

Вахід Хасані Могоддам,  
И. В. Казачков

Национальный технический университет Украины  
«Киевский политехнический институт»

## Особенности распространения и фрагментации струй расплава кориума в подреакторном бассейне охладителя во время тяжелых аварий на АЭС

*Дан анализ взаимодействия струй расплава кориума с охладителем в подреакторном бассейне пассивных систем защиты от тяжелых аварий на АЭС. Рассмотрены особенности внедрения струй в бассейн охладителя в зависимости от отношения плотностей, вязкостей расплава и жидкости в бассейне, а также других физических свойств и факторов.*

Вахід Хасані Могоддам, І. В. Казачков

**Особливості розповсюдження та фрагментації струменів розплаву кориума в підреакторному басейні охолоджувача під час тяжких аварій на АЕС**

*Наведено аналіз взаємодії струменів розплаву кориума з охолоджувачем у підреакторному басейні пасивних систем захисту від тяжких аварій на АЕС. Розглянуто особливості проникнення струменів у басейн охолоджувача в залежності від співвідношення густин, в'язкостей розплаву та рідини в басейні, а також інших фізичних властивостей та факторів.*

Одной из пассивных систем защиты от тяжелых аварий является подреакторный бассейн с водой, который должен принять струю расплава, а после ее разрушения на капли, последующего их охлаждения и застывания — удерживать частицы в охлаждаемом состоянии достаточно длительное время [1—3]. Распространение ламинарных и турбулентных струй в жидких и газообразных средах, а также вопросы устойчивости таких струй и их распада (диспергирование) были в фокусе внимания исследователей на протяжении последних двух столетий. В нашем случае изгибные возмущения тонких струй [3—5] важны для определения особенностей распада струй на фрагменты вследствие роста изгибных возмущений оси струй, поскольку этот процесс определяет глубину проникания струи в подреакторный бассейн с водой, а также размер частиц топлива. Так, в диапазоне чисел Рейнольдса  $5 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^6$ , чисел Вебера  $235 \div 2,7 \cdot 10^5$  и при отношениях плотностей жидкости и газа в пределах 690—860, в условиях малого непосредственного влияния вязкости (например, число Онезорге не превышало  $5,3 \cdot 10^{-3}$ ) наблюдалось три типа распада струй:

Рэлей-неустойчивость при малых числах Вебера и Рейнольдса;

турбулентный распад при умеренных числах Вебера; аэродинамический сдвиговый режим распада при больших числах Вебера.

Турбулентный распад имеет основную моду распада (первую гармонику), соизмеримую с диаметром струи, а аэродинамический сдвиговый распад зависит от уровня аэродинамического воздействия на струю и его вида. В целом моды колебаний и типы распада струй довольно разнообразны, как и дисперсионный состав получаемых при этом капель (частиц — после застывания расплава) и фрагментов [3—23]. Например, глубина проникания неразрушенной части струи и виды распада круглых струй жидкости в неподвижной газовой среде при нормальных атмосферных условиях и температуре исследовались для оценки длины сплошной и дисперсной частей струй, а также видов и особенностей дисперсий и их распределения по размерам [8—21]. Дисперсионный состав капель существенно влияет на тепловое состояние капель, особенно при их интенсивном охлаждении и застывании, как в случае с расплавом кориума при тяжелых авариях на АЭС.

Так, ранние исследования длины нераспавшейся части жидкого цилиндра в спокойной воздушной среде по данным [10, 17, 18] выявили корреляцию длины нераспавшейся части струи на основе анализа размерности. Впоследствии этот результат получили на основе механистического анализа [23]. Формирование капель и их размеры определяли на основе анализа вихревого разрушения свободной поверхности струй и отделения таких вихрей от струй. Разумная корреляция теории и эксперимента была получена, хотя многие физические явления, связанные с устойчивостью и распадом струй, остались недостаточно хорошо изученными, и в частности каплеобразование, тогда как оно в значительной мере предопределяет процесс распространения дисперсной системы капель в среде и, особенно, — закономерности охлаждения, дальнейшего дробления и застывания капель в частицы. Последнее явление служит ключевым моментом в оценке протекания тяжелой аварии, поскольку интенсивность охлаждения расплава кориума и вид получаемых после застывания частиц обуславливают особенности дальнейшего поведения топливных масс и в конечном итоге — завершающую стадию тяжелой аварии. После распада струи на капли описание поведения дисперсной массы еще более усложняется. Облако капель и в дальнейшем частиц (после застывания в результате охлаждения)

имеет хаотически широкий дисперсионный состав и не поддается точному описанию, тогда как в протекании тяжелой аварии этот процесс крайне важен. Процессы развития неустойчивости струй и их распада изучены достаточно подробно, но только не завершающая стадия этого процесса — каплеобразование в результате распада струи на капли (фрагменты). Эта задача отличается особой сложностью, связанной с неопределенностью исходных данных для процесса каплеобразования после распада струи и сложностью поведения деформируемых свободных поверхностей капель.

**Основные результаты и нерешенные проблемы**

В некоторых работах задачи внедрения струй в бассейн и распада струй в результате неустойчивости решались экспериментальным путем [6—8], например с использованием одно- и двухимпульсной теневой техники и голографии. В качестве источников света применялись два лазера сдвоенной частоты (модель Spectra Physics GCR-130 с длиной волны 532 нм и длительностью импульса 7 нс, мощностью до 300 МДж на импульс), что позволило производить импульсы со скважностью до 100 нс (измерялись цифровым осциллоскопом).

