как не содержит особенностей при $m_2=0$.

Соотношение (5.7) решает задачу об определении скорости парообразования при известном значении y_b , которое, вообще говоря, зависит как от давления, так и от параметров топлива и теплоносителя. Подставляя (5.2) в (5.7), получим

$$\frac{dm_2^2}{dt} = \chi_f \left\{ \frac{3y_b \langle \rho_v(p) \rangle \lambda_{eff}}{p_f R} \right\}^2 . \quad (5.8)$$

Величина y_b определяется из автомодельного решения уравнения роста паровой пленки, рассмотренного в предыдущем параграфе. Представим это решение в виде:

$$y_b = \left(\frac{c_v (T_f - T_e)}{\lambda_{eff}} \right)^{1/2} . \quad (5.9)$$

В случае когда можно пренебречь энергией, идущей на нагревание пара и жидкости, величина λ_{eff} совпадает с теплотой, идущей на парообразование. Как показывают оценки, на нагревание пара и жидкости идет энергия, сравнимая с энергией парообразования. Это и учитывается в данном случае введением величины λ_{eff} .

Подставляя (5.9) в (5.8), получаем окончательное выражение для скорости парообразования, которое будет использоваться при проведении численных расчетов:

$$\frac{dm_2^2}{dt} = \frac{\chi_f c_v (T_f - T_s)}{\lambda_{\text{eff}}} \left(\frac{3a_{\text{eff}}}{\rho_f R} \right)^2 \langle \rho_v(p) \rangle. \quad (5.10)$$

В случае постоянного значения λ_{eff} скорость парообразования будет зависеть от давления за счет роста плотности пара при росте давления.

Это выражение позволяет проанализировать зависимость скорости роста паровой фазы от параметров задачи. Во-первых, заметим, что изменение массы паровой фазы на данный момент времени обратно пропорционально размеру частиц R . Физически такая зависимость связана с увеличением удельной поверхности частиц при уменьшении радиуса частиц. Рост давления также приводит к увеличению скорости роста паровой фазы, что связано с ростом ее плотности. Заметим, что поскольку плотность пара пропорциональна давлению, то доля паровой фазы в первом приближении пропорциональна корню квадратному из давления.

6. Оценка интенсивности парового взрыва.

Зависимость от параметров

Перейдем к оценке интенсивности импульса давления, генерируемого при паровом взрыве. Для этого предположим, что плотность пара изменяется согласно уравнению состояния идеального газа. Тогда уравнение (5.10) можно переписать в виде:

$$\frac{dm_2^2}{dt} = \frac{\chi_f c_v (T_f - T_s)}{\lambda_{\text{eff}}} \left(\frac{3a_{\text{eff}}}{\rho_{10} R} \right)^2 \frac{\rho_s 2T_s}{(T_f + T_s) p_0} p = D p, \quad (6.1)$$

где считается, что средняя температура пара внутри паровой пленки равна $(T_f + T_s)/2$, p_0 — начальное давление, ρ_s — плотность на кривой насыщения при давлении p_0 и температуре T_s . Считая λ_{eff} постоянной величиной, получим, что правая часть в (6.1) линейно зависит от давления.

Для оценки роста давления со временем воспользуемся соотношением (3.12), которое перепишем в виде:

$$m_2 = \frac{m_1}{2} \frac{\rho_s 2T_s}{(T_f + T_s) p_0} p^2 = K p^2. \quad (6.2)$$

В этом приближении $\frac{d\tau}{dt}$ квадратично зависит от давления. Подставляя (6.2) в (6.1), получим:

$$\frac{dp^3}{dt} = \frac{3 D}{4 K^2} \quad (6.3)$$

Решая это уравнение, получим, что к моменту времени t давление достигает значения:

$$p(t) = \left[\frac{3 D}{4 K^2} t \right]^{1/3} \quad (6.4)$$

Давление растет как корень кубический из времени. Подставляя сюда значения D и K , получим:

$$p(t) = 3 \left[p_0 \rho_{10} c_1^4 \frac{\chi_r c_v (T_f - T_s)}{\lambda_{eff}} \right]^{1/3} (a_{eff}/R)^{2/3} t^{1/3} \quad (6.5)$$

Как видно, давление довольно слабо зависит от параметров пара и начального давления. Более сильная зависимость наблюдается от концентрации частиц и их среднего размера.

