

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Л - 745

11 - 10638

ЛОМИДЗЕ

Валерий Лаврентьевич

ЭФФЕКТЫ ТЕПЛООВОГО УДАРА
И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ
ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Специальности 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей
и 05.14.03 - ядерные энергетические установки

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
старший научный сотрудник,
кандидат технических наук

Е.П. ШАБАЛИН

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
профессор
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Д.Я. СТАВИССКИЙ

О.М. КОВАЛЕВИЧ

Ведущее предприятие:
Физико-энергетический институт (Обнинск).

Защита диссертации состоится " " 1977г. в " "
часов на заседании специализированного совета Д.047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.
Отзывы и замечания направлять по адресу: г. Дубна, Московской
области, Объединенный институт ядерных исследований. Ученому
секретарю специализированного совета Д.047.01.05.

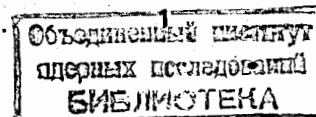
Автореферат разослан " " 1977 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА
кандидат физико-математических наук

Ю.В. ТАРАН

Быстрое выделение тепла в топливе мощного импульсного реактора, носящее характер теплового удара, обуславливает ряд проблем, которые не свойственны реакторам стационарного действия и которые не возникали, как существенные, при создании импульсных периодических реакторов прошлого поколения. Наличие тепловых ударов, специфика работы (режим надкритичности по мгновенным нейтронам) и некоторые другие особенности импульсного реактора предъявляют новые требования к программе ядерной безопасности и заставляют несколько по-иному подойти к рассмотрению отдельных её аспектов. В частности, это касается обсуждаемых в работе принципов аварийной защиты и регулирования и некоторых теоретических вопросов, связанных с анализом аварийных ситуаций.

В условиях, характерных для импульсного реактора высокой мощности (несколько МВт), тепловой удар и явления, с ним связанные, охватывают довольно широкий круг вопросов, подлежащих исследованию. Механическая структура топливных стержней, механические и теплофизические свойства топлива, изменение этих свойств в процессе выгорания, агрегатное состояние топлива, особенности конструкции тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ), эффекты реактивности, - все эти факторы в той или иной степени влияют на величину динамических (и статических) нагрузок, возникающих при тепловом ударе в топливе, а также на характер движения материалов активной зоны, определяющий поведение реактора в целом; от этого зависит, будет ли устойчивой работа реактора, насколько он безопасен в процессе эксплуатации, удовлетворяют ли тепловыделяющие элементы и другие конструкции требованиям прочности. Именно с этой позиции и ведётся рассмотрение эффектов



теплового удара. Наряду с их непосредственным изучением большое внимание уделяется методам расчета. В основном преследуется цель получить аналитические решения задач, удобные для практических оценок.

Та же цель преследуется при описании аварийных всплесков мощности. Применимость аналитических или полуаналитических методов, которые широко используются при анализе крупных аварий быстрых энергетических реакторов, может вызвать сомнение, если речь идет об импульсном реакторе. С другой стороны, использование сложных нейтронно-гидродинамических кодов типа AX-I, RAC-DAC и пр. не всегда оправдано, поскольку необходимая информация о физических и термодинамических параметрах известна, как правило, с большой степенью неопределенности, а часто и вовсе отсутствует. Поэтому для приблизительных оценок исхода постулируемой аварии импульсного реактора полезно иметь расчетную модель типа Бете-Тайта ^{*)}, учитывающую лишь наиболее характерные особенности взрывного процесса. В работе предлагается модель взрыва реактора, позволяющая, в отличие от упомянутой, учесть распространение акустической волны через реактор во время развития всплеска мощности и получить общее решение для гидродинамической обратной связи по реактивности при характерной для сферической активной зоны пространственной форме тепловыделения, а также приближенные соотношения для выделенной энергии, силы взрыва и некоторых других параметров.