**Экспериментальные исследования.** Параметры и условия экспериментов по распаду жидких струй в воздухе приведены ниже:

Жидкости .....	Вода, этанол
Начальный диаметр струи .....	1,9; 4,8; 8,0 мм
Средняя скорость истечения струи .....	3—40 м/с
Отношения плотностей жидкость/газ .....	860 (вода), 690 (этанол)
Число Рейнольдса по струе на выходе .....	5000—200000
Число Вебера .....	235—270000
Число Онезорге .....	0,0015—0,0053
Безразмерная длина струи (к диаметру) .....	50—300

Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1, 2. Малые числа Онезорге свидетельствуют

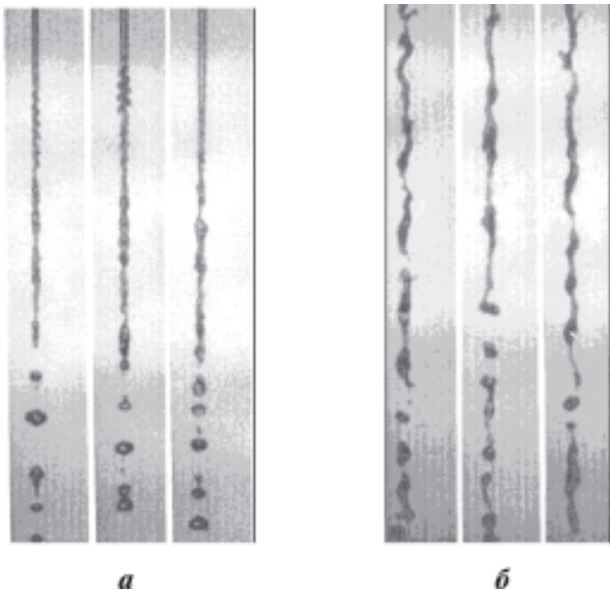


Рис. 1. Пульсационные теневые фото Рэлеевского распада в воздухе круглых водяные струй диаметром  $d = 1,9$  мм при:  
 а — малых числах Вебера ( $Re = 5030, We = 235$ );  
 б — умеренных числах Вебера ( $Re = 13690, We = 1670$ )

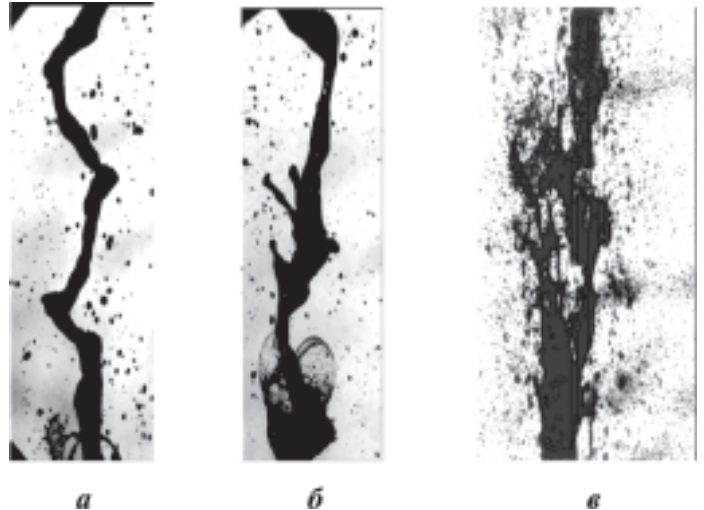


Рис. 2. Пульсационные теневые фото больших изгибных возмущений струй воды диаметром  $d = 4,8$  мм, при больших числах Вебера:  
 а, б — на расстоянии 1040 мм от среза сопла ( $Re = 97100, We = 33100$ );  
 в — на расстоянии 1300 мм от среза сопла ( $Re = 129000, We = 271000$ )

о незначительном влиянии вязкости жидкостей на распад струй. Полученные данные измерений показали хорошее соответствие ранее проведенным экспериментам [11, 23].

**Регистрация и обработка данных.** Теневые фото снимали, используя 100—125-миллиметровый формат пленки с увеличением до 7,1 камерой с фокусировкой на средней плоскости струи. Фотографии получены с открытым затвором камеры в темной комнате, так что продолжительность лазерного импульса управляла экспозицией и была достаточно малой, чтобы остановить жидкую поверхность и движение капли. Использование различных уровней импульсов позволило получить хорошее разрешение. Данные получены обработкой фотографий на компьютерно управляемой  $x$ — $y$  траверсной системе. Экспериментальные данные по касательным и нормальным скоростям, обобщенные по более чем 40—240 каплям, использовались для вычисления средне-массовых скоростей. Неопределенность экспериментальных данных (95 % доверительный интервал) не превышала 5 % и 20 % для касательных и нормальных к траектории скоростей, соответственно. Окончательно осредненные касательные и нормальные скорости найдены суммированием соответствующих скоростей 40—400 капель с неопределенностью экспериментов (95 % доверие) менее 20 %. Неопределенность экспериментальных измерений лимитировалась ограничениями конкретных случаев. Закрутка струи с доминантной модой 4 продемонстрирована на рис. 3.



Рис. 3. Возмущение струи с закруткой (доминантная мода 4)

**Вычислительный эксперимент.** На рис. 4 представлены результаты вычислительного эксперимента по распаду струи церробенда в воде вследствие изгибных возмущений оси

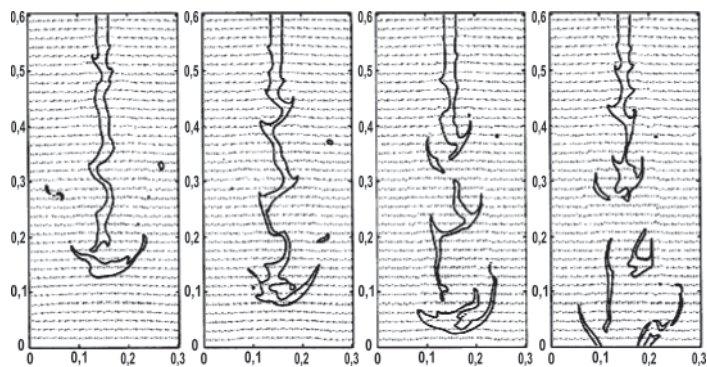


Рис. 4. Струя диаметром 25 мм с начальной скоростью 3 м/с

струи, проведенного с использованием кода SIPHRA в КТН, откуда видно, что фрагменты разрушенной струи могут быть вытянутыми, длинными. Из-за потери устойчивости эти фрагменты будут в дальнейшем разрушены аналогично струям.