Выражение (6.5) получено в предположении неизменного полного объема в области парового взрыва. Это справедливо до тех пор, пока к центру области парового взрыва не придет волна разрежения. После прихода волны разрежения начинается сброс давления и, кроме того, замедление скорости парообразования. Время прихода волны разрежения к центру области с характерным размером L равно L/c_{eff} , где c_{eff} — скорость звука в области парообразования, которая заметно меньше, чем скорость звука в сплошной жидкости. Подставляя эту оценку времени в (6.5), получим, что максимальное давление парового взрыва следующим образом зависит от геометрических параметров:

$$p_{max} \sim (a_{eff}/R)^{2/3} L^{1/3} \quad (6.6)$$

Таким образом, максимальное давление парового взрыва растет с ростом концентрации частиц и с уменьшением их размера, а также с увеличением размера зоны перемешивания. Заметим, что при фиксированной массе горячих частиц $a_{eff} \sim L^{-3}$. Тогда из (6.6) следует, что при фиксированной массе горячих частиц максимальное давление

уменьшается с ростом размеров зоны их перемешивания с теплоносителем как $L^{-5/3}$.

Следует отметить, что максимальное давление растет с ростом начального давления в среде p_0 . Этот рост связан как непосредственно с ростом p_0 , так и с уменьшением величины λ_{eff} . При малых давлениях основной вклад в λ_{eff} дает последнее слагаемое в выражении (4.16). Поэтому в этом случае $p_{max} \sim p_0^{2/3}$. С ростом давления величина λ_{eff} выходит практически на константу и $p_{max} \sim p_0^{1/3}$.

7. Сравнение предсказаний теории с экспериментом

Для расчета динамики волновых процессов, происходящих при паровом взрыве, была составлена программа, в основе которой лежит модель среды, изложенная выше. Эта программа позволяет рассчитывать гидродинамические явления для широкого класса различных сред. Свойства среды в различных областях могут различаться, что позволяет в одномерном приближении производить расчеты для самых разных геометрий задачи. В частности, с помощью этой программы была рассчитана динамика волновых процессов, как в случае капсульного эксперимента [10].

В данном эксперименте отрезок твэла помещался в капсулу с водой. Обогащенное топливо располагалось в средней части данного отрезка. Верхняя часть капсулы была заполнена газом. На дне капсулы помещался датчик давления, который измерял давление в воде. Данная капсула располагалась в активной зоне импульсного реактора. Под действием импульсного энерговыделения происходило разрушение твэлов и диспергирование топлива. Взаимодействие горячих частиц диспергированного топлива приводило к генерации импульсов давления, которое и измерялось датчиком.

Объемная доля горячих частиц определялась как отношение объема топлива к полному объему той части капсулы, где находилось топливо. В данном случае она составляла 0.007. Средний радиус горячих частиц (определяющий удельную поверхность и соответственно скорость парообразования) определялся экспериментально и составил около 100 мкм.

При проведении расчетов величина λ_{eff} считалась постоянной и равной 6 МДж/кг, что превышает значение теплоты парообразования и учитывает энергию, идущую на нагревание пара до температуры частиц и нагревание жидкости до температуры кипения. Начальное давление бралось равным 0,1 МПа. При этом не учитывалось возрастание давления при разлете топлива. Эффект нагрева жидкости при разлете частиц учтен при оценке λ_{eff} . На рис. 3 экспериментально полученная зависимость давления на дне капсулы от времени (пунктирная кривая) сравнивается с результатами численного расчета. Видно достаточно хорошее согласие теории с экспериментом. В частности, хорошо согласуются амплитуды и расстояния между импульсами. Наличие последовательной серии импульсов в данной модели связано с резким уменьшением скорости звука при парообразовании. При этом сжимаемость теплоносителя (вода с паром) в зоне, соответствующей активной части твэла, резко увеличивается. Поэтому отраженная от дна капсулы волна сжатия, отражаясь от этой зоны превращается в волну разрежения, что и вызывает спад давления на дне капсулы. В свою очередь волна разрежения, отражаясь от зоны парообразования, превращается в волну сжатия. Последовательность таких процессов отражения и приводит к возникновению наблюдаемой последовательности импульсов.

Общее падение амплитуды последовательных импульсов связано с наличием свободной поверхности в верхней части капсулы. Из-за малой скорости звука в зоне парообразования влияние свободной поверхности на гидродинамические явления в нижней части капсулы оказывается достаточно медленно, что и приводит к медленному затуханию амплитуд импульсов.

Вместе с тем, можно отметить существенные различия в характере наблюдаемых импульсов. Экспериментальная картина показывает, что после каждого из нескольких первых импульсов давление на торце капсулы спадает до нуля, в то время как в расчетах давление остается все время положительным, и на его фоне наблюдаются пульсации относительно меньшего размаха.

В рамках предложенной модели была проведена оценка коэффициента конверсии тепловой энергии в механическую. На эксперименте измерялась механическая энергия, идущая на сжатие газа над поверхностью воды в капсуле и на кинетическую энергию жидкости.

Эта энергия совпадает с полной механической энергией после окончания стадии волновых процессов в воде.