Проблема сверхбыстрой аварийной защиты и регулирования рассматривается с точки зрения принципиальной возможности использования теплового удара в предварительно изогнутых стержнях и зависимости диффузионных свойств поляризующей нейтроны среды (жидкого гелия) от величины магнитного поля в качестве механизмов быстрого (< 100 мкс)

^{*)} Bethe H.A., Tait J.H., "An Estimate of the Order of Magnitude of the Explosion when the Core of a Fast Reactor Collapses", УКАЕА - ВНИИ (56)/113.

изменения реактивности. Последний эффект, открытый Ю.Н.Казаченковым и В.В.Орловым ^{*)}, исследуется более полно и более точным методом, чем это сделано авторами. Исследована зависимость вклада в альбедо гелиевого слоя, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием при (n, α) - рассеянии, от величины и направления магнитного поля, углового и энергетического распределений падающих нейтронов, толщины отражателя. Сделаны практические выводы.

Ниже дано краткое описание каждой из трех глав диссертации.

1. Эффекты теплового удара

Явления, связанные с тепловым ударом в топливных стержнях импульсного реактора, исследуются в рамках теории термоупругости, одноточечной модели кинетики и теории возмущений первого порядка. Постановка задач осуществляется в тесной связи с конкретными особенностями конструкции тепловыделяющих элементов.

В основу описания теплового удара в сплошных топливных стержнях положена задача о движении твэла, состоящего из целого (не составленного из отдельных частей) топливного стержня, свободно помещенного внутри тонкой цилиндрической оболочки. /1-2/ Нагревание топливного сердечника следует закону ^{**)}:

$$T(x, t) = (\delta_a + \delta_0 \sin \pi x / L) T(t), \quad (1)$$

где δ_a и δ_0 - компоненты аксиального коэффициента неравномерности тепловыделения $k_x = \delta_a + \delta_0$ ($\delta_a + 2\delta_0/\pi = 1$), $T(t)$ - средний по длине L стержня подогрев топлива в момент времени t .

Частные решения поставленной задачи и её дальнейших обобщений позволили получить простые параметрические соотношения, с помощью которых можно судить о работоспособности тепловыделяющих элементов

^{*)} Казаченков Ю.Н., Орлов В.В., АЭ, 33, 681, 710, 1972.

^{**)} Такая зависимость близка к реальной и вместе с тем существенно облегчает дальнейший анализ /2/. Подобный прием, основанный на выделении из основной гармонике нейтронного потока собственной функции другой задачи, используется в гл. 2.

в зависимости от характеристик нейтронного импульса, способов закрепления твэла, особенностей его конструкции, свойств топлива и некоторых других, представляющих практический интерес, условий. В частности, амплитуда волны осевых напряжений в оболочке твэла, возникающих вследствие теплового удара в топливном стержне, имеет вид:

$$\sigma_s(y) = \frac{\alpha T_0 E_s}{\lambda(1+\gamma)} \begin{cases} \delta_a + \delta_0 \frac{\sin \pi y/2}{\pi y/2}, & 0 \leq y \leq 1, \\ 1/y, & y \geq 1. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь α - коэффициент линейного расширения топлива; T_0 - подогрев за импульс; $\gamma = E_s c S_s / E_c S$ - жесткость оболочки; E , c и S (E_s , c_s и S_s) - модуль упругости, скорость звука и сечение стержня (оболочки); $\lambda = c_s / c$; $y = c \theta / L$; θ - длительность вспышки. По мере выгорания топливо распухает и напряжения σ_s могут достичь предельного значения, которое в $(1+\gamma)/\gamma$ раз больше (2).

Задача о тепловом ударе при аллотропических превращениях топлива решена в предположении, что фазовый переход не сопровождается изменением упругих свойств топливного стержня. При определенных условиях вероятность разрушительного воздействия теплового удара резко снижается с увеличением энергии импульса. Такой результат характерен, например, для плутониево-галлиевого сплава.

Эффекты реактивности, обусловленные воздействием теплового удара, рассчитываются на основе соотношения (II). Анализ численных решений уравнений кинетики реактора и механики привел к выводу, что расчет отдельного импульса можно проводить без учета обратной связи (II), если $|\Delta k|/\epsilon_m \ll (1+y^2)/y^2$, где Δk - эффект расширения стержней при их медленном нагревании на величину скачка температуры T_0 ,

ϵ_m - максимальная надкритичность в импульсе.

