

*Р. М. Аксенов, О. В. Коваленко, В. К. Сироткин*

**МОДЕЛЬ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ  
ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА РЕАКТОРА  
ПРИ НЕКОНТРОЛИРУЕМОМ ВВЕДЕНИИ  
ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ РЕАКТИВНОСТИ**

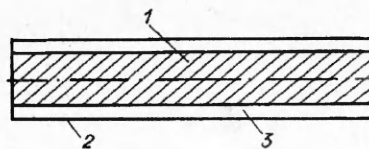
**Введение.** Гипотетические аварии ядерных реакторов, связанные с неконтролируемым введением положительной реактивности, в последнее время являются объектом пристального изучения ввиду их возможных тяжелых последствий. Интенсивное экспериментальное изучение проводилось в рамках американских программ SPERT, TREAT, PBF [1, 2], на японском импульсном реакторе NSRR [3—6], а также на отечественных установках ИГР и ГИДРА [7, 8] с целью определения порогового значения энерговыделения, при котором происходит разрушение твэла, а также анализа последствий разрушения твэлов для активной зоны реактора. Анализ экспериментальных данных позволяет выявить несколько основных механизмов разрушения: 1) растрескивание относительно холодной оболочки, вызванное ее высокоскоростным деформированием под действием внутреннего давления; 2) плавление оболочки; 3) окисление поверхности оболочки на стадии пленочного кипения и растрескивание на стадии остывания. Первый из указанных процессов наблюдается в течение действия импульса (как правило,  $\leq 1$  с), в то время как остальные процессы протекают при больших временах (1—20 с). Конкретный механизм разрушения твэла зависит от удельного энерговыделения и длительности импульса.

Как правило, механизм разрыва холодной оболочки твэла реализуется при несколько больших значениях энерговыделения в сравнении с пороговым значением и сопровождается интенсивным диспергированием топлива (степень которого, в частности, определяется давлением в твэле на момент разрушения). В этом случае последствия для активной зоны реактора являются наиболее катастрофическими из-за мощных гидродинамических процессов, развивающихся при паровом взрыве.

В данной работе рассматривается механизм разрушения твэлов под действием коротких импульсов энерговыделения с длительностью меньше 1 с. Предполагается, что оболочка твэла разрушается за счет высокоскоростного деформирования под действием внутреннего давления. Подобного рода модель использовалась в [4, 5] для расчета роста давления в твэлах, заполненных водой. При этом рост внутреннего давления связывался только с нагревом и испарением воды. В настоящей работе учитываются также тепловое расширение и плавление топлива и наличие газа в зазоре и внутри топлива. При этом в рамках единого подхода описываются как динамика поведения твэла (в частности, рост внутреннего давления), так и величина порога разрушения в зависимости от параметров импульса энерговыделения и начального состояния твэла.

Модель поведения топлива под действием импульсного энерговыделения. Импульсное энерговыделение приводит к нагреву и тепловому расширению топлива и, возможно, его плавлению. Увеличение объема топлива вызывает рост внутреннего давления в твэле, под действием которого происходят упругопластические деформации оболочки. При достижении деформацией критического значения происходит разрушение оболочки. На рост внутреннего давления существенное влияние оказывает газ, находящийся как непосредственно под оболочкой 2 (зазор 3), так и в порах топливных таблеток (рис. 1). Пока температура топлива  $T$  мала по сравнению с температурой плавления, газ в порах не оказывает заметного влияния на деформацию топлива, так что сжимается только находящийся в зазоре газ.

Когда температура топлива приближается к температуре плавления, топливо пластифицируется и начинает сжиматься газ, находящийся в порах. В общем случае рост давления внутри твэла будет определяться уравнением состояния среды, содержащей три фазы: твердую, жидкую (расплав) и газовую. Удельный объем  $V$  такой среды можно представить в виде



Р и с. 1

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

( $m_i$  — относительные массы фаз,  $V_i$  — их удельные объемы). Значения индекса  $i = 1, 2, 3$  соответствуют твердой, расплавленной и газовой фазам. При достаточно коротких импульсах диффузией газовой фазы можно пренебречь, так что величина  $m_3$  остается постоянной в течение всего процесса нагружения. При этом  $m_3$  можно выразить через начальную объемную концентрацию газа  $\alpha_{30}$ :

$$(2) \quad m_3 = \frac{V_{10}}{V_{30}} \frac{\alpha_{30}}{1 - \alpha_{30}},$$

где предполагается, что в начальном состоянии расплава нет. Поскольку  $V_{10} \ll V_{30}$ , то массовая доля газа всегда мала.