Основные нерешенные проблемы, имеющие важное значение для систем пассивной защиты АЭС от тяжелых аварий, связаны с определением длины неразпавшейся части струи в бассейне, взаимного влияния параметров на эту величину, размера и формы получаемых при распаде струи капель, глубины проникания струи в бассейн и размеров области смешения струи с жидкостью в бассейне, влияния испарения воды в бассейне на закономерности распространения струи и ее распад на капли. Их решение поможет правильно выбрать требуемые размеры бассейна и дисперсный состав частиц, получаемых при охлаждении струй расплава в бассейне охладителя

### Точность моделей внедрения струй в бассейн

**Неустойчивость Рэлея—Тэйлора.** Еще Вебер (1931), анализируя Рэлеевскую неустойчивость струй, получил простое соотношение длины неразпавшейся части струи к ее диаметру [11]:

$$L_c/d = C_r We^{1/2}, \quad (1)$$

где  $C_r$  — эмпирический параметр, имеющий порядок единицы. Грант и Миддлеман уточнили эту формулу [22, 23]:

$$L_c/d = 8,51 We^{0,32}. \quad (2)$$

Из анализа данных получено [6, 7, 16]:

$$L_c/d = C_b (\rho_l/\rho_g)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $C_b$  — эмпирический параметр;  $\rho_l/\rho_g$  — отношение плотностей жидкости и газа.

В формуле (1)  $C_r=5$  для диапазона чисел Вебера  $We < 400$ , для  $We = 100 \div 10000$  наилучшее соответствие получается при  $C_r = 2,1$  с коэффициентом стандартного отклонения  $C_r$ , равным 0,2 в диапазоне  $We = 670 \div 13700$ . Наилучшее соответствие формулы (2) для струи этанола в воздухе, основываясь на корреляции (3), получено в виде  $L_c/d = 11,0 (\rho_l/\rho_g)^{1/2}$  с коэффициентом стандартного отклонения  $C_b$ , равным 0,3 в диапазоне  $We > 30000$ . Другая корреляция получена для струи воды в воздухе (рис. 5 [6]). Несмотря на различие в отношении плотностей жидкостей, разница между этими двумя случаями, как видно из представленных данных, находилась в пределах погрешности измерений.

Гидравлический диаметр  $d_h$  для круглых струй совпадает с диаметром струи. Здесь представлены средние скорости вдоль течения струи и поперечные скорости в связи с распадом турбулентной струи жидкости в газе. Измеренные скорости включали осредненные во времени локальные скорости на поверхности струи вдоль течения, отнесенные к скорости истечения струи ( $\bar{u}_s/u_0$ ), и осредненные среднемассовые скорости вдоль и поперек течения струи для капель после турбулентного распада струи, отнесенные к локальной осредненной по времени скорости жидкой поверхности ( $\bar{u}/\bar{u}_s, \bar{v}/\bar{u}_s$ ). Результаты приведены как функции продольной координаты, корреляции осредненного диаметра Сотье (диаметр капли, имеющей то же отношение площади поверхности к занимаемому объему для распыла как целого [24]),  $x/(\Delta We^{0,5})$ . Кроме того, представлены пределы неразрушенной части струй как для режима распада струй из-за изгибных возмущений, так и для распада турбулентных струй. Причем изгибный распад струй представлен как область (полоса), поскольку для них неспецифично представление в координатах  $x/(\Delta We^{0,5})$ . На рис. 5 приведены два набора измерений для различных скоростей: измерения для почти плоских струй (кольцевых) [19] и для круглых струй [6].

Очевидно, что представленные в таком нормализованном виде данные для турбулентных круглых и плоских струй практически неразличимы. Причем отношение  $\bar{u}_s/u_0$  почти не зависит от расстояния вдоль струи и составляет 0,89 с дисперсией данных порядка 0,04. Аналогично средняя скорость капель вдоль течения струи близка к скорости струи и приблизительно равна  $\bar{u}_s/u_0 = 0,88$  с дисперсией данных порядка 0,03 на протяжении всего участка неразрушенной части струи.

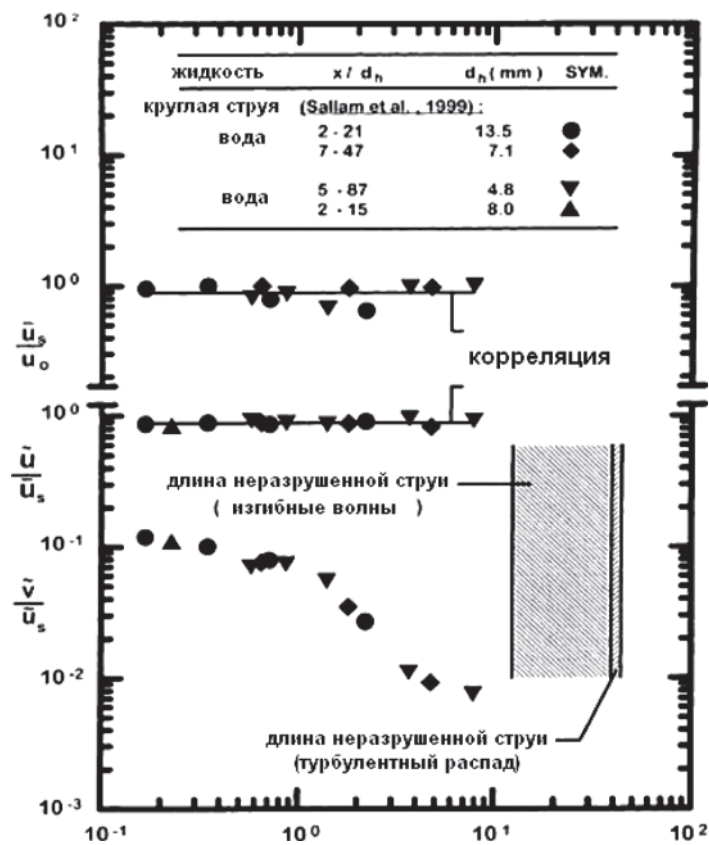


Рис. 5. Средние поверхностные скорости струи

**Модель объемной жидкости (VOF-модель).** Среди множества моделей для описания многокомпонентных потоков [25—31] для рассматриваемого процесса хорошо подходит, например, модель объемной жидкости [30] (VOF-модель). Она предназначена для расчета взаимодействия многокомпонентных несмешивающихся жидкостей и позволяет отследить изменение межфазовых границ между фракциями смеси. В VOF-модели для представления каждой фракции вводится дополнительная переменная, обозначающая содержание данной фракции в расчетной ячейке. Сумма всех переменных в пределах конечного объема равна 1. Теплофизические свойства можно задавать для каждой фракции отдельно в зависимости от температуры. Теплофизические свойства жидкости, используемые в уравнениях неразрывности и импульса, определяются с учетом всех фракций жидкости, присутствующих в расчетном элементе. Например, плотность в расчетном элементе вычисляется по формуле

$$\rho = \sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i, \quad (4)$$

где  $\alpha_i$ ,  $\rho_i$  — объемное содержание и плотность  $i$ -й фракции;  $n$  — количество фракций.

