

С 3486

Ш-122

28/VI

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2708



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Е.П. Шабалин, Г.Н. Погодаев

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО  
РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

1966

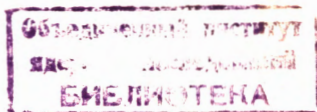
2708

УЗОО/1 нр.

Е.П. Шабалин, Г.Н. Погодаев

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО  
РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Представлено на Совещание по работам  
на реакторах. Мелекесс, 1988 г.



## В а е д е н и е

Современный уровень ядерных исследований и исследований структуры жидких и твердых тел методами нейтронной физики требует применения мощных источников во всей области энергий нейтронов. Авторы ряда последних работ, посвященных импульсным источникам нейтронов, приходят к выводу, что импульсный реактор на быстрых нейтронах с водяным замедлителем вне активной зоны является самой удобной и дешевой установкой по производству нейтронов низкой энергии <sup>/1-4/</sup>. Импульсный реактор ИБР, который успешно работает в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в течение нескольких лет, не может, однако, служить прототипом мощных импульсных реакторов. Наличие в центре активной зоны большого вращающегося вкладыша из урана, который в принципе может охлаждаться только газом, ограничивает мощность реактора несколькими десятками киловатт. Для реакторов мощностью в несколько мегаватт в качестве подвижного элемента, быстро изменяющего реактивность аппарата во время импульса, может служить часть отражателя (рис. 1).

В конструкции с подвижным отражателем мощность ограничивается только охлаждением твэлов. Известно, что для стационарного реактора, предназначенного для "лучковых" исследований, нет смысла иметь активную зону слишком большого размера, так как это приводит к снижению величины отношения потока нейтронов к мощности реактора <sup>/5/</sup>. Для импульсного реактора вопрос оптимального размера активной зоны стоит значительно более остро, так как увеличение активной зоны приводит, кроме всего прочего, к увеличению длительности импульса и величины "фоновой" мощности. Следует ожидать в связи с этим существования импульсного реактора, оптимального по размерам с точки зрения его использования для нейтронной спектрометрии.

### 1. Характеристики импульсного реактора

В нейтронной спектрометрии при использовании методики времени пролета определяющей характеристикой импульсного источника нейтронов является скорость счета в одном канале временного анализатора при заданном разрешении по энергиям; назовем

эту величину "качеством импульсного источника" и обозначим  $F_E$ . Известно, что если ширину канала анализатора считать равной длительности импульса источника, то имеет место соотношение <sup>4,6/</sup>:

$$F_E = b_E N / T_E^2 \quad (1)$$

Здесь обозначено:

- $N$  — полная интенсивность нейтронов источника в импульсах;
- $b_E$  — доля нейтронов источника, приходящихся на единичный интервал энергии около  $E$ .
- $T_E$  — эффективная длительность импульса нейтронов с энергией  $E$ , иначе; отношение полного числа нейтронов в импульсе к интенсивности нейтронов в максимуме импульса.

Для создания оптимального спектра утечки в реакторе на быстрых нейтронах, максимума величины  $b_E$ , необходимо применять внешние замедлители. Тогда длительность импульса нейтронов определяется совокупностью трех величин: импульса быстрых нейтронов (или импульса мощности реактора)  $\theta$ , разброса времени замедления нейтрона до энергии  $E$  и времени жизни замедленного нейтрона в блоке замедлителя. Естественно в качестве замедлителя использовать водородосодержащие вещества, чтобы иметь минимальные время замедления и время жизни медленных нейтронов. Нетрудно показать, что в этом случае эффективные длительности импульса надтепловых нейтронов  $T_{эпи} = \theta$ , а тепловых нейтронов  $T_T = \theta / (1 - e^{-\theta/\tau})$ , где  $\tau$  — время жизни тепловых нейтронов в блоке замедлителя <sup>7/</sup>.  $\theta$  определяется в основном тремя факторами: средним временем жизни ценности мгновенных нейтронов деления в реакторе  $\tau$ , эффектом изменения реактивности при смещении подвижного отражателя на 1 см от положения, соответствующего максимуму реактивности  $a$ , и скоростью перемещения подвижного отражателя относительно активной зоны  $v$ . Для параболического закона изменения реактивности при движении подвижного элемента, как впервые показали И.И. Бондаренко и Ю.Я. Ставский <sup>8,10/</sup>, полуширина импульса мощности реактора, находящегося в критическом состоянии, может быть с хорошей точностью вычислена по формуле

$$\theta = K (r / a v^2)^{1/8} \quad (2)$$

где параметр  $K$  весьма слабо зависит лишь от эффективной доли запаздывающих нейтронов и частоты импульсов мощности и равен  $1,3 \div 1,4$ .

