

521.039.5
В74

Калугин А.К.

ISSN 0321-2149

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

4

1989

Государственный комитет
по использованию атомной энергии СССР

621.039.5

В74

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

Федеральное государственное
бюджетное учреждение
"Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт"
Центральная научно-техническая
библиотека

СЕРИЯ
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ
ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 4

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

МОСКВА — 1989

сбм 424116

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор), В.Д. Горяченко, С.М. Зарицкий (зам. главного редактора), В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеев (отв. секретарь), Я.В. Шевелев

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ВЫПУСКА:

В.Ф. Колесов (главный редактор), Э.И. Абрамова (отв. секретарь), А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов, С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин, С.К. Штарев, В.И. Юферев

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies":

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

РАСТВОРНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР ИГРИК

А.В. Кедров, П.С. Ляпин, Л.Л. Солонцов, В.Б. Таскин,
Н.Н. Неводничий, А.И. Ткаченко

Дано краткое описание конструкции растворного импульсного реактора ИГРИК. Представлены результаты измерений ядерно-физических и динамических характеристик. Показано, что достигнутые на реакторе ИГРИК параметры импульсов делений являются рекордными по удельному энерговыделению для растворных импульсных реакторов.

SOLUTION-TYPE PULSED REACTOR ИГРИК. A.V. KEDROV, P. S. LYAPIN, L.L. SOLONTSOV, V.B. YASKIN, N.N. NEVODNICHY, A.I. TKACHENKO. A short description of solution-type pulsed reactor ИГРИК design is given. Results of nuclear-physical and dynamic characteristics measurements are presented. It is shown, that parameters of fission pulses achieved on ИГРИК reactor are record by specific energy release for solution-type pulsed reactors.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсный гомогенный реактор испытательного комплекса (ИГРИК) с растворной активной зоной (АЗ) предназначен для работы как в импульсном, так и в статическом режиме на мощности до 15 кВт. В импульсном режиме реализуется энерговыделение от 3 до 60 МДж.

Основной особенностью реактора ИГРИК является то, что раствор сливается из АЗ в специальные баллоны-хранилища, размещенные за биологической защитой. В результате сам корпус не имеет биологической защиты, что существенно увеличивает облучательные возможности реактора около боковой поверхности.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ

Общий вид реактора ИГРИК схематически представлен на рис. 1. Состав АЗ реактора — раствор соли уранилсульфата в легкой воде ($\rho = 1,11 \text{ г/см}^3$, концентрация урана в растворе меди — 116 г/л, обогащение ^{235}U — 90%). АЗ размещается в толстостенном цилиндрическом корпусе из нержавеющей стали диаметром 610 мм и высотой 1090 мм.

Сечение корпуса АЗ по вертикали показано на рис. 2. Корпус 5 реактора имеет две полости: верхняя 2 ($\phi 250 \times 450 \text{ мм}$) используется в качестве ресивера для механизма импульсных стержней (ИС); нижняя 8 ($\phi 310 \times 510 \text{ мм}$) является экспериментальным каналом для размещения облучаемых образцов.

Корпус изготовлен из поковок кислотостойкой стали 1Х18Н10Т. К наружной стенке толщиной 50 мм жестко прикреплена свинцовая защита 6 толщиной

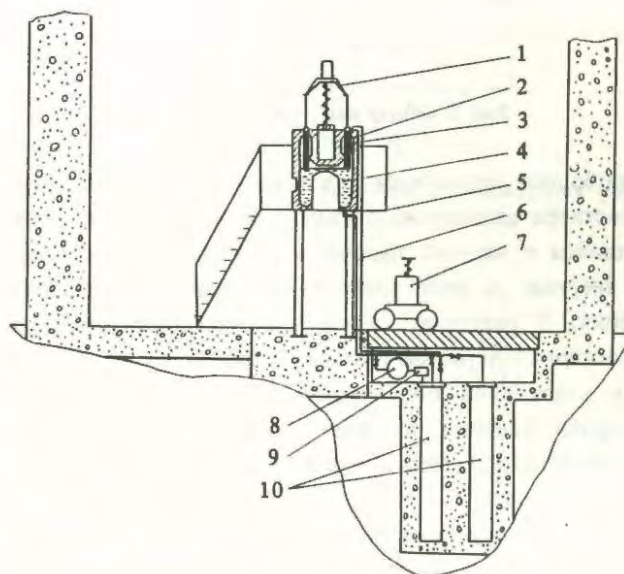


Рис. 1. Схема размещения реактора ИГРИК в здании: 1 — механизм ИС; 2 — корпус АЗ; 3 — ИС (верхний упор); 4 — топливный раствор; 5 — подставка; 6 — трубопровод подачи и слива раствора; 7 — загрузочное устройство; 8 — дозирующий насос; 9 — фильтр; 10 — баллоны-хранилища