Тепловой удар в составных топливных стержнях ^{13-4/} особенно интересен в отношении его влияния на реактивность реактора. Для вычисления последней необходимо знать закон движения разлетающихся

вследствие теплового удара частиц (таблеток) стержня. Эта задача имеет строгое аналитическое решение, если для функции $t_j(x)$, описывающей распределение моментов потери связи между топливными частицами, выполняется условие:

$$c |dt_j(x)/dx| \leq 1 \quad (3)$$

всюду в области непрерывности $t_j(x)^{1/4}$. Тогда $t_j(x)$ находится из условия $G(x,t) = 0$ в целом стержне, а искомое распределение скоростей разлета частиц

$$U_j(x) = \int_0^{t_j(x)} \frac{1}{\rho} \frac{\partial G(x,t)}{\partial x} dt \quad (4)$$

(ρ - плотность топлива). Характер разлета частиц (4) и вносимая при этом реактивность существенно зависят от пространственно-временной формы тепловыделения. При $t_j = Const$ и $U_j = \alpha c T_0 x/L$ вносимая реактивность

$$\epsilon(x) = \frac{dk}{dL} \frac{(\alpha c T_0)^2}{g} \begin{cases} x - x^3/2, & 0 \leq x \leq 1, \\ 2x(1-x) + x^3/2, & 1 \leq x \leq 2. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $g = 9,81 \text{ м/с}^2$, $x = gt/\alpha c T_0$, dk/dL - изотермический коэффициент реактивности (1/см). С помощью (5) нетрудно убедиться, что разлет топливных частиц может привести к полному гашению нескольких последующих импульсов, а затем к сильному всплеску мощности.

Расчетная модель теплового удара в жидком топливе основана на предположении, что радиальные деформации оболочки твэла изменяются в строгом соответствии с изменением давления (IO) в данной точке x столба жидкости. Инерциальные давления и характер движения топлива существенно зависят от упругих свойств оболочки. В отсутствие пузырьков газа эффекты реактивности и ударные нагрузки того же порядка, что и в твердом топливе, однако при наличии газовой фазы с долей порядка $\alpha_v T_0$ и выше исчезают практически полностью.

Задача о колебаниях стержней в среде теплоносителя решена в предположении о плоском ламинарном течении вязкой ньютоновской жидкости в отсутствие градиентов давления и сил тяжести, причем силы сопротивления обусловлены исключительно вязким трением. Движение стержня описывается уравнением типа телеграфного (после исключения пространственной зависимости). Декремент затухания продольных колебаний

$$\beta = \frac{1}{2} (\rho_v / \rho) \sqrt{\omega \nu / 2}, \quad (6)$$

где ρ_v - плотность жидкости, ν - кинематическая вязкость, ω - круговая частота колебаний, r - радиус стержня. Вредным эффектом при колебании твэлов в жидком теплоносителе является возможность акустической кавитации и, как следствие, возможность эрозии оболочек и появления пустотных эффектов реактивности.

Термоупругие изгибные колебания топливных стержней описываются дифференциальным уравнением в частных производных четвертого порядка, конкретный вид которого определяется граничными условиями задачи. При неподвижных концах стержня уравнение нелинейное и для амплитуды q основной гармоник смещений записывается в виде:

$$\frac{d^2 q(t)}{dt^2} + \left(\frac{c \alpha^2}{2}\right) (q^2 - q_c^2) q = \frac{J \alpha^2 c^2}{S} (\alpha^2 q_0 + \alpha \nabla T) + K_0 / \rho S. \quad (7)$$

Здесь $\alpha = r/L$, q_0 - амплитуда начального прогиба, J - момент инерции сечения S стержня, K_0 - амплитуда внешней нагрузки, $|\nabla T|$ - амплитуда радиальной составляющей градиента тепловыделения, $q_c^2 = q_0^2 + 4\alpha T(t)/\alpha^2 - 4J/S$. Критическое значение температурного скачка T_0 , при котором прямой стержень теряет устойчивость ^{ж)}, удовлетворяет равенству:

$$\alpha T_{кр} = J \alpha^2 / S. \quad (8)$$

Критическое значение градиента ∇T , при котором изгиб стержня

^{ж)} Этот термин условен. При тепловом ударе нельзя получить решения с неограниченно возрастающей амплитудой (из-за релаксации напряжений).