Интенсивность источника быстрых нейтронов  $N$  пропорциональна утечке из активной зоны. В реакторе на быстрых нейтронах, имеющих те размеры, которые нас в данном случае интересуют (радиус активной зоны от 7 до 15 см), поглощение весьма мало и утечка будет пропорциональна мощности реактора, выделяемой в импульсах.

$$N = (W_{\text{ср}} - W_{\phi}) (\nu - 1) \approx W_{\text{ср}} (1 - \beta_{\text{эф}} / |\epsilon|) (\nu - 1).$$

Здесь:  $W_{\text{ср}}$  - средняя мощность реактора;

$W_{\phi}$  - мощность реактора между импульсами мощности,

$$W_{\phi} = W_{\text{ср}} \cdot \beta_{\text{эф}} / |\epsilon|;$$

$\beta_{\text{эф}}$  - эффективная доля запаздывающих нейтронов;

$\epsilon$  - реактивность реактора между импульсами, равная полной эффективности подвижного отражателя;

$\nu$  - число мгновенных нейтронов на одно деление.

Подставляя в (1) значения  $N$  и  $T_{\text{Э}}$ , получим для надтепловых нейтронов:

$$F_{\text{эпи}} = b_{\text{эпи}} W_{\text{ср}} (1 - \beta_{\text{эф}} / |\epsilon|) (\nu - 1) \quad (4)$$

и для медленных нейтронов:

$$F_{\text{Т}} = b_{\text{Т}} W_{\text{ср}} (1 - \beta_{\text{эф}} / |\epsilon|) (\nu - 1) (1 - e^{-\frac{\theta}{T}})^2 / \theta^2. \quad (5)$$

В ряде случаев определяющим является поток нейтронов с единицы площади поверхности источника и вместо  $F_{\text{эпи}}$  и  $F_{\text{Т}}$  следует рассматривать функции

$$F_{1\text{эпи}} = F_{\text{эпи}} / (R+h)^2 \quad (4'') \text{ и } F_{1\text{Т}} = F_{\text{Т}} / (R+h)^2 \quad (5'), \quad \text{где } R \text{ - радиус активной зоны,}$$

$h$  - толщина отражателя или замедлителя. При использовании механического прерывателя для сокращения времени вспышки определяющим параметром импульсного источника будет являться интенсивность нейтронов в момент максимума импульса с единицы поверхности источника, и необходимо рассмотреть еще функции:

$$F_{2\text{эпи}} = F_{1\text{эпи}} \cdot \theta (4'''), \quad F_{2\text{Т}} = F_{1\text{Т}} \cdot \theta / (1 - e^{-\frac{\theta}{T}}). \quad (5''')$$

В наиболее общем виде задача состоит в нахождении такой композиции, формы и размеров реактора и замедлителя, которые обеспечат максимум функций  $F_{\text{Э}}$ ,  $F_{1\text{Э}}$ ,  $F_{2\text{Э}}$ .

## 2. Предпосылки выбора композиции и формы реактора

2а. Отношение мощности фона к средней мощности реактора, определяемое величиной  $\beta_{\text{эф}} / |\epsilon|$ , влияет на величину полезных потоков (формулы (4) и (5)), и, кроме того, непосредственно определяет качество любой экспериментальной установки, так как фон от реактора является самой существенной компонентой общего фона

детектора. Желание уменьшить величину фона определяет выбор  $Pu - 239$  как делящегося материала для импульсного реактора на быстрых нейтронах, так как выход запаздывающих нейтронов при делении ядра быстрыми нейтронами для  $Pu-239$  в 3 раза меньше, нежели для  $U - 235$ .

2б. Увеличение средней мощности реактора  $W_{cp}$  возможно осуществлять двумя путями: обеспечивая максимальный удельный теплосъем и увеличивая размер реактора. Первый путь приводит к жидкометаллическому охлаждению активной зоны и топливу типа карбидов или оксидов плутония:  $PuO_2$ ,  $PuC$  и т.д. При современном состоянии ядерной энергетики средний удельный теплосъем  $500 \pm 600$  квт/литр не является пределом для жидкометаллического охлаждения <sup>/8/</sup>. Второй путь повышения мощности - увеличение размеров реактора - приводит к изменению всех остальных характеристик реактора ( $R$ ,  $\epsilon_{отр}$ ,  $\alpha$ ,  $\tau$ ) в сторону снижения "качества импульсного реактора"  $F$ . Поэтому следует ожидать существования оптимального размера реактора.

2в. В смысле минимального значения времени жизни ценности нейтронов наилучшей являлась бы активная зона без отражателя. Однако в реальных конструкциях реактора, предназначенного для нейтронных исследований, неизбежно присутствие замедлителя около зоны, подвижного отражателя, органов защиты и регулирования и другого экспериментального и эксплуатационного оборудования. Поэтому в настоящих расчетах рассматривался реактор с тонким стационарным отражателем из вольфрама; выбор вольфрама продиктован желанием смягчить спектр нейтронов в отражателе, что позволяет получить больший выход нейтронов из замедлителя <sup>/8/</sup>.

2г. Такие характеристики реактора, как  $\epsilon_{отр}$  (полная эффективность подвижного отражателя),  $\alpha$  (скорость изменения реактивности при смещении подвижного отражателя) и  $\tau$ , в какой-то степени зависят от геометрической формы реактора. Реальная геометрия импульсного реактора с подвижным отражателем, естественно, должна сильно отличаться от сферической <sup>/1/</sup>. Однако для расчета зависимости "качества импульсного реактора" от объема активной зоны в широком диапазоне объемов целесообразно остановиться на сферической геометрии с однородным распределением элементов в активной зоне и отражателе и уже для выбранного на основании одномерных расчетов объема активной зоны проводить оптимизацию формы реактора.