70 мм. В ней имеется окно $4300 \times 180 \text{ мм}$ для выхода излучения. Толщина стенок корпуса в экспериментальном канале 5 мм, что не может обеспечить необходимой прочности при нагружении корпуса внутренним давлением во время импульса. Поэтому снаружи в нижнюю полость вставлена силовая гильза 3 из стали 30ХГСА толщиной 10 мм, которая и воспринимает нагрузку.

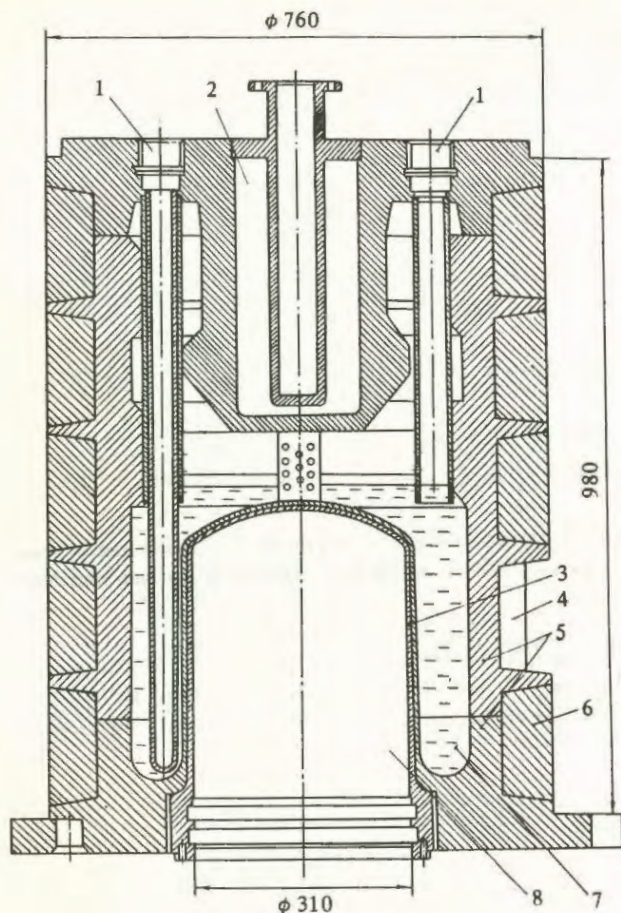


Рис. 2. Общий вид корпуса АЗ

Свободное пространство в корпусе АЗ 7 над уровнем раствора выполнено в виде лабиринта, так что разлетающийся в момент импульса раствор частично гасит свою энергию за счет резкого изменения направления движения. В результате удается существенно ослабить удар раствора в верхнюю крышку корпуса АЗ.

На внутренней поверхности корпуса АЗ нарезана по спирали канавка, назначение которой снизить температурные напряжения, возникающие в корпусе во время импульса.

В верхней крышке корпуса имеется шесть отверстий 1 (см. рис. 2). В четырех из них расположены гильзы из нержавеющей стали (диаметр 45 мм, толщина стенок 4 мм), внутри которых перемещаются регулирующие стержни. Пятое отверстие используется для выравнивания давления между корпусом и баллоном-хранилищем при заливке и сливе раствора, а также для подрыва смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, образующейся в корпусе АЗ после импульса в результате радиолиза воды. Шестое отверстие может быть использовано для введения в корпус пятого ИС или для измерений давления, температуры, распределения числа делений непосредственно внутри корпуса АЗ.

В нижней части корпуса имеется отверстие диаметром 7 мм для подачи и слива раствора.

Общая масса корпуса со свинцовой защитой

3500 кг. Корпус укреплен на двухметровой подставке с помощью резиновых амортизаторов, которые демпфируют его перемещение в процессе импульса как вверх, так и вниз.