становится возможным лишь в одну сторону (к центру реактора), определяется соотношением:

$$k_x |\nabla T|_{кр} = \frac{16}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\sqrt{\alpha} L}{S} (T_0 - T_{кр})^{3/2}. \quad (9)$$

При небольшом начальном изгибе и рассмотренных граничных условиях температурный коэффициент реактивности возрастает более чем на порядок по сравнению с обычным значением. При обычной конструкции топливных кассет изгибные эффекты реактивности малы.

2. Аварийные вспышки мощности

Даже в крайне серьезном варианте аварии импульсного реактора звуковая (или ударная) волна может на значительную глубину проникать внутрь активной зоны за время t вспышки, вызывая релаксацию генерируемых давлений и тем самым увеличивая выделенную энергию.

Основные предположения предлагаемой модели взрыва реактора (модели "жидкой сферы") те же, что и в модели Бете-Гайта, за исключением того, что снято условие независимости давления от удельного объема $V = 1/\rho$ и сделано предположение, что эта зависимость линейная, т.е. уравнение состояния имеет вид, характерный для жидкостей:

$$p(r, t) = \rho c^2 [\alpha_v T(r, t) - (v - v_0)/v_0]. \quad (10)$$

Здесь $v_0 = 1/\rho_0$ - начальный удельный объем, $\alpha_v = \rho (\partial v / \partial T)_p$, $T(r, t)$ - температура топлива, измеряемая относительно некоторого начального распределения, c - скорость звуковой волны.

Задача ставится для сферического (радиуса R) гомогенного реактора со свободной поверхностью. Термодинамические параметры определяются с учетом наличия нетопливных компонент в активной зоне. Гидродинамическая обратная связь по реактивности вычисляется с помощью известного соотношения:

$$\varepsilon(t) = \int \vec{u} \vec{\nabla} \mathcal{L} dV, \quad (11)$$

где $\vec{u}(z,t)$ - смещение частиц с координатой z , $\mathcal{L}(z)$ - эффект удаления единичного объема из точки z реактора. В общем случае [5]:

$$\mathcal{L}(z) = \sum_{n=0}^N L_n \left(\frac{z}{R}\right)^n \quad (I2)$$

Соотношения (I0-I2) плюс уравнения гидродинамики и нейтроинной кинетики полностью описывают процесс взрыва "жидкого" сферического реактора при заданном законе введения внешней реактивности $\mathcal{E}_0(t)$ в отсутствие теплообмена между топливом и окружающими материалами и без учета нагревания последних за счет радиационного излучения. Эффект Доплера, запаздывающие нейтроны, наличие пустот в активной зоне также не принимаются во внимание, хотя в программе численного решения задачи предусмотрены возможности включить их в рассмотрение.

В соответствии с (I2) гидродинамическая обратная связь

$$\mathcal{E}(t) = \sum_{n=1}^N \mathcal{E}_n(t) \quad (I3)$$

Общее решение для "парциальных" обратных связей имеет вид [5]:

$$\frac{\mathcal{E}_{2m}(t)}{4\pi R^2 d_v C L_{2m}} = \frac{\delta_a}{2m+1} \sum_{j=1}^m 2^{2j} C_{2m+2}^{2j+1} \int_0^t T(t-t') B_{2j+1} \left(\frac{\pi c t'}{2R}\right) dt' + \delta_0 (-1)^m \frac{(2m+1)!}{\pi^{2m+2}} \sum_{j=1}^m \frac{(-1)^j \pi^{2j-1}}{(2j-1)!} \int_0^t T(t-t') \sin \frac{\pi c t'}{R} dt' ; \quad (I4a)$$