Одну газовую фракцию решатель программы позволяет назначить сжимаемой, т. е. ее плотность будет зависеть от температуры и давления среды. Уравнения неразрывности в VOF-модели [30] применяются для каждой из фракций жидкости. Для  $i$ -й фракции это уравнение имеет следующую форму:

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial \tau} + \nabla \cdot \bar{w} \alpha_i = \frac{S_{\alpha_i}}{\rho_i}, \quad (5)$$

где  $S_{\alpha_i}$  — массовая добавка (источник массы, используется в модели кипения/конденсации)  $i$ -й фракции;  $\tau$  — время;  $\bar{w}$  — вектор скорости;  $\rho_i$  — плотность  $i$ -й фракции;

$\nabla \cdot \bar{w} = \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{w_r}{r}$  — оператор дивергенции для двумерной осесимметричной системы, в которой  $x$  — продольная координата,  $r$  — радиальная координата цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, x)$ , где  $\varphi$  — угловая координата.

Уравнение импульса в VOF-модели применяется для описания всех фракций жидкости одновременно, и теплофизические свойства, используемые в уравнении, определяются аналогично выражению (5) для определения плотности среды. Уравнение импульса в VOF-модели имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(\rho \bar{w})}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho \bar{w} \bar{w}) = -\nabla p + \left[ \mu \left( \nabla \bar{w} + \nabla \bar{w}^T \right) \right] + \rho \bar{g} + S, \quad (6)$$

где  $\bar{g}$  — вектор гравитации (в данной задаче направлен по направлению оси  $x$ );  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости среды;  $p$  — гидростатическое давление;  $S$  — пористость среды.

Уравнение энергии в VOF-модели, аналогично уравнению сохранения количества движения, применяется для описания всех фракций жидкости одновременно:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\bar{w}(\rho E + p)) = -\nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + q_v, \quad (7)$$

где  $T$  — температура;  $q_v$  — объемное энерговыделение (используется в модели кипения/затвердевания) для учета

скрытой энергии фазового перехода);  $k_{eff}$  — эффективный коэффициент теплопроводности.

**Техника энтальпийной пористости.** В алгоритмах расчета затвердевания/плавления компонент жидкости используется техника энтальпийной пористости, согласно которой границу расплав — твердое тело не определяют явно, а рассматривают три зоны: «твердую», «мягкую» и «жидкую». Количество жидкой фазы в элементе представлено переменной, которая определяет долю расплавленного объема материала в элементе по отношению к полному объему элемента (пористость элемента). В «жидкой» зоне доля жидкой фазы и пористость элемента равна единице. В полностью затвердевших областях пористость равна нулю: скорость движения жидкости в этих областях тоже становится нулевой. «Мягкая» зона — это область, в которой пористость системы находится в диапазоне между 0 и 1. Математические модели теплогидравлических процессов включают уравнения (4)—(7) с соответствующими начальными и граничными условиями в каждом конкретном случае. Целью проведения вычислительных экспериментов по данным моделям являются:

определение характера взаимодействия расплавленной топливной композиции с водой;

определение закономерностей фрагментации струи расплава в ходе ее взаимодействия с водой;

определение полей температуры и давления в системе «пар — вода»;

сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и установление адекватности построенной математической модели.

В проведенных вычислительных экспериментах [32] исследовались процессы, протекающие в первые 10 секунд взаимодействия расплава с водой. Эволюция изменения поля плотности показана на рисунках. В расчетах с использованием герметичной системы «емкость — тигель» получено, что при входе струи расплава в воду парообразование невелико. От удара о дно бассейна струя расплавленной топливной композиции начинает фрагментироваться (рис. 6, а, 7, а). Полученные капли высокотемпературного расплава значительно увеличивают площадь контакта топлива с водой, вызывая интенсивное кипение воды. Образовавшийся пар поднимает воду вверх, действуя подобно поршню (рис. 6, б). В ходе этого процесса общий уровень бассейна значительно повышается, давление в емкости превышает давление в тигле, пар периодически начинает заходить в полость тигля, затормаживая слив кориума (рис. 6, б, в, г), тем самым уменьшая скорость слива расплава.

В дальнейшем столб воды, подброшенный паром, начинает двигаться вниз, пузыри пара, проходя через слой воды, частично конденсируются, и в емкости образуется пароводяная смесь (рис. 6, г, д), которая постепенно начинает оседать на дно. В момент образования пароводяной смеси значительная масса расплава находится в тигле (рис. 6, д). Далее интенсивность взаимодействия снижается, пароводяная смесь стратифицируется, на дне емкости начинает формироваться слой нефрагментированного расплава (рис. 6, д, е). В расчетах установлено, что количество фрагментированного кориума составляло 33 кг (60 % общей массы кориума). При движении в воде поверхность струи расплава неустойчива. Это объясняется тем, что вода при контакте с расплавом вскипает. Парообразование протекает интенсивно, образованный пар движется с большой скоростью, создает локальные неравномерности давления,