Оригинально решена технологическая схема реактора ИГРИК. Топливный раствор сливается из корпуса АЗ в баллоны-хранилища, имеющие ядерно-безопасную геометрию. В корпус АЗ раствор подается с помощью дозирующего мембранного насоса непосредственно перед производством импульса в отсутствие людей в реакторном зале. После окончания работы раствор сливается за биологическую защиту. При необходимости раствор может быть слит из корпуса АЗ (или перекачан из основного баллона-хранилища) в резервный. Основной баллон-хранилище на наружной поверхности имеет водяную рубашку, по которой осуществляется циркуляция воды с целью охлаждения раствора в промежутках между импульсами. Вода циркулирует по замкнутому контуру через теплообменник, расположенный вне реакторного зала.

Между корпусом АЗ и баллоном-хранилищем установлены сильфонные пневматические клапаны, рассчитанные на давление $2 \cdot 10^7$ Па и выдерживающие кратковременные импульсы давления, возникающие при работе реактора.

ОРГАНЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ РЕАКТИВНОСТИ

На верхней крышке корпуса АЗ смонтирован механизм ИС. Четыре ИС объединены в одну связку и могут перемещаться вдоль оси реактора с помощью механического привода. Таким образом, существует возможность медленного ввода реактивности, что важно при работе в статическом режиме. Кроме того, возможно перемещение верхнего упора ИС, что ограничивает их вывод из АЗ для реализации малых энерговыделений при работе в импульсном режиме.

Положение стержней фиксируется на пульте управления по указателю перемещения с точностью 0,1 мм.

Для реализации импульсного режима имеется возможность быстрого перемещения всех ИС одновременно из крайнего нижнего положения в крайнее верхнее с помощью пневматики, а также путем сброса стержней вниз. Стержни выводятся из АЗ за $\sim 0,1$ с.

Стержни изготовлены в виде кольцевых цилиндров из гидрида лития (${}^6\text{LiH}$), герметично заваренных в чехлы из нержавеющей стали. Эффективность четырех ИС $\sim 5 \beta_{\text{эф}}$ для случая, когда полость для облучения не загружена.

Пятый ИС имеет два крайних положения и управляется также с помощью пневматики. Наличие такого стержня позволяет увеличить вводимую реактивность и тем самым поднять уровень максимально реализуемого энерговыделения, а также компенсировать отрицательную реактивность, вносимую при загрузке

нии в канал конвертирующих вставок. Максимальная скорость ввода реактивности в реакторе ИГРИК $\sim 60\beta_{эф}$.

В настоящее время разработана конструкция нового механизма ИС (МИС). Каждый из пяти ИС будет управляться независимо от других, причем предусмотрена возможность изменять скорость вывода стержней из АЗ. Введение нового МИС позволяет существенно повысить функциональные возможности реактора ИГРИК. Суммарный запас реактивности всех пяти ИС достиг $6\beta_{эф}$, что обеспечивает возможность производства импульса с избыточной реактивностью $5\beta_{эф}$ и увеличение энерговыделения в АЗ на $\sim 20\%$. При реализации импульсного режима есть два способа задания стартового состояния:

– механизмом ИС обеспечивается полное выведение стержней из АЗ. Для получения требуемого энерговыделения изменяется начальный уровень раствора;

– различные энерговыделения реализуются при постоянном уровне раствора в АЗ вследствие изменения запаса реактивности ИС путем ограничения их вывода из АЗ. Зависимость вносимой органами регулирования реактивности от их положения в АЗ и от загрузки экспериментального канала приведена на рис. 3.

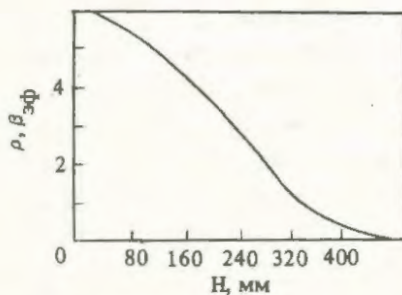


Рис. 3. Зависимость реактивности ИС от глубины их погружения в АЗ

При работе в статическом режиме происходит разогрев раствора. Для компенсации возможного снижения уровня мощности, обусловленного разогревом, осуществляется выдвигание ИС из АЗ или долив топливного раствора из баллона-хранилища.

ХАРАКТЕРИСТИКА ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ

При генерировании импульса делений реактор переводится в надкритическое состояние до $5\beta_{эф}$.