Руководствуясь всем вышесказанным, была выбрана следующая композиция реактора:

1. Геометрия активной зоны - сфера, отражателя - сферический слой.
2. Горючее - стержни  $PuC$  в оболочке из стали толщиной 0,4 мм.
3. Теплоноситель - натрий.
4. Отражатель - вольфрам.



### 3. Критические расчеты

Численный расчет критических размеров, прямых и сопряженных потоков нейтронов проводился на машине М-20 с помощью программы расчета реакторов в многогрупповом  $P_1$ -приближении метода сферических гармоник, составленной в ФЭИ ГКАЭ. Использовалась 18-групповая система констант, полученная объединением нескольких последних групп из 26-групповой системы констант<sup>/11/</sup>. Число пространственных зон было следующее: в активной зоне - 20; в отражателе - 25. В результате расчетов получена зависимость критического радиуса от концентрации  $R_0C$ , в расчете учитывалось изменение концентрации  $Fe$  и  $Na$  в активной зоне так, чтобы обеспечить реальную геометрию решетки активной зоны (неплотная упаковка стержней с зазором 0,2 мм). Полученная зависимость представлена на рис. 2; в области  $6 \text{ см} < R < 20 \text{ см}$  она хорошо описывается функцией  $\rho = R^{-1.48}$ . Известно, что расчет в  $P_1$ -приближении дает значительно завышенное значение критической массы в области  $R < 10 \text{ см}$ <sup>/12/</sup>. Однако, как будет ясно из дальнейшего изложения, нас в основном интересуют область  $R > 10$ , где  $P_1$ -приближение уже работает хорошо.

### 4. Мощность реактора

Средняя тепловая мощность реактора определяется свойствами теплоносителя, конструкцией твэлов и объемом реактора. Ввиду уменьшения концентрации горючего при увеличении критического объема активной зоны (рис. 2) диаметр тепловыделяющих стержней  $d$ , который однозначно определяет концентрацию горючего при постоянной толщине оболочки стержня и зазоре между стержнями, является монотонно убывающей функцией размера реактора (табл. 1).

Из геометрических соображений площадь поверхности стержней, т.е. площадь теплоотдачи,  $S = \pi R^2 / d$ ; следовательно, мощность реактора  $W = a\Delta t$  будет расти быстрее, нежели объем реактора (коэффициент теплоотдачи  $a$  и разность между температурой поверхности стержня и средней температурой теплоносителя  $\Delta t$  являются медленно меняющимися функциями размера реактора и стержней). Была рассчитана предельная тепловая мощность, которую можно снять с цилиндрической активной зоны размерами  $H = D$ , в широком диапазоне объемов активной зоны при охлаждении жидким натрием. В расчете скорость теплоносителя считалась постоянной и мощность ограничивалась допустимой температурой оболочки ( $500^\circ\text{C}$ ) и температурой в центре твэла ( $1500^\circ\text{C}$ ). Результаты расчета приведены в таблице 1.

Таблица 1

Объем активной зоны (л)	1,45	3,0	5,6	11,5	24,5
Радиус сферической активной зоны (см)	7	9	11	14	18
Средняя тепловая мощность (Мгвт)	0,4	1,1	2,7	6,9	14,7
Диаметр твэла (мм)	18	11	5	3	3

Для реакторов с  $R > 15$  см диаметр стержней брался  $d = 3$  мм, так как этот размер можно считать технологически возможным минимумом; необходимая концентрация топлива достигалась разбавлением топлива неделящимся элементом.

### 5. Среднее время жизни ценности мгновенных нейтронов

Вычисление среднего времени жизни ценности мгновенных нейтронов в реакторе  $r$  проводилось согласно следующему исходному соотношению<sup>/13/</sup>:

$$r = \frac{\iint 1/v \phi(E, r) \phi^+(E, r) dV dE}{\iiint \nu \Sigma_j(E', r) \phi(E', r) \phi^+(E'', r) \chi(E'') dE' dE'' dV} \quad (6)$$

Здесь:  $v$  — скорость нейтрона;

$\chi$  — энергетический спектр мгновенных нейтронов деления;

$\nu \Sigma_j$  — произведение числа мгновенных нейтронов деления на макроскопическое сечение деления;

$\phi, \phi^+$  — соответственно функции прямого и сопряженного потока в реакторе;

$dV$  и  $dE$  — элементы объема реактора и энергии нейтрона.

Числитель в формуле (6) пропорционален полной ценности нейтронов в реакторе, знаменатель — скорости генерации ценности. При использовании кусочно-постоянных функций, фигурирующих в многогрупповых расчетах,  $\phi_{kj}, \phi_{kj}^+, \chi_j, \nu \Sigma_{Hj}$  (где  $k$  — номер пространственной зоны,  $j$  — номер энергетической группы) формула (6) для сферической геометрии принимает вид:

$$r = \frac{\sum_{j=1}^{18} 1/v_j \sum_{k=1}^{48} \phi_{kj} \phi_{kj}^+ r_k^2 \Delta r_k}{\sum_{k=1}^{48} (\sum_{j=1}^{18} \nu \Sigma_{Hj} \phi_{kj} \times \sum_{j=1}^{18} \chi_j \phi_{kj}^+) r_k^2 \Delta r_k} \quad (7)$$



где  $v_j$  - среднегрупповая скорость нейтрона, а  $r_k$  - координата пространственной зоны.