$$\frac{\mathcal{E}_{2m-1}(t)}{4\pi R^2 d_v C L_{2m-1}} = \frac{\delta_a}{2m+1} \sum_{j=1}^{m-1} 2^{2j-1} C_{2m+1}^{2j+1} \int_0^t T(t-t') B_{2j+1} \left(\frac{\pi c t'}{2R}\right) dt' + \delta_a (2m)! (-1)^{m+1} \sum_{j=1}^m \frac{(-1)^j}{(2j)!} H_{m-j} \int_0^t T(t-t') B_{2j} \left(\frac{\pi c t'}{R}\right) dt' + \delta_0 (-1)^{m+1} \frac{(2m)!}{\pi^{2m+1}} \left[1 + \sum_{j=0}^{m-1} \frac{(-1)^j \pi^{2j}}{(2j)!} \right] \int_0^t T(t-t') \sin \frac{\pi c t'}{R} dt' . \quad (I4b)$$

В этих формулах $m = 1, 2, \dots$, $C^k = k! / (k-p)!$, δ_a и δ_0 - компоненты объемного коэффициента неравномерности тепловыделения $K_v = \delta_a + \delta_0$ ($\delta_a + 3\delta_0 / \pi^2 = 1$), числа H_k удовлетворяют равенству:

$$(-1)^{k+1} (2k)! H_{k-1} + \sum_{j=1}^{k-1} (-1)^{j+1} 2^{2j+1} C_{2k}^{2j} B_j = 2(2k-1) \quad (I5)$$

($H_0 = 1$, B_k - числа Бернулли), $T(t)$ - средний по объему реактора подогрев топлива, $B_j(x)$ - полиномы Бернулли ($0 \leq x \leq 1$). Для значений $x > 1$ функции $B_j(x)$ в (I4) следует периодически продолжить.

Удельная (на 1 г топлива) выделенная энергия

$$Q_0 = \mu \frac{1,130 C_v \epsilon_0^3}{\omega^2 \tau^2 |(dk/dT)_{эф}} , \quad (I6)$$

где C_v - удельная теплоемкость топлива, $\omega = \pi c / R$, $\epsilon_0 = \text{Const}$ - скачок реактивности, τ - среднее время жизни мгновенных нейтронов. Эффективный температурный коэффициент реактивности

$$(dk/dT)_{эф} = \frac{4}{\pi} d_v R^2 \sum_{n=1}^N n L_n (\delta_a + \delta_0 \frac{n+1}{\pi^{n+1}} \int_0^\pi x^{n-1} \sin x dx) \quad (I7)$$

совпадает с истинным коэффициентом реактивности dk/dT только при сильно неравномерном поле тепловыделения, когда $\delta_a = 0$, $\delta_0 = K_{vmax} = \pi^2/3$. Коэффициент μ показывает, во сколько раз выделенная энергия, рассчитанная с учетом распространения акустических волн, больше энергии, вычисленной в рамках модели Бете-Тайта. Приближенно

$$\mu = 1 + 1,77 \frac{(dk/dT)_{эф}}{(dk/dT)} \left(\frac{\omega \tau}{\epsilon_0}\right)^2 \quad (I8)$$

Так как $(dk/dT)_{эф} \approx dk/dT$ и $\omega \tau / \epsilon_0 \approx c \theta / R$, то при длительности вспышки θ , равной R/c , $\mu \approx 3$. Степень указанного расхождения при других значениях $c \theta / R$ показана на рис. I, где приведены результаты численного (I) и аналитического (2) расчетов Q_0 при фиксированном значении коэффициента давления $(\partial p / \partial T)_v$ (в этом случае Q_0 , вычисленная по методу Бете-Тайта, не зависит от c).