Механизм гашения реактивности определяется в основном изменением объема АЗ за счет температурного расширения раствора и вследствие образования радиолитических газов*). Вклад каждого из указан-

*) Сизов А.Н., Колесов В.Ф., Соловьев Г.Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов. – ВАНТ, Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 22 – 31.

ных механизмов изменяется в зависимости от энерговыделения в АЗ.

Параметры импульса делений (форма, полуширина, энерговыделение в АЗ) сложным образом зависят от вводимой реактивности, геометрии АЗ и от загрузки канала реактора в связи с возможным изменением времени жизни нейтронов и геометрии АЗ.

Для измерения энерговыделения в АЗ в импульсном режиме используются датчик нейтронно-термической батареек, представляющий собой цилиндр из ^{235}U , и термобатарея для измерения скачка его температуры. Такие датчики, прокалиброванные по радиохимическому анализу выхода осколков деления и объему образовавшегося радиолитического газа, позволяют проводить измерения энерговыделения в АЗ с относительной погрешностью 2 – 3%. На рис. 4 и 5 приведены зависимости полного энерговыделения от

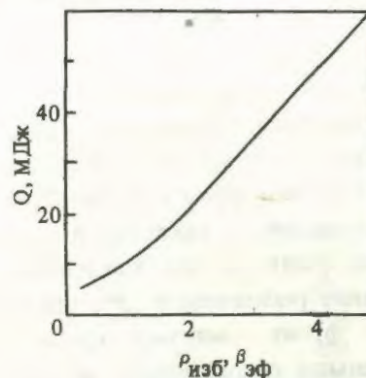


Рис. 4. Зависимость энерговыделения от избыточной реактивности

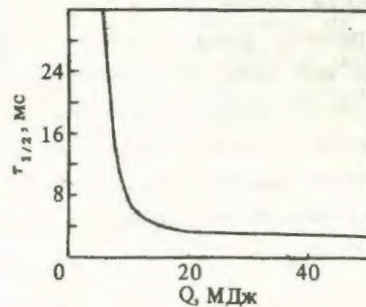


Рис. 5. Зависимость полуширины импульса от энерговыделения в реакторе

избыточной реактивности и ширины импульса на полувысоте от энерговыделения.

Зависимость относительной полуширины импульса θ/T (θ – ширина импульса на половине его амплитуды) от величины $1/T$ (T – период разгона, т.е. величина, прямо связанная с вводимой реактивностью) приведена на рис. 6. Рассмотрение этой зависимости позволяет проанализировать механизм процессов гашения реактивности в реакторе.

В области изменения величины $1/T$ от 100 до 200 с^{-1} значение величины θ/T резко уменьшается, так

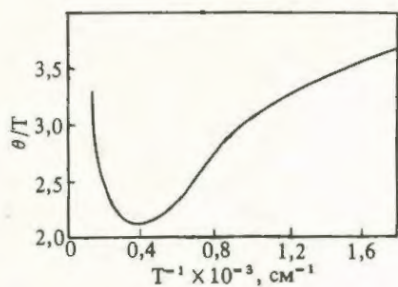


Рис. 6. Зависимость отношения полуширины к периоду от обратного периода

как в импульсах с малым энерговыделением в АЗ гашение реактивности связано только с тепловым расширением. При этом θ/T равно 3,5, что характерно для импульса, в котором гашение реактивности пропорционально энерговыделению. С ростом энерговыделения в импульсе концентрация растворенного в растворе радиолитического газа достигает критической и вступает в действие "пустотный" механизм гашения реактивности. Причем пузырьки газа задавливаются растущим инерциальным давлением, возникающим в системе в начальной стадии импульса, т.е. раствор перенасыщается газом. На заднем фронте импульса в связи с уменьшением инерциального давления в системе происходит вскипание раствора, что вносит дополнительный вклад в гашение реактивности. Это приводит к тому, что задний фронт импульса круче переднего (рис. 7). Минимальная относительная полуширина импульсов наблюдается при энерговыделении 10 – 12 МДж.