По аналогии с методом усреднения групповых констант, изложенным в работе /11/, вычисление  $\lambda$  проводилось усреднением по спектру деления в первых трех энергетических группах и по спектру Ферми - в остальных группах. Среднее время жизни ценности нейтронов  $\tau$  рассчитывалось по формуле (7) на ЭВМ М-20 для двухзонного сферического реактора в широком диапазоне концентраций горючего и толщины отражателя. На рис. 3 показаны зависимости  $\tau$  от толщины отражателя при неизменной концентрации горючего для реакторов с малым объемом активной зоны (4 ÷ 6 литров) и большим объемом ( $\approx$  40 литров). Для реактора малого размера зависимость почти линейная вплоть до толщины отражателя 20 см. Зависимость  $\tau$  от размера активной зоны при постоянной толщине отражателя 10 см приведена на рис. 2; изменение размера активной зоны компенсируется изменением концентрации  $P_{aC}$ .

Для оценки точности расчетов  $\tau$  по данной методике рассчитывалось значение среднего времени жизни мгновенных нейтронов для нескольких экспериментальных реакторов, значения  $\tau$  которых измерены /1,10,12/. Сравнение данных расчетных с экспериментальными (табл. 2) свидетельствует о достаточной для нашей задачи точности расчетов  $\tau$  в  $P_1$ -приближении.

Таблица 2

Название реактора	R (см) (эксп.)	R (см) (расч.)	Толщина отражат. (см)	$\tau \times 10^8$ (эксп.) (сек)	$\tau \times 10^8$ (расч.) (сек)
1. Jezebell	6,3	7,6	0	0,31	0,45; 0,33 <sup>жж</sup>
2. Godiva	8,7	9,34	0	0,6	0,6
3. Poppy	4,5	5,67	21	-	2,0
4. Torpy	8,05	6,8	21	1,8; - 2,0	2,2
5. ИБР	<del>жжж</del>	9,3	0	0,7 + 0,1	0,8
6. ИБР	<del>жжж</del>	7,0	7	1,3 + 0,2	1,43
7. SORA	-	9,38	15	2,5 <sup>жж</sup>	2,8

<sup>ж</sup> Под  $\tau_{\text{экс}}$  для SORA подразумевается значение  $\tau$ , вычисленное в реальной геометрии методом Монте-Карло /1/.

<sup>жж</sup> Значение  $\tau = 0,33 \cdot 10^{-8}$  для сборки Jezebell вычислено с использованием вместо расчетного спектра нейтронов спектра деления.

<sup>жжж</sup> Активная зона и отражатель ИБРа имеют сложную конфигурацию, а поэтому приведены только расчетные значения размеров активной зоны и отражателя.

Блок замедлителя, наличие которого у поверхности активной зоны не учитывалось в вышеприведенных расчетах, должен несколько увеличить значение  $\tau$ . Однако можно существенно уменьшить отражение в зону медленных нейтронов из замедлителя, окружив активную зону тонким слоем бора, содержащего достаточное количество изотопа бор-10. Измерения, проведенные на ИБРе, позволяют сказать, что уменьшение потока тепловых нейтронов из-за наличия борного фильтра можно в значительной степени компенсировать увеличением толщины замедлителя /15/.

Эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$  вычислялась согласно соотношению

$$\beta_{\text{эф}} = \beta \frac{\sum_k \left\{ \sum_j \nu \Sigma_{fj} \phi_{kj} \times \sum_j \chi_j \phi_{kj}^+ r_k^2 \Delta r_k \right\}}{\sum_k \left\{ \sum_j \nu \Sigma_{fj} \phi_{kj} \times \sum_j \chi_j \phi_{kj}^+ r_k^2 \Delta r_k \right\}}$$

где  $\beta$  - число запаздывающих нейтронов на один нейтрон деления;

$\chi_{\text{зап}}$  - энергетический спектр запаздывающих нейтронов. Получено, что значение  $\beta_{\text{эф}}$  очень слабо зависит от концентрации горючего в активной зоне и равно  $2,2 \div 2,3 \cdot 10^{-3}$ . Величина  $\beta_{\text{эф}}$  определяет долю фоновой мощности в средней мощности реактора.

## 6. Подвижный отражатель

Значение отношения мощности фона к средней мощности и эффективная длительность импульса мощности в наибольшей степени определяются характеристиками подвижного отражателя: его полным вкладом в реактивность, характером изменения реактивности при смещении его относительно положения, соответствующего максимуму реактивности, и линейной скоростью его перемещения относительно активной зоны.