Так называемая "пороговая" энергия Q^* , часто используемая для вычисления постоянной \mathcal{E}_0 в случае неограниченного нарастания вводимой реактивности (со скоростью $\dot{\mathcal{E}}_0$), рассматривается как формаль-

ный параметр и оценивается по формуле:^{15/}

$$Q^* = R^2 \dot{\epsilon}_0^{3/2} \tau^{-1/2} \quad (19)$$

Кинетическая энергия (сила взрыва) определяется как работа A , совершаемая при изэнтропическом расширении активной зоны согласно зависимости (10), но с условием $p = 0$, если $\alpha_v T < (v - v_0)/v_0$ ^{15/}:

$$A = \frac{M_0 V_0^2}{2} \cdot \frac{1 + 2M_0 V_0^2/E_0}{(1 + M_0 V_0^2/E_0)^2} \quad (20)$$

Здесь $V_0 = \alpha_v Q_0 c / c_v$, $E_0 = M Q_0$ - полная выделенная энергия, M и M_0 - масса топлива и всей активной зоны соответственно. В экстремальной аварийной ситуации реактора ИБР-2 величина A , рассчитанная с учетом неопределенностей физических и термодинамических параметров, оценивается в 150 ± 100 кг ТНТ и составляет 40-70% полной выделенной энергии. Однако при выбранной конструкции реактора и действующей аварийной защите вероятность подобного события практически исключается.

3. Проблема сверхбыстрой аварийной защиты и регулирования

Существующие системы аварийной защиты бессильны перед внезапным (очень маловероятным) возмущением реактивности внутри импульса мощности. Чтобы обеспечить введение компенсирующей реактивности за время порядка десятков микросекунд механическим способом, активному органу необходимо сообщить ускорение $\sim 10^5 g$. Такие ускорения можно получить при взрыве или ударе. В этом отношении представляет интерес рассмотреть тепловой удар в предварительно изогнутых стержнях (не обязательно топливных), концы которых закреплены в шарнирах или опёрты в точках. При такой конструкции активной зоны температурный коэффициент реактивности может быть очень большим (см. гл. I), поэтому не исключена возможность использования теплового удара в качестве механизма аварийного самогашения импульсного реактора.

Для проверки указанной возможности исследуются решения уравнения

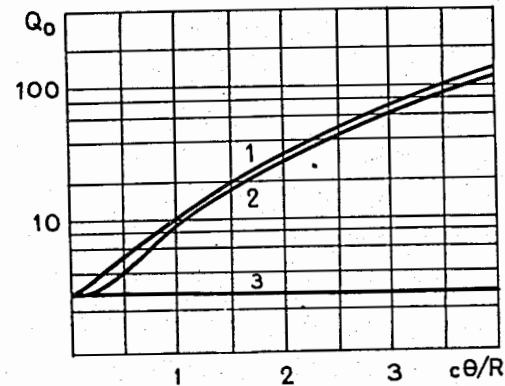


Рис. I. Результаты численного (1) и аналитического (2) расчетов выделенной энергии Q_0 (кДж/г) как функции отношения $c\theta/R$ при фиксированном коэффициенте давления $(\partial p / \partial T)_v = 19$ атм/град.

Внешняя реактивность $\dot{\epsilon}_0(t)$ вводится с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}_0 = 40$ с⁻¹. Зависимость 3 соответствует результату модели Бете-Тайта.

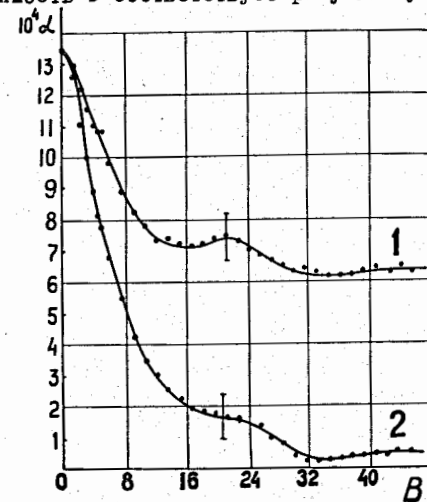


Рис. 2. Зависимость поляризационного вклада α в альbedo гелиевого слоя (толщиной 18 см) от индукции магнитного поля B (кГс) для мононаправленного пучка нейтронов спектра деления, падающего по нормали \vec{x} к поверхности отражателя. 1 - $B \perp \vec{x}$. 2 - $B \parallel \vec{x}$.