При дальнейшем увеличении $1/T$ (соответственно и реактивности) передний фронт импульса уширяется, так как критическая концентрация газа достигается уже в начале переднего фронта, когда инерциальное давление в системе еще мало. Это обуславливает появление дополнительного радиолитического механизма гашения реактивности в начальной стадии импульса. С ростом инерциального давления роль газового механизма гашения падает и определяющим на переднем фронте

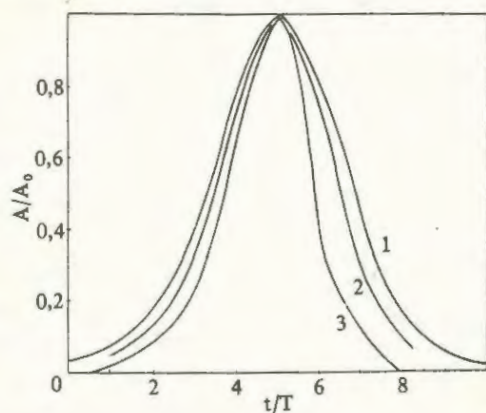


Рис. 7. Характерные формы импульсов делений: 1 – 60 МДж; 2 – 6,1; 3 – 13,6 МДж

становится тепловое гашение. Результирующий эффект состоит в медленном увеличении θ/T . На рис. 7 изображено семейство кривых, характеризующих формы импульсов делений при различных энерговыделениях в АЗ.

Приведем характеристики максимального импульса делений:

Полное энерговыделение за импульс	60 МДж
	(2.10^{18} делений)
Максимальная мощность	$2,5.10^4$ МВт
Начальный период нарастания мощности	0,7 мс
Ширина импульса на полувывоте пика	2,5 мс
Начальная реактивность по мгновенным нейтронам	$5 \beta_{эф}$
Полный флюенс нейтронов:	
в экспериментальном канале	$1,5.10^{15}$ нейтр./см ²
в окне	4.10^{14} нейтр./см ²
на поверхности свинцовой защиты	$1,9.10^{14}$ нейтр./см ²
Доза γ -излучения:	
в экспериментальном канале	$1,4.10^6$ рад
в окне	$7,8.10^4$ рад
на поверхности свинцовой защиты	6.10^5 рад
Средняя энергия нейтронов в канале	0,8 МэВ
Доля нейтронов с энергией 0,1 МэВ в спектре	0,5
Средняя энергия γ -квантов в канале	0,9 МэВ
Объем АЗ	54 л
Удельное энерговыделение	1,1 МДж/л

Распределения относительной плотности числа делений по высоте и радиусу АЗ были измерены в статическом режиме с помощью индикаторов из ^{235}U 90%-ного обогащения. Внутри корпуса АЗ по высоте было размещено 19 индикаторов с шагом 22 мм. Распреде-

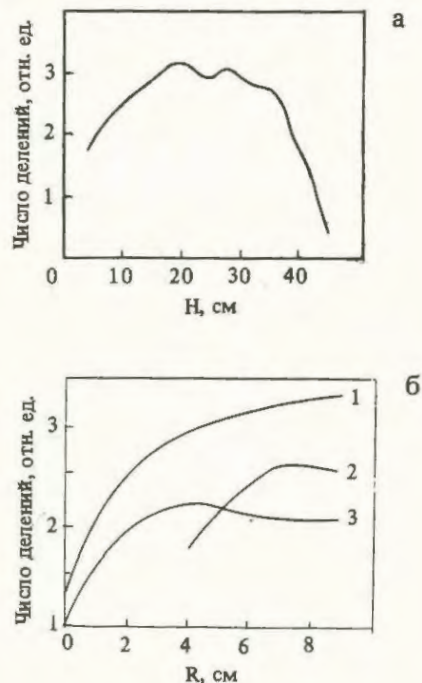


Рис. 8. Распределение числа делений: а – по высоте АЗ; б – по радиусу АЗ на трех уровнях (нулю соответствует внешняя граница раствора): 1 – $H = 23,6$ см; 2 – 38,3; 3 – 10,0 см

ление числа делений по радиусу АЗ измерялось на трех уровнях: 100, 235, 383 мм от дна радиуса. На каждом уровне размещалось по пять индикаторов. Погрешность измерения данным методом не превышает 5%.

Результаты измерений приведены на рис. 8,а,б. Они показывают, что максимум распределения числа делений по высоте находится на уровне 200 – 260 мм от дна корпуса. "Провал" в распределении на высоте 245 – 280 мм объясняется тем, что штанга с индикаторами размещалась в непосредственной близости от окна в свинцовой защите корпуса, расположенного на уровне 240 мм.