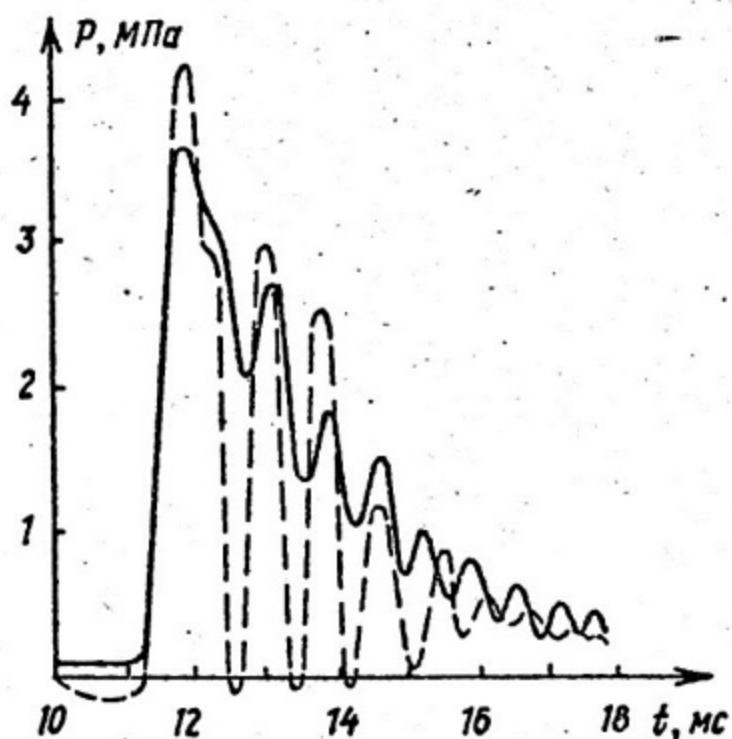


Рис.3. Зависимость давления на дне капсулы от времени: сплошная линия – расчет, пунктир – эксперимент

В рамках предложенной модели энергия, передаваемая теплоносителю, пропорциональна в первом приближении $t^{1/2}$. При фиксированном времени наблюдения она пропорциональна концентрации частиц и оказывается обратно пропорциональна среднему размеру частиц. В общем случае коэффициент конверсии тепловой энергии топлива в механическую энергию определяется произведением:

$$\eta = \eta_c \cdot \eta_m . \quad (7.1)$$

где η_c – доля тепловой энергии, переданной от топлива к теплоносителю, η_m – доля переданной энергии, идущей на механическую работу.

Последний сомножитель в выражении (7.1) зависит от механизма парового взрыва. Наибольшего значения, как показано в § I, он достигает в случае нагревания газа и может составлять величину порядка 30%. В случае парообразования этот коэффициент составляет величину порядка 10%. Учитывая, что при температуре частиц, равной температуре плавления UO_2 , энергия, идущая на нагревание пара, примерно равна энергии, идущей на парообразование, получим для коэффициента η_m оценку $\eta_m \approx 20\%$. Следует отметить, что в некотором смысле эта величина является предельной оценкой для полного коэффициента конверсии.

Расчеты показывают, что для частиц с диаметром 100 мкм за время наблюдения коэффициент конверсии η составляет примерно 0.5%. Это значение соответствует доле энергии, переданной теплоносителю, η_c , равной примерно 2.5%. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными приведено на рис. I. Как видно, предложенная модель дает не только правильную зависимость коэффициента конверсии от размера частиц, но и его абсолютную величину.

С ростом размера зоны энерговыделения коэффициент конверсии начинает расти примерно как корень квадратный из этого размера. В то же время коэффициент конверсии оказывается пропорциональным объемной концентрации частиц. Это, в частности, приводит к тому, что в случае сферической геометрии коэффициент конверсии падает с ростом размера области перемешивания L как $L^{-5/2}$ (при заданной массе частиц). В случае парового взрыва в канальной трубе необходимо учитывать, что с ростом области разрушения растет и масса частиц. При этом получим, что коэффициент конверсии растет как корень квадратный из размеров зоны разрушения. Следует отметить, что когда величина η_c становится значительной, необходимо учитывать снижение температуры горячих частиц.

Справедливость предложенной модели подтверждают, по-видимому, и эксперименты по взаимодействию одиночной капли с теплоносителем [12]. В этом случае наблюдались довольно сильные колебания размеров паровой пленки, что характерно для роста паровых пузырьков в жидкости.

Заключение

Рассмотренный в данной работе механизм генерации парового взрыва основан на предположении, что он происходит за счет роста паровой пленки вокруг горячих частиц. Предложен упрощенный подход к описанию такого явления, позволяющий описать процесс парового взрыва при взаимодействии частиц расплавленного топлива с теплоносителем при динамическом разрушении твэлов под действием импульсного энерговыделения. Характерной особенностью предложенной модели является предположение о существенной неравновесности процесса парообразования. Различаются не только температуры пара и теплоносителя, но и температура пара неоднородна по толщине самого пара. В рамках данной модели удается описать как характер волновых процессов, возникающих при такого рода взаимодействии, так и коэффициент конверсии тепловой энергии горячих частиц в механическую энергию парового взрыва.