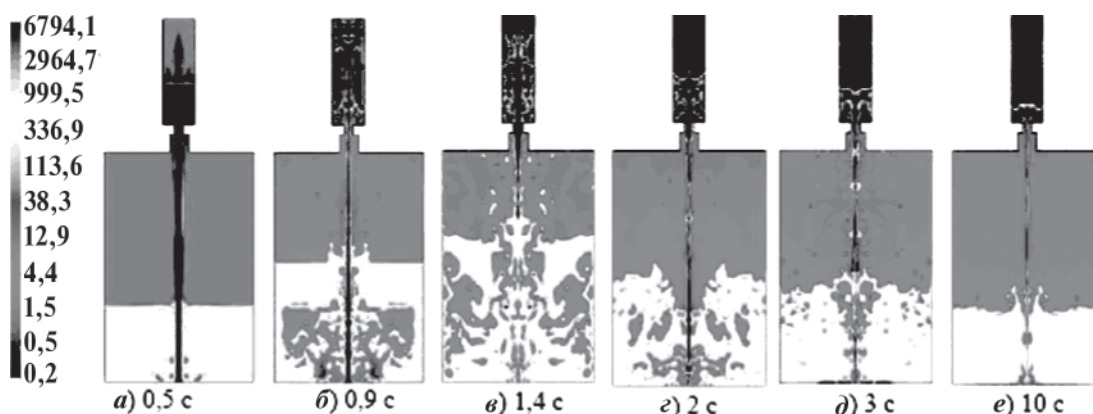


Рис. 6. Изменение поля плотностей,  $\text{кг}/\text{м}^3$ , материалов в герметичной системе

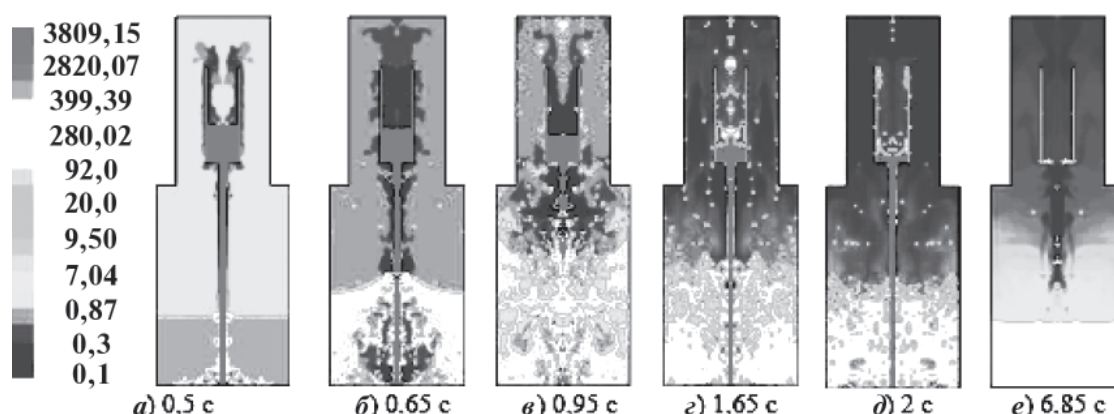


Рис. 7. Изменение поля плотностей,  $\text{кг}/\text{м}^3$ , материалов в негерметичной системе

возмущая свободную поверхность струи. Далее рост неустойчивых возмущений поверхности струи приводит к ее распаду на капли (фрагментация).

При прохождении струи расплава сквозь пароводяную смесь теплообмен между кориумом и теплоносителем ухудшается, так как пароводяная смесь состоит из пара и воды (пористая среда), скорость струй образованного при кипении пара снижается, что в свою очередь стабилизирует течение кориума. Поэтому с момента образования в устройстве приема расплава (УПР) пароводяной смеси фрагментация расплава становится значительно ниже. Начало процесса взаимодействия расплава с водой (первые 0,5 секунды) в расчетах с негерметичной схемой не имеет отличий от процесса взаимодействия расплава с водой в герметичной системе (рис. 7, а). Обнаружено, что по мере развития процессы фрагментации и кипения при взаимодействии расплава с теплоносителем протекают интенсивнее в негерметичной системе. Это объясняется тем, что пар, образовавшийся в результате кипения воды в УПР, сообщается с газом, заполняющим тигель, вследствие чего давление в емкости и тигле выравнивается, ускоряя слив расплава (рис. 7, б, в).

Высокая скорость струи расплава интенсифицирует процесс кипения воды. Образовавшийся пар поднимает воду вверх, возрастает площадь взаимодействия воды со струей расплава (рис. 7, в). Это улучшает теплообмен между расплавом и водой, приводя к фрагментации и разрушению струи (рис. 7, в, г). По результатам расчета в негерметичной системе получено, что в момент образования пароводяной смеси основная масса расплава находится на дне водяного бас-

сейна (рис. 7, д, е), т. е. расплав успевает вылиться из тигля до момента образования пароводяной смеси в емкости. Фрагментация струи изменяется в зависимости от состояния теплоносителя (вода, пар, пароводяная смесь), скорости движения струи и давления при сливе расплава, качественно меняя процесс фрагментации. Однако заметим, что на качественные и количественные особенности фрагментации струи расплава большое влияние оказывают также физические свойства расплава кориума (вязкость, коэффициент поверхностного натяжения, теплоемкость, плотность и т. д.), которые могут варьироваться в широком диапазоне, затрудняя оценку происходящих процессов и, следовательно, моделирование сценария развития тяжелой аварии.

### Теоретические решения о проникании струй расплава в воду и их сравнение с экспериментом

**Тонкие струи расплава кориума в бассейне с водой.** Тонкие струи расплава кориума истекают в подреакторный бассейн с водой лишь на протяжении небольшого начального этапа развития тяжелой аварии. Затем разрыв корпуса реактора увеличивается, и струя становится значительной в диаметре. Значит, большая часть аварии будет протекать в режиме истечения толстых (широких) струй кориума в воду. Поэтому важно знать особенности распространения таких струй. Процессы эти отличаются крайней сложностью, поэтому, несмотря на значительные успехи, остается немало проблем, требующих углубленных исследований [3–6, 25–28, 32, 33].