Подвижный отражатель для различных размеров активной зоны брался в форме параллелепипеда; такая форма, по-видимому, близка к оптимальной. Эффекты реактивности вычисляли по формулам многогрупповой теории возмущений в транспортном приближении без учета замедления нейтронов /14/.

$$\Delta\rho = \frac{1}{V} \int_{\text{а.з.}} dV \left\{ \sum_j \chi_j \phi_j^+(r) \times \sum_j (\nu \Sigma_{fj}) \phi_j(r) \right\} \times \\ \times \int_{V_G} dV_G \sum_j \left\{ -\Delta \Sigma_{aj} \phi_j(r) \phi_j^+(r) + \Delta \Sigma_{wj} / 3 \Sigma_{wj}^{(\text{отр})} \text{grad} \phi_j^+ \text{grad} \phi_j \right\}.$$

Здесь  $V_{\text{а.з.}}$ ,  $V_G$  — объем активной зоны и области возмущения соответственно;

$\Delta \Sigma_{aj}$  — изменение многогруппового сечения поглощения;

$\Delta \Sigma_{wj}$  — изменение многогруппового транспортного сечения;

$\Sigma_{wj}^{(\text{отр})}$  — транспортное сечение для неподвижного отражателя;

(остальные обозначения те же, что в формулах, встречавшихся ранее). Пренебрежение в формуле теории возмущений членами, учитывающими переход нейтронов из одной энергетической группы в другую, в данном случае оправдано, так как в качестве материала отражателя были взяты никель и железо, замедление в которых незначительно. Используемые в расчете значения  $\phi$  и  $\phi^+$  не определены вне объема реактора, поэтому размеры подвижного отражателя выбирали так, чтобы он полностью вписывался в стационарный отражатель.

На рис. 4 приведены типичные результаты расчета полной эффективности отражателя  $\epsilon_{\text{отр}}$  и величины  $\alpha$  в зависимости от размера отражателя в направлении движения его.  $\alpha$  имеет пологий максимум при  $R_1$ , близком к радиусу активной зоны; подобная зависимость сохраняется и для других размеров активной зоны.

На рис. 2 показана зависимость величин  $\epsilon_{\text{отр}}$  и  $\alpha$  от радиуса активной зоны для никелевого отражателя; вычисленные реактивности отражателей из железа в 1,3 раза меньше реактивности никелевого отражателя. Толщина отражателя во всех случаях одинакова и равна 7 см; остальные размеры оптимальны в каждом варианте.

## 7. Зависимость основных характеристик сферического реактора на быстрых нейтронах с тонким отражателем от размера активной зоны

Используя вычисленные выше зависимости  $r$ ,  $\alpha$ ,  $\epsilon_{\text{отр}}$ ,  $W_{\text{ср}}$ ,  $\beta$  от  $R$ , радиуса активной зоны сферического реактора с отражателем толщиной 10 см, можно определить основные его характеристики как источника нейтронов для спектрометра по времени пролета.

На рис. 5 представлены величины  $F_{\text{эпи}}$ ,  $F_{1\text{эпи}}$ ,  $F_{2\text{эпи}}$ ,  $F_{\text{т}}$ ,  $F_{1\text{т}}$ ,  $F_{2\text{т}}$ , вычисленные согласно соотношениям (4), (4'), (4''), (5), (5'), (5''), в виде функций от объема активной зоны. Значения эффективной длительности импульса  $\theta$ , входящие в соотношения (4) и (5), вычислялись по формуле (2) для скорости вращения от-

ражателя 300 м/сек и частоты импульсов мощности 50 1/сек. Следует иметь в виду, что каждому значению объема соответствует определенная концентрация горючего согласно табл. 1.

Анализ кривых рис. 5 показывает, что все функции  $F$  растут примерно линейно с объемом только для малых размеров реактора, а в дальнейшем достигают максимума и падают. Как уже было сказано, этот эффект объясняется, во-первых, увеличением длительности импульса мощности, связанным с падением эффективности подвижного отражателя и увеличением среднего времени жизни ценности нейтронов, и, во-вторых, уменьшением вклада полезной импульсной мощности в среднюю мощность реактора, т.е. величины  $1 - \beta_{эф}/|\epsilon_{отр}|$ .

Для рассмотренного нами сферического плутониевого реактора с подвижным никелевым отражателем и жидкометаллическим охлаждением максимумы величины  $F_{эпн}$ ,  $F_T$  и т.д., характеризующих полезные нейтронные потоки для экспериментов, использующих метод времени пролета, приходится на область объемов активной зоны 10-15 литров, соответственно на мощность 5 - 8 мегаватт.

Осталась еще не рассмотренной одна из важнейших характеристик импульсного источника нейтронов: частота повторения импульсов мощности. Эффект наложения быстрых нейтронов от последующего импульса ограничивает частоту повторения вспышек в экспериментах по времени пролета на больших базах. Однако при мощности реактора порядка нескольких мегаватт выделение энергии в одном импульсе мощности весьма значительно, и прочность твэлов по отношению к тепловому удару будет ограничивать мощность реактора при заданной частоте повторения импульсов.