Соотношение (1) необходимо дополнить уравнениями состояния каждой из фаз, которые выберем в форме

$$(3) \quad V_1 = V_{10} \left[ 1 + \beta (T - T_0) - \frac{p - p_0}{K} \right],$$

$$V_2 = V_{20} \left[ 1 + \beta (T - T_0) - \frac{p - p_0}{K} + \delta \right], \quad V_3 = V_{30} \frac{p_0 T}{p T_0}.$$

Здесь  $\beta$  — объемный коэффициент теплового расширения;  $K$  — модуль упругости жидкой и твердой фаз;  $\delta$  — относительное изменение объема при плавлении;  $p$  и  $T$  — давление и температура, которые считаются одинаковыми для всех фаз; индекс 0 означает начальное состояние вещества. Поведение газовой фазы описывается уравнением состояния идеального газа. Для простоты считаем коэффициенты  $\beta$  и  $K$  постоянными и одинаковыми для твердой и жидкой фаз.

Подставляя (2) и (3) в (1), получим следующее уравнение состояния среды:

$$(4) \quad V = V_{10} \left\{ 1 + \beta (T - T_0) - \frac{p - p_0}{K} + m_2 \delta + \frac{\alpha_{30}}{1 - \alpha_{30}} \frac{p_0 T}{p T_0} \right\}.$$

Температура среды и доля расплава определяются из общего баланса энергии

$$(5) \quad \frac{dQ}{dt} = C_V \frac{dT}{dt} + \lambda \frac{dm_2}{dt} + p \frac{dV}{dt} + q,$$

где  $Q$  — энергия, выделяющаяся в единице массы топлива;  $C_V$  и  $\lambda$  — удельная теплоемкость и теплота плавления топлива;  $q$  — поток энергии из топлива, идущий на нагрев теплоносителя и отнесенный к единице массы топлива. Температура топлива по сечению твэла считается постоянной, нагревом оболочки вследствие теплообмена с топливом пренебрегается. Эти приближения оправданы при характерных временах менее 1 с [1].

Плавление топлива наступает, когда его температура достигает температуры плавления  $T_s(p)$ , которая находится из уравнения Клапейрона — Клаузиуса:

$$(6) \quad \frac{dT_s}{dp} = \frac{T_s(p) (V_2 - V_1)}{\lambda}.$$

Запишем соотношение для тепловых потерь  $q$  в приближении постоянства коэффициента теплоотдачи:

$$(7) \quad q = q_0 \frac{T - T_c}{\Delta T_0}, \quad \Delta T_0 = T_0 - T_{c0}.$$

Здесь  $T_0, T_{c0}$  и  $q_0$  — температуры топлива и теплоносителя, тепловой поток при стационарном режиме работы реактора, Вт/м<sup>3</sup>. Поскольку в нашем случае температура топлива  $T$  значительно больше температуры теплоносителя  $T_c$ , то в дальнейшем будем полагать  $T_c = T_{c0}$ . Скорость энерговыделения аппроксимируем выражением

$$(8) \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{2t_0} \operatorname{ch}^{-2} \frac{t}{t_0},$$

где  $Q_0$  — полное энерговыделение за время действия нейтронной вспышки, приходящееся на единицу массы топлива;  $t_0$  — период вспышки. Систему уравнений (4), (6)—(8) необходимо дополнить соотношениями, описывающими деформацию оболочки твэла.

Поскольку длительность нейтронного импульса  $t_0 \geq 10^{-3}$  с существенно превышает характерное время волновых процессов в твэле  $\sim R/c = 10^{-5}$  с ( $c$  — скорость звука в топливе), то его деформации можно рассматривать в квазистатическом приближении вплоть до момента разрушения. Для тонкой цилиндрической оболочки скорость сдвиговых деформаций определяется выражением

$$(9) \quad \frac{d\gamma}{dt} \approx -2 \frac{R}{R}$$

( $R$  — текущий радиус оболочки).