Таблица 1. Отношение плотностей струи и охладителя и число Вебера (по плотности охладителя)

Пары жидкостей		$\rho_j/\rho_c$	$We$
Струя	Охладитель		
Вода	Парафиновое масло	1,14	500
Расплав соли	Парафиновое масло	2,4	225
Церробенд	Расплав соли	4,7	25
Церробенд	Вода	9,5	1000
Церробенд	Парафиновое масло	10,8	885

Так, процессы пленочного и взрывного кипения, неустойчивости струй и их фрагментации на капли, дисперсионный состав получаемых капель, их устойчивость и дальнейшее дробление, охлаждение капель, застывание капель и т. д. еще далеко не поняты, нередко даже на качественном уровне. В Швеции для реакторов с кипящей водой (BWR) различные сценарии тяжелых аварий такого рода исследовались Чу с сотрудниками [34], используя пакет прикладных программ THIRMAL-1 (компьютерный код, по западной терминологии). Обзоры механизмов распада струй в изотермических условиях и при пленочном кипении воды можно найти, например, в [3, 33], где представлены также данные по распаду струй. Неустойчивость и распад струй исследовались теоретически в IKE (Штутгарт, Германия) Бюргером с сотрудниками [34], во Франции в проекте CENG (Гренобль) Бертудом с сотрудниками. Взаимодействие расплава с охладителем исследовали экспериментально в Испре (Италия) в проекте FARO и в Германии в проекте PREMIX в известном Исследовательском центре Карлсруе (FzK), используя как прототипные, так и термитные расплавы. А в JEFRI экспериментах IKE (Штутгарт) использовали металл Вуда как модельный расплав и фреон R113 в качестве охладителя.

**Подходы к анализу и моделированию струй.** Три подхода к анализу распада струй было выделено Т. Н. Динхом [33]: корреляционный подход, основанный на анализе экспериментальных данных и теории размерностей, который может привести к неверным результатам при экстраполяции на прототипные условия реактора;

одномерные модели, построенные на линейной теории устойчивости, дающей достаточные условия неустойчивости, направленные на изучение физических закономерностей перехода от сплошной струи к капельному потоку (Кельвин—Гельмгольц-неустойчивость за счет касательных напряжений на свободной поверхности, Рейлей—Тейлор-неустойчивость вследствие возмущения массовых сил, теплогидравлические модели с учетом испарения охладителя). Одномерность слишком сильно упрощает задачу, и поэтому прогресс этих моделей был невелик;

вычислительная гидродинамика, численное решение полных уравнений гидродинамики и теплообмена с учетом процесса перехода сплошной струи в дисперсную систему капель.

В отделе ядерной безопасности Королевского технологического института (КТН) были проведены экспериментальные исследования распада изотермических и неизотермических струй с использованием разных пар моделирующих жидкостей: церробенд — вода, расплав соли — пара-

финовое масло, вода — парафиновое масло, церробенд — парафиновое масло, церробенд — расплав соли (табл. 1). Температура расплава не превышала 575 К для исключения любой возможности парового взрыва. Диаметр струи варьировался от 2,5 до 25 мм, скорость — до 4 м/с. Сопло помещалось под поверхность охладителя для предотвращения подсоса воздуха струей в бассейн с охладителем, что могло бы снизить возможности визуализации.

В экспериментах с водой и парафиновым маслом температура воды варьировалась от 2 до 99 °С, так что коэффициент динамической вязкости жидкости струи  $\mu_j$  изменялся в 7 раз (и соответственно число Рейнольдса  $Re_j$ ). Влияние вязкости охладителя изучалось в экспериментах с парами церробенд — вода и церробенд — парафиновое масло, где вязкость охладителя изменялась на три порядка величины ( $\mu_c = 3 \cdot 10^{-3}$  для воды и  $\mu_c = 0,29$  для парафинового масла). В этом случае число Рейнольдса для струи оставалось неизменным, тогда как для охладителя значительно варьировалось (на три порядка). Случай распада струи в неизотермических условиях с кипением охладителя изучался на церробенде при температуре струи 550 К в воде, температура которой близка к температуре насыщения, в качестве охладителя. В большинстве проведенных экспериментов по распаду изотермической струи использовались сплав Вуда (аналогичный церробенду-70) и вода в качестве охладителя [35]. Динх с сотрудниками исследовали значительно более широкий диапазон параметров, влияющих на распад струй [33].

В прототипных условиях взаимодействия расплава с охладителем числа Вебера для воды  $We_a$  достигают значений 25000, а числа Рейнольдса для струи расплава и охладителя достигают, соответственно,  $2,4 \cdot 10^6$  и  $1,5 \cdot 10^6$ . Интересно отметить, что числа Вебера  $We_a$  значительно снижаются при расчете параметров охладителя как гомогенизированной смеси кипящей жидкости. Но числа Вебера для случая реактора значительно превышают критические значения порядка 100, когда предсказывается режим распыла струи. Как видно из табл. 1, эти случаи охвачены в экспериментах. При малых скоростях и диаметрах струи воды в парафиновом масле на начальном этапе наблюдалось образование грибовидной головки в передней части струи (рис. 8), которая исчезала по достижении стационарного состояния струи. Это явление не наблюдалось при высоких числах Вебера, когда влияние капиллярных сил мало по сравнению с инерционными силами.

Не наблюдалось распада головной части струи при достаточно высоком отношении плотностей  $\rho_j/\rho_c > 2,4$ , что, по-видимому, связано со снижением давления окружающей среды на головную часть струи. Влияние вязкости жидкости струи оказалось слабым в условиях описанных экспериментов, тогда как при малых отношениях плотностей струи и окружающей жидкости варьирование вязкости окружающей жидкости значительно влияет на режимы распада струй. Отсюда можно заключить, что влияние вязкости струи нивелируется более сильными эффектами от изменения свойств охладителя.