Распределение числа делений по радиусу АЗ плавно увеличивается от наружной стенки корпуса к каналу на всех трех измерительных уровнях. Некоторый спад в распределении для уровня 100 мм можно объяснить утечкой нейтронов в отверстие канала корпуса АЗ.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В КОРПУСЕ АЗ

При эксплуатации растворимого импульсного реактора в корпусе АЗ возникают динамические напряжения, обусловленные быстрым разогревом раствора и выделением в раствор газовых пузырьков. Инерциальное давление обуславливает возникновение кратковременного нагружения дна и боковых стенок корпуса. Разлет раствора и его взаимодействие с крышкой корпуса АЗ также создает импульс давления.

Поскольку импульсы давления на дно и крышку корпуса АЗ разделены во времени, то возникают перемещения корпуса вниз и вверх.

В процессе физического пуска реактора ИГРИК и при последующей эксплуатации были выполнены тензометрические измерения в деталях корпуса АЗ и его опорах, определены перемещения корпуса АЗ в момент импульса, а также измерены инерциальное давление внутри АЗ и давление у верхней крышки корпуса. В импульсах с максимальным энерговыделением напряжения на опоре составляют $\sim 0,8$ кг/мм², тогда как предел текучести материала (сталь 20) $\sim 25,0$ кг/мм². Наибольшие напряжения возникают в стенках экспериментального канала, которые не превышают 8,0 кг/мм² (предел текучести стали 30ХГСА равен 85 кг/мм²). Сопоставление пределов текучести материалов и оценок максимальных напряжений в деталях корпуса АЗ дает основание говорить о примерно 10-кратном запасе прочности корпуса для импульсов делений с максимальным энерговыделением.

Временная зависимость перемещения корпуса в момент импульса, которое измерялось специально разработанным токовихревым трансформаторным датчиком перемещения, представлена на рис. 9.

Другим способом оценки запаса прочности корпуса АЗ является измерение давления внутри корпуса. Для

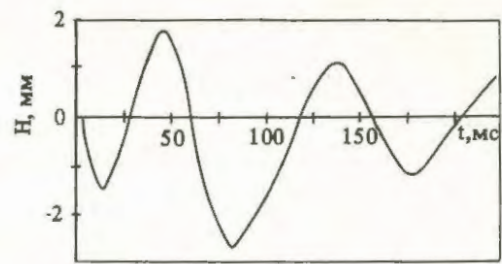


Рис. 9. Перемещение корпуса АЗ при работе реактора в импульсном режиме

этого использовались мембранные датчики, установленные герметично в корпусе АЗ через отверстие в крышке корпуса. В таблице приведены значения давления внутри корпуса АЗ, измеренные на трех различных уровнях по высоте при различных энерговыделениях в импульсе.

Вводимая реактивность, $\beta_{эф}$	Энерговыделение в АЗ, МДж	Н, мм	P_{max} , бар
3,0	24,2	20	30,3
4,0	37,6	20	53,7
5,0	53,0	20	78,1
3,0	21,8	250	28,3
4,0	35,0	250	52,5
5,0	53,7	250	75,3
3,0	24,0	500	9,2
4,0	34,3	500	26,8

Для измерения давления p_k у верхней крышки корпуса АЗ датчик устанавливался на одном уровне с внутренней поверхностью крышки. На рис. 10 приведена зависимость p_k от энерговыделения в АЗ.

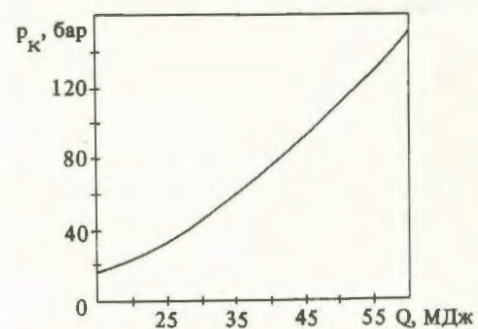


Рис. 10. Зависимость давления у верхней крышки корпуса АЗ от энерговыделения

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РАСТВОРА

С целью измерения температуры раствора в момент импульса была изготовлена "быстрая" термопара, заключенная в тонкую оболочку из нержавеющей стали.

Константановая и нихромовая проволока пропускалась через оболочку и заваривалась точечной сваркой. Полученный "горячий" спай затачивался до толщины 0,1 мм и термопара на специальной штанге герметично устанавливалась в корпусе АЗ.