Анализ величины мгновенного подогрева твэла показывает, что  $\Delta t$  имеет пологий максимум в области объемов активной зоны 10 ÷ 20 литров, равный для  $\nu = 10$  имп/сек  $\approx 100^\circ\text{C}$ . Опыт работы импульсных реакторов аperiodического действия в США позволяет надеяться, что  $100^\circ\text{C}$  не будет завышенной оценкой для допустимого мгновенного нагрева, и можно поэтому сказать, что при частоте повторения 10 имп/сек мощность импульсных реакторов не будет ограничиваться величиной мгновенного подогрева.

В заключение приведем некоторые основные оценочные характеристики импульсного реактора на быстрых нейтронах мощностью 5 Мгвт с подвижным отражателем

Объем активной зоны	-	9,2 литра
Полуширина импульса мощности	-	85 мксек
Загрузка	-	50 кг
Глобальная средняя интенсивность нейтронов	-	$2,5 \cdot 10^{17}$ н/сек



Мощность в импульсе при частоте 10 1/сек	- 8000 Мгвт
Поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя	- $2,5 \cdot 10^{13}$ н/см <sup>2</sup> сек
То же в центре замедлителя	- $7,5 \cdot 10^{14}$ н/см <sup>2</sup> сек
Мощность фона	- 0,45 Мгвт
Частота повторения вспышек при мощности 5 Мгвт	> 10 1/сек

Для нейтронноспектрометрических исследований при энергии нейтронов выше тепловой и примерно до сотен электроновольт более выгодным оказывается работа импульсного реактора в подкритическом состоянии в режиме размножения импульсов нейтронов, генерируемых в мишени ускорителя электронов<sup>/4/</sup>. При сравнительно коротком импульсе, обеспечивающем высокое разрешение, мощность может оказаться значительной, так как наличие вращающегося отражателя создает возможность создания малой подкритичности на мгновенных нейтронах и, следовательно, больших размножений.

Наиболее мощные из действующих в настоящее время линейных ускорителей электронов имеют примерно следующие параметры: энергия электронов  $E = 100$  Мэв, ток электронов в импульсе  $I = 2a$ , частота повторения импульса  $\nu = 100$  1/сек.

Приведем некоторые характеристики оптимального импульсного реактора, спаренного с таким ускорителем электронов:

Длительность импульса электронов	- 5 мксек
Энергия электронов	- 100 Мэв
Ток электронов импульсе	- 2a
Частота вспышек	- 100 1/сек
Подкритичность в импульсе	- $7 \cdot 10^{-3}$
Длительность импульса мощности	- 10 мксек
Мощность реактора	- 0,5 Мгвт

Авторы глубоко благодарны члену-корреспонденту АН СССР И.М.Фрауку и доктору Ф.Л.Шапиро за внимание и интерес к работе и научному сотрудничеству А.И.Хоперскому за полезные и действенные консультации.

#### Л и т е р а т у р а

1. V. Raievski. The SORA Reactor EUR-1643e (1964).
2. M. Kley. Paper for the "Panel on Kinetics and Applications of Pulsed Reactors".
3. V. Raievski and others, N SM 62/34, IAEA Karlsruhe, May 1965.
4. В.Д. Ананьев и др. Импульсный реактор ЛНФ ОИЯИ и перспективы применения импульсных реакторов в нейтронной спектроскопии, Преприят ОИЯИ № 2372, Дубна, 1965.

5. С.М. Фейнберг. Перспективы исследовательских реакторов. Доклад на IV совещании по физике и технике исследовательских реакторов в Будапеште, 1965.
6. Оптимизация нейтронных пучков. Под ред. П.А. Эгельстаффа, Атомиздат, 1965.
7. H. Myller and R. Naas. EUR 490—e, 1963.
8. И.И. Бондаренко, Ю.Я. Стависский. Атомная энергия, 7, 417 (1959).
9. А.И. Лейпунский и др. Атомная энергия, 5, 345 (1964).
10. Г.Е. Блохин и др. Атомная энергия, 10, 437 (1961).
11. Л.П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, Атомиздат, 1964.
12. "Reactor Physics Constants", Argonne National Laboratory, 1963.
13. Л.Н. Усачев. Доклад Р/656 на I Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955.
14. Г.И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1962.
15. Л.К. Кулькин и др. Усовершенствование импульсного быстрого реактора. Доклад, представленный на совещание по работам на реакторах, Мелекесс, 1966г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 апреля 1966 г.