В качестве определяющего уравнения пластического течения воспользуемся соотношением динамической теории пластичности [9]:

$$(10) \quad \frac{d\gamma}{dt} = \mu b N(\gamma) v(\tau) + \frac{\dot{\gamma}}{G}.$$

Здесь  $\mu$  — множитель порядка единицы;  $b$  — вектор Бюргера;  $N(\gamma)$  — плотность подвижных дислокаций;  $v(\tau)$  — их скорость;  $G$  — модуль сдвига. Из сравнения (9) и (10) видно, что сдвиговые деформации  $\gamma$  и напряжения  $\tau$  для случая тонкой оболочки оказываются однородными по ее толщине. Зависимость скорости подвижных дислокаций от сдвиговых напряжений берется в виде

$$(11) \quad v(\tau) = v(\tau_0) \begin{cases} [(\tau - Y_s)/\tau_0]^3, & \tau < \tau_0, \\ [(\tau - Y_s)/\tau_0], & \tau \geq \tau_0, \end{cases}$$

где  $v(\tau_0)$  — скорость дислокаций при напряжении, равном  $\tau_0$ , соответствующем смене механизма движения дислокаций;  $Y_s = \sigma_s R/h$ ;  $\sigma_s$  — предел текучести оболочки и статический предел текучести;  $h$  — толщина оболочки.

Уравнение движения в квазистатическом случае принимает вид

$$(12) \quad \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\tau}{r} = 0.$$

Интегрируя это выражение по толщине оболочки и учитывая постоянство  $\tau$ , получим соотношение

$$(13) \quad |\tau| = (p(R, t) - p_{\text{ex}}) \frac{R}{h}$$

( $p(R, t)$  и  $p_{\text{ex}}$  — давление внутри и снаружи оболочки). Уравнение (11) описывает упругопластические деформации оболочки до момента ее

| $p_0$  | $K_0$             | $\tau_0$       | $Y_s$            | $G$               | $\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup> | $\lambda$ , Дж/кг | $\beta$ , град <sup>-1</sup> |
|--------|-------------------|----------------|------------------|-------------------|------------------------------|-------------------|------------------------------|
| Па     |                   |                |                  |                   |                              |                   |                              |
| $10^5$ | $4 \cdot 10^{10}$ | $5 \cdot 10^9$ | $3,2 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^{10}$ | $10^4$                       | $2,1 \cdot 10^5$  | $4,5 \cdot 10^{-5}$          |

разрушения. В данной работе предполагается, что разрушение оболочки происходит при достижении сдвиговой деформацией критического значения  $\gamma = \gamma_*$ , характерного для высокоскоростного разрушения тонких оболочек.

Система уравнений (4) — (13) решалась численно методом Рунге — Кутты 4-го порядка. При расчетах определялись величины давления, температуры топлива, а также деформации оболочки твэла  $\gamma$ . Начальные значения параметров материалов приведены в таблице ( $\rho_{0т}$  — начальная плотность твэла). Размеры твэла и начальные условия расчета взяты из

[4, 5], элементарная схема одиночного твэла представлена на рис. 1.

Результаты численных расчетов. В [4, 5] экспериментально получена зависимость давления от времени в полностью или частично (30 %) заполненном водой твэле для длительностей импульса 3,82; 3,02 с и полного энерговыделения 670 и 880 кДж/кг  $UO_2$  соответственно. Аналогичные расчеты, проведенные по предложенной модели, представлены на рис. 2 (сплошные линии), где они сравниваются с экспериментальными данными (штриховые). Кривые 1 и 1' относятся к полностью заполненному водой твэлу, а 2 и 2' — к частично заполненному. Анализ рисунков показывает хорошее согласие расчетных кривых с теоретическими как по амплитуде давления, так и по моменту времени разрушения твэлов. При проведении расчетов пренебрегалось вытеснением воды из зазора. При этом рост давления, как оказалось, связан в основном с тепловым расширением топлива. Вклад расширения воды в общее увеличение объема среды под оболочкой твэла не превышал 20 %. Это связано как с малой объемной долей, так и с большим давлением, существенно превышающим критическое. Учет теплового расширения топлива позволяет согласовать данные для полностью и частично заполненных твэлов. В частности, максимальное давление в обоих случаях оказалось примерно одинаковым, что имело место и в эксперименте. Наблюдавшаяся в эксперименте немонотонность давления для частично заполненного водой твэла, по-видимому, связана с началом плавления топлива.