**Механизм неустойчивости Кельвина—Гельмгольца.** Во многих исследованиях установлено, что распад струй основывается на механизме неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, заключающемся в действии сдвиговых напряжений на свободной поверхности струи, которые вызывают деформацию поверхности, приводящую к росту неустойчивых мод колебаний, вызывающих распад струи. Влияние вязкости окружающей жидкости проявляется в том, что

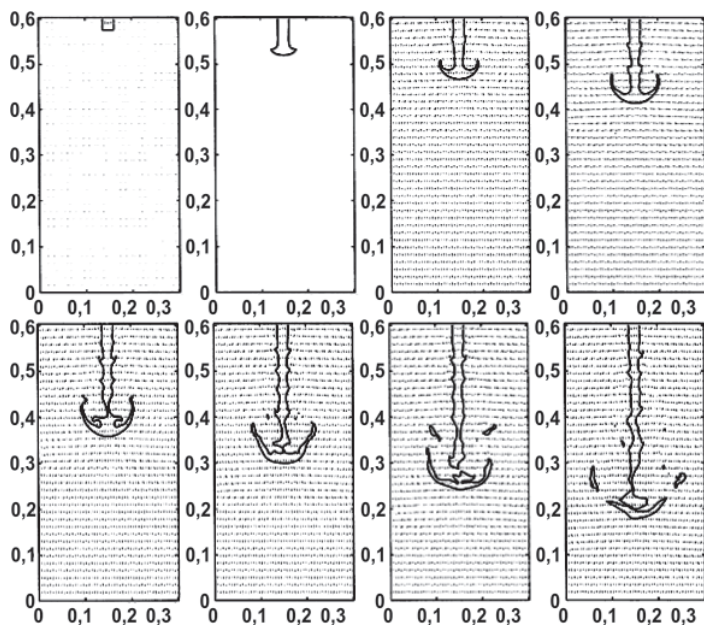


Рис. 8. Образование грибовидной головки струи

в менее вязкой среде облако капель после распада струи шире, тогда как число Вебера по охладителю практически не влияет на распад струи [33], как видно из рис. 9. В диапазонах чисел Вебера  $We_a = 50 \div 70$  и  $We_a = 800 \div 1000$  существенных различий не обнаружено, что свидетельствует о малом влиянии капиллярных сил окружающей среды на процесс распада струй, где определяющими являются инер-

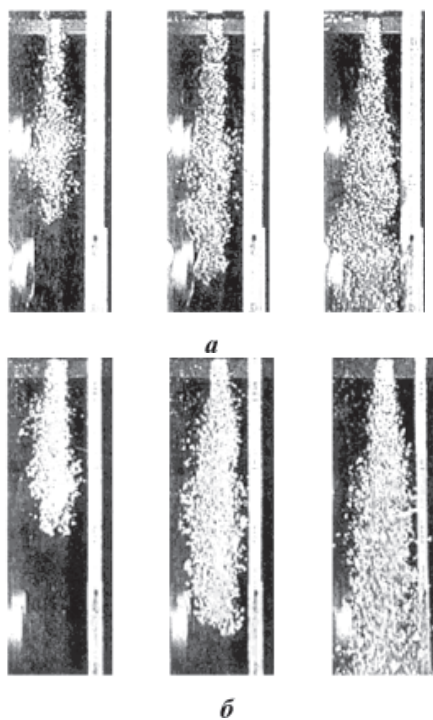


Рис. 9. Эксперименты КТН [33] по распаду струй церробенда  $d_j = 25$  мм, скорость струи  $u_j = 4$  м/с,  $T_j = 100$  °С,  $We_a = 1000 \div 1200$ :  
 а — в парафиновом масле с температурой  $T_a = 25$  °С,  
 б — в воде с температурой  $T_a = 20$  °С

ционные и капиллярные силы струи. Последние также определяют процесс каплеобразования после распада струи. Исследовалось также влияние теплообмена и фазовых переходов на распад струй в изотермических условиях ( $T_j = T_a = 100$  °С) в воде при температурах ниже ( $T_a = 20, 40$  °С) и значительно ниже ( $T_a = 4$  °С) температуры затвердевания церробенда-70. Начальная температура расплава была  $T_j = 100$  °С. Для струй диаметром  $d_j = 15$  мм физическая картина распада струй подобна для случаев воды разной температуры, однако размер капель при  $T_a = 100$  °С составляет порядка 0,3–0,5 мм, тогда как при  $T_a = 4$  °С — уже 3–5 мм. Возможно, это следствие охлаждения струи расплава и быстрого застывания капель при низких температурах охладителя, что препятствует дальнейшему дроблению капель.

### Выводы

Отношение плотностей струи и окружающей жидкости — важный параметр, влияющий на закономерности распада струй. Например, формула (3) выражает длину нераспавшейся части струи как корень квадратный из отношения плотностей. При малых числах Вебера ( $We_a < 100$ ) аналогичные зависимости были получены на основе анализа неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Для малых отношений плотности участок нераспавшейся части короткий, его длину нельзя однозначно идентифицировать по одной только зависимости от чисел Вебера. Существенны и другие параметры. При падении струй из сопла над поверхностью охладителя значительное количество воздуха вовлекается в слой смешения, что затрудняет визуализацию. Но и в этом случае существенной разницы в поведении струй в слое охладителя и по длине нераспавшейся части струй не обнаружено.

Вязкость струи снижает скорость роста возмущений вследствие диссипации энергии возмущений и сдвигает наиболее быстро растущие волны в сторону больших длин. Так, для водяной струи в воздухе ( $d_j = 15$  мм,  $u_j = 40$  м/с) увеличение ее вязкости в 10 и 100 раз может снизить скорость роста возмущений в 1,3 и 4 раза, соответственно. Струи тяжелого расплава, характерные для кориума ( $\rho_j > 8000$  кг/м<sup>3</sup>), обычно устойчивы примерно до значений относительных скоростей  $u_{rel} = u_j - u_v > 20$  м/с. Для струй малого диаметра неустойчивость определяется симметричной модой, тогда как для струй большого диаметра ( $d_j > 20$  мм) одна из несимметричных мод может определять максимальный рост возмущений и длину наиболее быстро растущих возмущений.