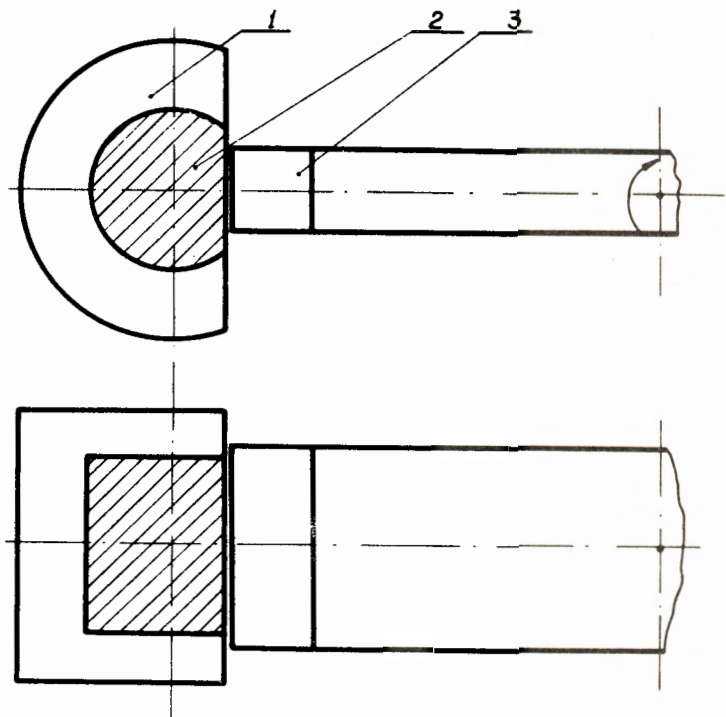


Рис.1. Условная схема реактора с подвижным отражателем:  
1 - стационарный отражатель; 2 - активная зона;  
3 - подвижный отражатель.

$\alpha \times 10^5$  /см<sup>2</sup>;  $\epsilon \times 10^3$ ;  $\rho \times 2 \cdot 10^{-21}$  /см<sup>3</sup>;  $\tau \times 10^9$  сек;  $\theta$  мксек.

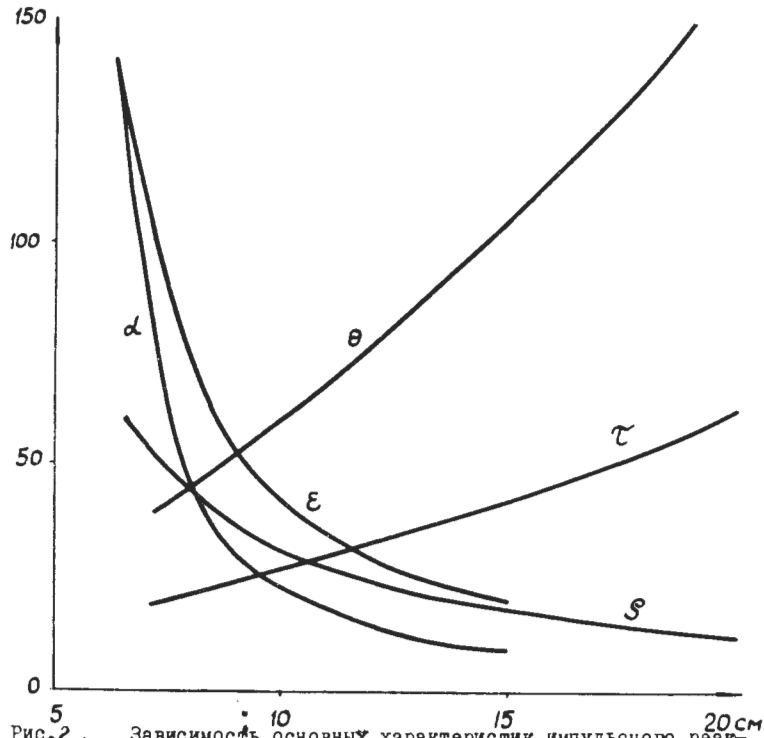


Рис.2. Зависимость основных характеристик импульсного реактора на быстрых нейтронах с подвижным отражателем от радиуса активной зоны; толщина стационарного отражателя—10 см (расчет).

- $\rho$  — концентрация карбида плутония;
- $\tau$  — среднее время жизни мгновенных нейтронов;
- $\alpha$  — изменение реактивности при смещении подвижного отражателя на 1 см;
- $\epsilon$  — полная эффективность подвижного отражателя;
- $\theta$  — полуширина импульса мощности.

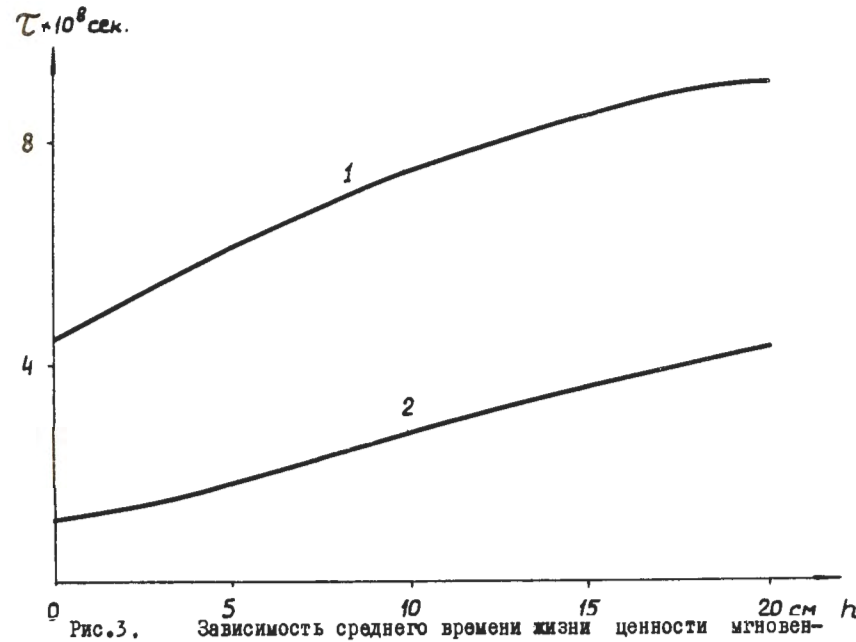


Рис.3. Зависимость среднего времени жизни ценности мгновенных нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах от толщины отражателя для постоянной концентрации карбида плутония (расчет); кривая 1 —  $\rho_{\text{плс}} = 0,49 \cdot 10^{22}$  /см<sup>3</sup>; кривая 2 —  $\rho_{\text{плс}} = 1,54 \cdot 10^{22}$  /см<sup>3</sup>.