В то же время данная модель требует дальнейшего развития. В ней не учитываются динамические свойства паровых пузырьков в жидкости, приводящие к возникновению интенсивных колебаний растущих паровых пузырьков. Как показывают исследования явления кавитации в жидкости, существенное значение в такой системе играет распределение пузырьков по размерам, которое определяется распределением по размерам первоначальных частиц. В частности, это распределение приводит к выравниванию колебаний давления и к различной динамике роста пузырьков различного размера.

В случае достаточно больших размеров зоны парового взрыва энергия, переданная от топлива к теплоносителю, может сравняться с полной тепловой энергией топлива. В этом случае необходимо учитывать изменение температуры частиц со временем. Важное значение могут играть и отраженные волны. Если их амплитуда достаточно велика, то будет происходить срыв паровой пленки с поверхности частиц. Дальнейшее развитие процесса будет определяться ростом новой паровой пленки, когда массовые скорости жидкости и частиц выравниваются. На первоначальном этапе рост паровой пленки оказывается очень быстрым, что приводит к генерации новых импульсов или усилинию падающего отраженного импульса. Все эти проблемы требуют дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cronenberg A.W. Recent Developments in the Understanding of Energetic Molten Fuel-Coolant Interactions. Nucl.Safety. 21(1980)319-337.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т.1,2. М.: Наука, 1987.
3. Кузнецов Д.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. М.: Энерговатомиздат, 1989.
4. Hicks E.P., Menzies D.C. Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident, in Proc. of the Conference on Safety, October, 1965. USAEC Report. ANL-7120, pp. 654-670.
5. Board S.J., Hall R.W., Hall R.S. Detonation of Fuel-Coolant Explosions. Nature, 254(1975)319-321.
6. Board S.J., Caldarola L. Fuel-Coolant Interaction in Fast Reactors, in Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety, Jones O.C., Bankoff S.C. (eds.), N.Y., 1977.
7. Fauske H.K. Some Aspects of Liquid-Liquid Heat Transfer and Explosive Boiling. in Proc. of 1st Conference on Fast Reactor Safety, Beverly Hills, California, April, 1974, USAEC Report CONF-740401-P2, NTIS, 1974.
8. Fauske H.K. On The Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium Explosive Interactions, Nucl.Sci.Eng., 51(1973)95-101.
9. Theofanous T.G. et al. An Assessment of Steam-Explosion-Induced Containment Failure. Nucl. S1. Eng. 97(1987)259-326.
10. Tsuruta T., Ochiai M., Saito S. Fuel fragmentation and mechanical energy conversion ratio at rapid deposition of high energy in LWR fuels. - J. of Nuclear Science and Technology, 22 [9], pp.742- 754, September 1985.
- II. Tansawa S., Fujisniro T. Effects of waterlogged fuel rod rupture on adjacent fuel rods and channal box under RIA conditions. - J. of Nuclear Science and Technology, 24 [1], pp. 23-32, January, 1987.
- I2. Аксенов Р.М., Зверев А.А., Коваленко О.В., Сироткин В.К. Динамическое разрушение твэла и диспергирование топлива при неуправляемом введении положительной реактивности. Препринт ИАЭ-5442/5. М.: ИАЭ, 1991.
- I3. Kim B., Corradini M.L. Modeling of Small-Scale Single Droplet Fuel/Coolant Interactions. Nucl.Sci.Eng. 98 (1988) pp.16-28.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
I. Коэффициент конверсии тепловой энергии в механическую	5
2. Оценка различных механизмов парового взрыва	7
3. Уравнение состояния теплоносителя с горячими частицами	10
4. Динамика роста паровой пленки вблизи горячей поверхности	14
5. Определяющие уравнения изменения доли пара при взаимодействии расплавленного топлива с теплоносителем	19
6. Оценка интенсивности парового взрыва. Зависимость от параметров	22
7. Сравнение предсказаний теории с экспериментом	24
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	27
ЛИТЕРАТУРА	29

Вячеслав Константинович Сироткин

Взаимодействие расплавленного топлива
с теплоносителем
и паровой взрыв

Редактор М.В.Макарова
Техн. редактор И.В.Печеникин
Корректор Е.Т.Щудло

Тем. план 1992 г., письмо

Подписано в печать 8.04.92 Формат 60×84 I/I6
Печ.л. 2,0 Уч.-изд.л. 2,0 Тираж 200 экз.
С-046-И Заказ 894

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31