### Список литературы

1. Bolshov L. A., et al. Numerical models of molten core spreading processes in nuclear reactor safety problems/ Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics.- Operations and Safety. April. — Taipei. — Taiwan. — 1994. — P. 7.
2. Казачков И. В. Современное состояние и некоторые проблемы моделирования тяжелых аварий на зарубежных АЭС// Ядерная и радиационная безопасность. — 2003. — № 1. — С. 25–34.
3. Казачков И. В., Али Хасан Могаддам. Моделирование теплогидравлических процессов при тяжелых авариях на АЭС: Монография. — К.: НТУУ «КПИ», 2008. — 172 с.
4. Haraldsson H. O., Kazachkov I. V., Dinh T. N. and Sehgal B. R. Analysis of thin jet breakup length in immiscible fluids/ Abstr. 3<sup>rd</sup> Int.

- Conf. Adv. in Fluid Mechanics 2000, 24–26 May, Montreal, Canada. — P. 43–47.
5. *Dinh T. N., Bui V. A., Nourgaliev R. R., Okkonen T. and Sehgal B. R.* // Nucl. Eng. and Design. — 1996. — 163. — P. 191.
6. *Sallam K. A., Dai Z., Faeth G. M.* Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases // International Journal of Multiphase Flow. — 2002. — 28. — P. 427–449.
7. *Dai Z., Chou W.-H., Faeth G. M.* Drop formation due to turbulent primary breakup at the free surface of plane liquid wall jets // Phys. Fluids. — 1998. — 10. — P. 1147–1157.
8. *De Juhasz K. J., Zahn Jr. O.F., Schweitzer P. H.* On the formation and dispersion of oil sprays // Engineering Experimental Station, The Pennsylvania State University, University Park, PA. — Bulletin No. 40. — 1932.
9. *Ervine D. A., Falvey H. T.* Behavior of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools // Proc. Inst. Civ. Eng. — 1987. — 83. — Pt. 2. — P. 295–314.
10. *Faeth G. M.* Spray combustion phenomena // Proc. Combust. Inst. — 1996. — 26. — P. 1593–1612.
11. *Grant R. P., Middleman S.* Newtonian jet stability // AIChE J. — 1966. — 12. — P. 669–678.
12. *Hiroyasu H., Shimizu M., Arai M.* The breakup of a high speed jet in a high pressure gaseous environment // ICLASS-82, University of Wisconsin. — Madison, WI. — 1982.
13. *Hoyt J. W., Taylor J. J.* Waves on water jets // J. Fluid Mech. — 1977. — 88. — P. 119–123.
14. *Hsiang L.-P., Faeth G. M.* Near-limit drop deformation and secondary breakup // Int. J. Multiphase Flow. — 1992. — 18. — P. 635–652.
15. *Lee D. W., Spenser R. C.* Photomicrographic studies of fuel sprays // NACA Technical Note 454. — Washington, DC. — 1933.
16. *Mazallon J., Dai Z., Faeth G. M.* Primary breakup of non-turbulent round liquid jets in gas crossflows // At. Sprays. — 1999. — 9. — P. 291–311.
17. *McCarthy M. J., Malloy N. A.* Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design // Chem. Eng. J. — 1974. — 7. — P. 1–20.
18. *Phinney R. E.* The breakup of a turbulent jet in a gaseous atmosphere // J. Fluid Mech. — 1973. — 60. — P. 689–701.
19. *Sallam K. A., Dai Z., Faeth G. M.* Drop formation at the surface of plane turbulent liquid jets in still gases // Int. J. Multiphase Flow. — 1999. — 25. — P. 1161–1180.
20. *Schweitzer P. H.* Mechanism of disintegration of liquid jets // J. Appl. Phys. — 1937. — 8. — P. 513–521.
21. *Townson J. M.* Free-Surface Hydraulics, first ed. — Unwin Hyman. — London (Chapter 6). — 1988.
22. *Weber C.* Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles // Z. Angew. Math. Mech. — 1931. — 2. — P. 136–141.
23. *Wu P.-K., Faeth G. M.* Onset and end of drop formation along the surface of turbulent liquid jets in still gases // Phys. Fluids A. — 1995. — 7. — P. 2915–2917.
24. *Simmons H. C.* The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays // J. Eng. Power. — 1977. — 99. — P. 309–319.
25. *Kolev N. I.* Verification of IVA5 computer code for melt-water interaction analysis // Proc. NURETH-9. — 1999. — P. 90–99.
26. Итоговый отчет по проекту COTELS за 2000 год РГП НЯЦ РК, инв. № 54 от 22.11.05 г.
27. Математическое моделирование теплогидравлических процессов, тяжелых аварий на ядерных реакторах: Аналит. обзор РГП НЯЦ РК, инв. №83 от 26.10.04 г.
28. *Kunugi T. et al.* CASPER code for modeling // Proc. of 11th CFD Symposium. — 1997. — E2–4.
29. *Yabe T. & Aoki T.* A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation. I. One-dimensional solver // Computer Physics Communication. — 1991. — 66. — P. 219–232.
30. *Hirt C. W. & Nichols B.D.* Volume of fluid numerical method // J. Comput. Physics. — 1981. — 39. — P. 201.
31. *Lee, Wen Ho.* A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Modeling, LA-UR-79-975, Los Alamos Scientific Laboratory, Dept. of Energy, Contract W-7405-ENG-36, 1979.
32. *Акаев А. С., Васильев Ю. С., Зверев В. В., Нугуманов Д. К.* Применение «FLUENT» для описания теплогидравлических процессов в экспериментальных устройствах, моделирующих развитие тяжелой аварии в ядерном реакторе // Вестник НЯЦ РК. — Вып. 3. — 2005. — С. 24–31.
33. *Dinh T. N., Bui V. A., Nourgaliev R. R., Green J. A. and Sehgal B. R.* // Nucl. Eng. and Design. — 1999. — 189. — P. 299–327.
34. *Chu C. C., Siemicki J. J., Spencer B. W., Frid W., Lowenhielm G.* Ex-vessel Melt-Coolant Interactions in Deep Water Pool: Studies and Accident Management for Swedish BWRs // Nucl. Eng. Des. — 1995. — 155. — P. 159–213.
35. *Buerger M., Cho S. H., Berg E. V., Schatz A.* Breakup of Melt Jets as Pre-condition for Premixing: Modeling and Experimental Verification // Nucl. Eng. Des. — 1995. — 155. — P. 215–251.

Надійшла до редакції 20.05.2009.