(7) и уравнения кинетики при различных предположениях относительно величины изгибного коэффициента реактивности, внешних сил, способа нагрева и т.д. Как оказалось, самогашение быстрого импульсного реактора в пределах данного (аварийного) импульса возможно только для реакторов со смягченным спектром нейтронов ($\tau \approx 10^{-7}$ с).

Возможность влиять на реактивность реактора путем быстрого (порядка микросекунд) изменения магнитного поля в поляризованной или поляризующей нейтроны среде, т.е. немеханическим способом, была впервые замечена Ю.Н.Казаченковым и В.В.Орловым. Для жидкого гелия, одной из наиболее обещающих поляризующих сред, эффект реактивности ожидался, по оценкам авторов, в пределах $10^{-3} - 10^{-2} \Delta k/k$.

Величина эффекта, найденная в настоящей работе по результатам /6/ расчета (методом Монте-Карло) поляризационного вклада α в альbedo гелиевого слоя, составляет $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \Delta k/k$ *). Ошибка расчета почти целиком обусловлена неопределенностью данных о фазах (n, α) - рассеяния. При включении магнитного поля $B > 15$ кГс параллельно направлению \vec{x} пучка падающих нейтронов ($B // \vec{x}$) поляризационный эффект уничтожается практически полностью. Если же $B \perp \vec{x}$, то эффект можно снизить только в 2 раза (см. рис.2). С ростом анизотропии падающих нейтронов вклад α увеличивается. Оптимальная толщина отражателя ~ 35 см. Спектральное распределение $\alpha(E)$ имеет сильный резонанс ($\alpha_{res} = 3,5 \cdot 10^{-3}$) при $E = 1$ МэВ и слабо выраженный резонанс ($\alpha_{res} = 8 \cdot 10^{-4}$) при $E \sim 5$ МэВ, которые соответствуют положениям $P_{3/2} - P_{1/2}$ - уровней составного ядра $^5\text{He}_2$.

Основные выводы:

1. В мощном импульсном реакторе периодического действия тепловой удар может представлять серьезную проблему как в отношении

*) Результат приведен для углового и энергетического распределений падающих нейтронов, близких к реальным. Для резонансных ($E = 1$ МэВ) мононаправленных нейтронов эффект достигает предела: $0,003 \Delta k/k$ (при оптимальной толщине отражателя).

прочности тепловыделяющих элементов, так и в отношении ядерной безопасности. Для исследования эффектов теплового удара предлагаются, в основном, аналитические методы расчета.

2. Анализ аварийных всплесков мощности импульсного реактора, выполненный без учета акустических эффектов, может привести к существенно заниженной оценке выделенной энергии. Предлагаемая в работе модель взрыва реактора позволяет учесть эти эффекты без необходимости численного интегрирования уравнений в частных производных.

3. Тепловой удар в изогнутых топливных стержнях можно использовать в качестве механизма аварийного самогашения для реакторов со смягченным спектром нейтронов. Практическое использование поляризационного эффекта в отражении нейтронов от гелиевой среды принципиально возможно в той области техники импульсных реакторов, где необходимы быстрые (порядка микросекунд или десятков микросекунд), но сравнительно небольшие ($< 10^{-3} \Delta k/k$) скачки реактивности, например, для целей "сверхбыстрого" регулирования.

Список публикаций, вошедших в диссертацию:

1. Ломидзе В.Л., АЭ, 35, вып. 2, 123-124, 1973.
2. Ломидзе В.Л., ОИЯИ, РИ-6621, Дубна, 1972.
3. Ломидзе В.Л., АЭ, 35, вып. 2, 125, 1973.
4. Ломидзе В.Л., ОИЯИ, РИ-6622, Дубна, 1972.
5. Ломидзе В.Л., ОИЯИ, БИ-11-9311, Дубна, 1975.
6. Ломидзе В.Л., Шабалин Е.П., ОИЯИ, РИ-6-7381, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 мая 1977 года.