Определение порога разрушения твэла в зависимости от его конструкции и параметров нейтронного импульса представляется важным для выработки норм и требований по безопасной эксплуатации реакторов. Как отмечалось в [1], одним из возможных механизмов разрушения твэла является окисление и охрупчивание его оболочки с последующей фрагментацией на стадии остывания. Однако если импульс достаточно мощный, то разрушение может происходить за счет высокоскоростного деформирования в течение длительности вспышки. Представленные на рис. 3 зависимости порога разрушения от длительности и амплитуды импульса для различных долей газовой фазы ( $\alpha = 1, 3, 5, 7\%$  — кривые 1—4) характеризуют именно динамической порог. Штриховая кривая соответствует данным эксперимента [7]. Видно удовлетворительное согласие экспериментальной и расчетной зависимостей для  $\alpha = 5\%$ . При этом наблюдалось частичное плавление топлива. Отметим, что с увеличением доли газа порог разрушения растет. Эту зависимость можно описать выражением

$$Q_*(t_0) = (290 + 240t_0) \text{ кал/г}$$

| $C_U$ ,<br>Дж/(кг·град) | $\delta$ | $T_{30}$ , К | $v_0$ , м/с | $N_{0т}$ , 1/м <sup>2</sup> | $T_0$ , К | мм   |      | $\gamma_*$ , % |
|-------------------------|----------|--------------|-------------|-----------------------------|-----------|------|------|----------------|
|                         |          |              |             |                             |           | R    | h    |                |
| 350                     | 0,1      | 2920         | 300         | $10^{10}$                   | 300       | 5,36 | 0,62 | 10             |

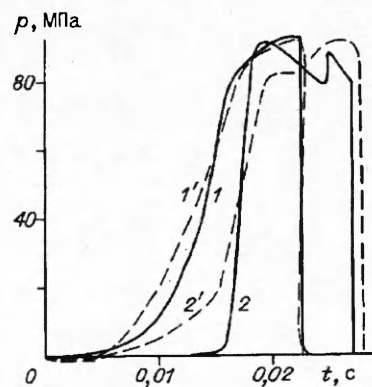
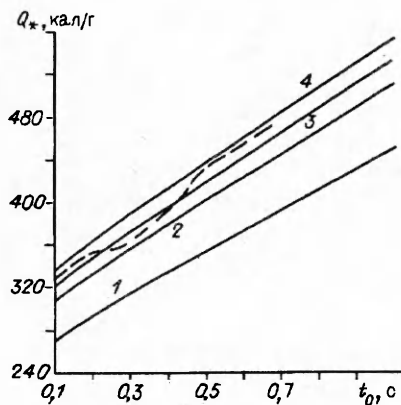
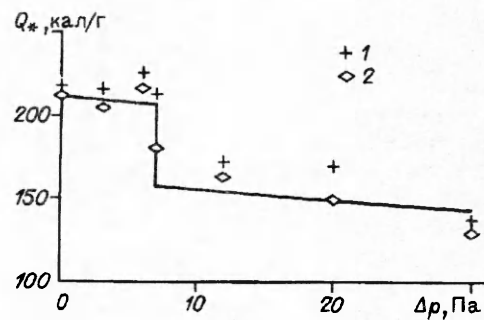


Рис. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

( $t_0$ , с). Из этой формулы нетрудно получить следующее значение для пороговой мощности вспышки  $W_*(t_0)$ :

$$W_*(t_0) = \left( \frac{1,2}{t_0} + 1,0 \right) \cdot 10^3 \frac{\text{МВт}}{\text{т}}.$$

Видно, что пороговая мощность вспышки уменьшается с ростом длительности импульса и в пределе стремится к постоянному значению, примерно в 25—30 раз превышающему номинальную мощность реактора типа ВВЭР.

Обсудим вопрос о зависимости порога разрушения от разности начального давления в твэле и внешнего давления. В [6] проводились соответствующие эксперименты, причем внешнее давление было постоянным, а давление в твэле варьировалось. Результаты экспериментов (точки 1 отвечают разрушению, а 2 — его отсутствию) и расчетов по предложенной модели (линия) представлены на рис. 4. При проведении расчетов считалось, что сжатие газа в порах начинает играть роль, когда температура топлива достигает температуры пластификации, которая примерно на 20 % меньше температуры плавления и равна ~2400 К. Отметим, что температура топлива в расчетах при  $\Delta p = 0,6$  МПа была близка к этому значению. Поэтому доля газа при расчетах для значений  $\Delta p < 0,6$  МПа бралась равной 5 %, а при  $\Delta p > 0,6$  МПа — 2 %. При таком подходе расчетная зависимость удовлетворительно согласуется с результатами экспериментов.

**Заключение.** В данной работе предложена модель, описывающая деформацию и разрушение твэлов под действием импульсного энерговыделения, возникающего, в частности, при неконтролируемом введении в реактор положительной реактивности. В основе предложенного подхода лежит предположение о динамическом разрушении оболочки твэла под действием внутреннего давления. Определяющим параметром является предельная деформация  $\gamma_*$ , при достижении которой происходит разрушение оболочки. Кроме того, существенное значение имеет правильный выбор уравнения состояния топлива. В частности, заметное влияние на порог разрушения оказывает доля газа, находящегося как под оболочкой твэла, так и внутри топлива.