$$\alpha = 10^4 \text{ 1/см}^2; \quad E = 10^2$$

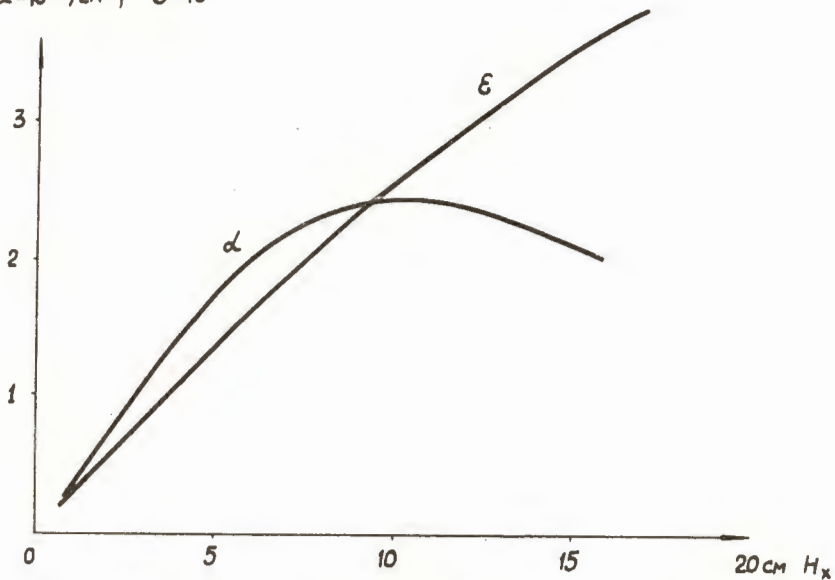


Рис.4. Полная эффективность подвижного отражателя  $\epsilon$  и изменение реактивности при смещении его на 1 см ( $\alpha$ ) как функции размера отражателя ( $H_x$ ) в направлении его движения; радиус активной зоны—9,6 см.

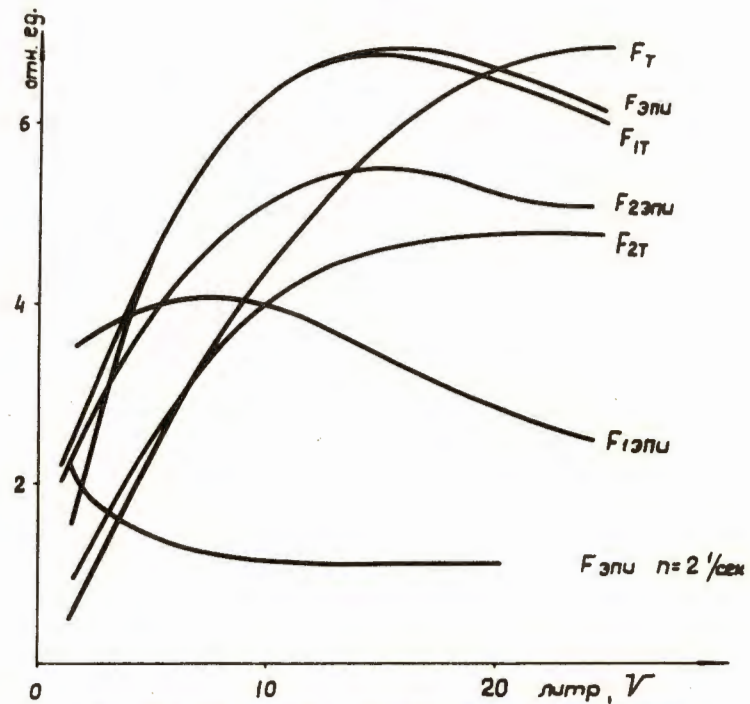


Рис.5. Относительные значения полезных потоков эпитепловых и тепловых нейтронов из замедлителя импульсного реактора как функции объема активной зоны;  $F_{эпи}$ ,  $F_T$ —поток нейтронов на базе при заданном энергетическом разрешении при размере экспериментального канала, большем размера излучающей поверхности;  $F_{1эпи}$ ,  $F_{1Т}$ —поток нейтронов на базе при заданном разрешении для малого размера экспериментального канала;  $F_{2эпи}$ ,  $F_{2Т}$ —поток нейтронов с единицы площади излучающей поверхности в максимуме импульса мощности; нижняя кривая — поток эпитепловых нейтронов при частоте импульсов  $n = 2$  1/сек (мощность реактора ограничивается мгновенным подогревом за время импульса).