Сравнение расчетных результатов с экспериментальными показывает, что удастся получить хорошее описание динамических характеристик (рост давления в твэле) и зависимость порога разрушения от длительности импульса и начального давления в твэле. Предположение о постоянстве предельной деформации  $\gamma_*$  приводит к тому, что энергия, переданная топливу на момент разрушения, не зависит от интенсивности вспышки, что наблюдается в эксперименте. Достаточно хорошее согласие результатов расчетов в рамках предложенного подхода с широким спектром различных экспериментальных данных свидетельствует о работоспособности модели. Ее можно использовать для дальнейших исследований и моделирования реактивных аварий в реакторах различных типов и, кроме того, для проектирования и лицензирования твэлов различных типов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. McDonald P. E., Seiffert S. L., Martinson Z. R. et al. Assessment of light water reactor fuel damage during a reactivity initiated accident // CSNI Specialist's meeting on water reactor fuel safety and fission product release in off-normal and accident conditions, Espoo, Finland, 1980.
2. Burns III R. D., Scott J. H. Statistical analysis of 7 TREAT experiments // Trans. ANS.— 1978.— V. 30.— P. 463.
3. Tsuruta T., Oshiai M., Saito S. Fuel fragmentation and mechanical energy conversion ratio at rapid deposition of high energy in LWR fuels // J. Nucl. Sci. and Technol.— 1985.— V. 22, N 9.
4. Oshiai M. WTRGDA—a computer program for the transient analysis of waterlogged fuel rods under the RIA conditions // Nucl. Eng. and Design.— 1981.— V. 66, N 2.
5. Tansawa S., Fujishiro T. Effects of waterlogged fuel rod rupture on adjacent fuel rods and channel box under RIA conditions // J. Nucl. Sci. and Technol.— 1987.— V. 24, N 1.
6. Fujishiro T., Ishijima K. Recent progress of research on the reactivity initiated accident in Japan // Working Material of the 2nd Techn. Committee Meet. on Safety Aspects of Reactivity Initiated Accidents, Vienna, Austria, 1990.
7. Егорова Л. А., Павшук В. А. Анализ результатов ампульных динамических испытаний модельных твэлов типа ВВЭР на реакторах ИГР и «ГИДРА»: Отчет / АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАЭ; Инв. № 30/694186.— Новосибирск, 1986.
8. Большаков В. В., Сегаль М. Д. Моделирование аварийных процессов в ядерных реакторах, обусловленных неконтролируемым введением положительной реактивности: Отчет / АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАЭ, Инв. № 37/1-419-89.— Новосибирск, 1989.
9. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.— М.: Мир, 1972.

г. Москва

Поступила 16/VI 1992 г.,  
в окончательном варианте — 23/XII 1992 г.

УДК 539.3

*Л. А. Фильштинский, Е. М. Кравец, В. А. Хворост*

### НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЫ С ТРЕЩИНАМИ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

При помещении в магнитное поле ферромагнитного тела вследствие намагничиваемости материала в теле появляются массовые и поверхностные силы. Под действием этих сил в среде возникают деформации, изменяющие исходное магнитное поле.

В данной работе рассматривается граничная задача магнитоупругости для магнитомягкой ферромагнитной среды, ослабленной криволинейными трещинами. Предполагается, что в среде имеется постоянное магнитное поле  $H_0$ , на берегах разрезов задаются нормальные и касательные усилия. Для одиночной прямолинейной трещины подобная задача рассматривалась в [1, 2].

1. В линеаризованной постановке [1, 3] полная система соотношений магнитоупругости для магнитомягкого кусочно-однородного ферромагнетика включает в себя уравнения состояния

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad \mathbf{b} = \mu_0 \mu_r \mathbf{h}, \quad \mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad \mathbf{m} = \chi \mathbf{h}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}, \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \end{aligned}$$

и дифференциальные уравнения магнитоупругости

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{S} &= 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}_0 = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B}_0 = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{h} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{b} = 0, \\ \mathbf{S} &= \mathbf{T} + \mathbf{t}, \quad t_{ij} = \sigma_{ij} + \mu_0 \chi H_{0i} H_{0j} + \mu_0 \chi (H_{0i} h_j + H_{0j} h_i), \end{aligned}$$

© Л. А. Фильштинский, Е. М. Кравец, В. А. Хворост, 1993