Измерения показали, что в момент импульса раствор за несколько миллисекунд в зависимости от энерговыделения нагревается на 20 – 250°С.

Измерение "скачка" температуры в растворе было проведено в импульсе с энерговыделением в АЗ 22 МДж. На рис. 11 приведена осциллограмма измерения зависимости температуры раствора от времени для исследуемого импульса делений. Задний фронт импульса определяется процессом перемешивания раствора, а наблюдаемый затем спад температуры со скоростью 12,5°С/с связан с утечкой тепла от раствора к стенкам корпуса АЗ.

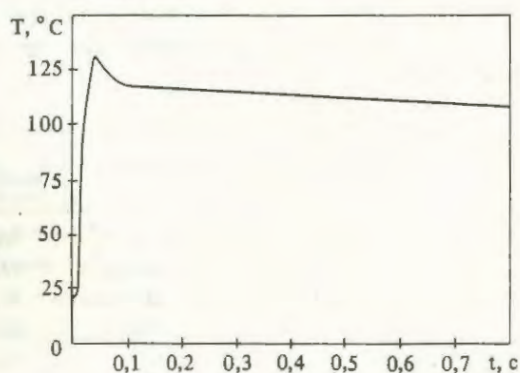


Рис. 11. Зависимость температуры раствора в АЗ от времени (энерговыделение в импульсе 22 МДж)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Импульсный ядерный реактор ИГРИК был введен в эксплуатацию в 1976 г. За это время на нем было

проведено ~ 1200 импульсно-статических пусков. Многолетний опыт работы показал высокую надежность и безопасность реактора в эксплуатации. Реактор ИГРИК оказался удобной экспериментальной установкой, которая обеспечивает проведение широкого спектра физических исследований.

В настоящее время ведутся работы по модернизации конструкции реактора и совершенствованию его системы управления и защиты. Модернизируется механизм ИС, при этом существенно расширяются эксплуатационные возможности реактора. В технологическую схему реактора предусматривается включить воздушный мембранный компрессор, что позволит замкнуть реакторный контур и тем самым полностью исключить выброс реакторных газов в атмосферу.

Система измерений реактора оснащается автоматизированным вычислительным комплексом, который даст возможность увеличить число каналов регистрации, а значит, существенно расширится объем экспериментальных исследований. Кроме того, улучшается точность и оперативность регистрируемой информации.

В перспективе предусматривается модернизация корпуса реактора. При этом предполагается увеличить диаметр экспериментального канала до 450 мм, усовершенствовать МИС, а также заменить нержавеющей сталь на титановый сплав.

Такая модернизация корпуса АЗ позволит в значительной степени увеличить объем и повысить качество проводимых испытаний.

Статья поступила в редакцию
15 сентября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989,
вып. 4, с. 3 – 8.

ХАРАКТЕРИСТИКИ n-, γ -ПОЛЕЙ, ФОРМИРУЕМЫХ ВОГНУТЫМИ РЕФЛЕКТОРАМИ

В.Ф. Колесов, С.К. Штарёв, Ю.В. Петров

Приведены полученные с помощью расчетов дополнительные данные о характеристиках n-, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами, а именно: информация о коэффициентах усиления потока нейтронов и γ -лучей рефлекторами в форме цилиндра, квазипарабоида и полусферы с дополнительными нишами на внутренней поверхности и детальные характеристики пространственного распределения потока нейтронов в варианте сферического рефлектора из железа.

CHARACTERISTICS OF n-, γ -FIELDS GENERATED BY CONCAVE REFLECTORS. V.F. KOLESOV, S.K. SHTAREV, Yu.V. PETROV. Additional data on characteristics of n-, γ -fields generated by concave reflectors, namely the information on the factors of neutron flux and γ -rays amplification by reflectors shaped as cylinder, quasi-paraboloid and half-sphere with supplementary recesses on the inside surface and detailed characteristics of neutron flux space distribution in spherical desing of iron reflector are presented which are obtained by means of calculations.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] было выполнено расчетное исследование возможностей усиления флюенсов быстрых нейтронов и γ -лучей от изотропных источников путем формирования направленных потоков излучений с помощью вогнутых рефлекторов. Внимание при этом концентрировалось на определении следующих характеристик в зависимости от R-расстояния от точки наблюдения до центра источника излучений:

1) коэффициента усиления с помощью рефлектора флюенса нейтронов от источника n-, γ -излучений $\Phi_{\text{отн}}$, равного отношению флюенсов нейтронов Φ и Φ_0 при наличии и без рефлектора соответственно: $\Phi_{\text{отн}} = \Phi/\Phi_0$;

2) коэффициента усиления с помощью рефлектора флюенса γ -квантов от источника n-, γ -излучений $\varphi_{\text{отн}}$, равного отношению флюенсов γ -квантов φ и φ_0 при наличии и без рефлектора соответственно: $\varphi_{\text{отн}} = \varphi/\varphi_0$;

3) коэффициента генерации поля γ -излучения с помощью рефлектора и источника нейтронов $\psi_{\text{отн}}$, равного отношению флюенсов γ -квантов φ и нейтронов Φ_0 при наличии и без рефлектора соответственно: $\psi_{\text{отн}} = \varphi/\Phi_0$.

Было показано, что, несмотря на диффузный характер отражения быстрых нейтронов и γ -квантов от сред, вогнутые рефлекторы в области быстрых нейтронов и γ -квантов отчасти сохраняют способность придавать излучениям определенную направленность и заметно усиливать благодаря этому флюенсы излучений на больших расстояниях от источника.

Отмеченная способность вогнутых рефлекторов определяет их перспективность в отношении практических применений. Этим обстоятельством обусловлена целесообразность дальнейших расчетов по нахождению более детальных характеристик формируемых вогнутыми рефлекторами полей излучений и по выяснению возможностей вогнутых рефлекторов с другими, в

том числе и более сложными, геометрическими формами.

В данной работе приведены полученные с помощью расчетов дополнительные данные о характеристиках n-, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами при использовании как точечных, так и объемных источников нейтронов и γ -лучей. Приведена следующая информация:

— о коэффициентах усиления потоков нейтронов и γ -лучей рефлекторами в форме цилиндра и квазипарабоида (отчасти и сферы), выполненными из железа, урана природного состава и из смеси полиэтилена с кадмием;

— о характеристиках пространственного распределения потока нейтронов в варианте сферического рефлектора из железа;

— о коэффициентах усиления потока нейтронов сферическим рефлектором из железа, имеющим на внутренней поверхности сферические ниши.

Расчеты выполнены или с помощью метода Монте-Карло, или с помощью аналитически-численных решений.

ФОРМИРОВАНИЕ

НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ И γ -ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ РЕФЛЕКТОРОВ В ФОРМЕ ЦИЛИНДРА И КВАЗИПАРАБОЛОИДА

С помощью метода Монте-Карло были рассчитаны флюенсы нейтронов и γ -лучей от систем: точечный источник нейтронов или объемный источник нейтронов и γ -лучей + рефлектор в форме раскрытой с одного либо с обоих торцов цилиндрической трубы или квазипарабоида, или сферы. Система с рефлектором в форме квазипарабоида показана на рис. 1. Предполагалось, что квазипарабоид составляют конечный фрагмент I и последовательно приставляемые к нему фрагменты II – V в форме усеченных конусов.

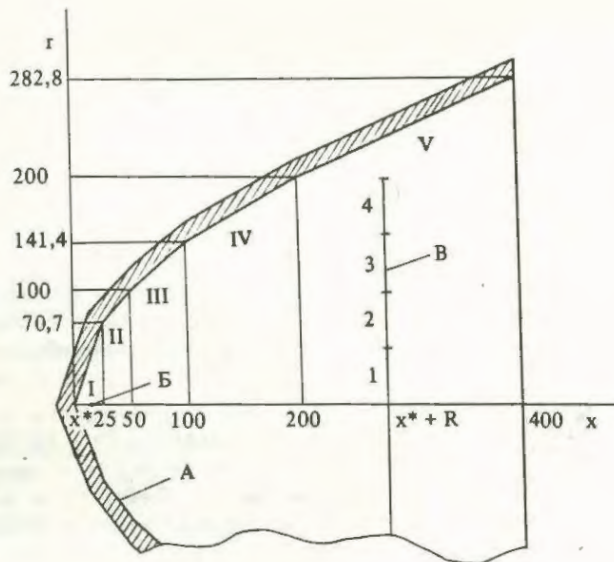


Рис. 1. Геометрия задачи с рефлектором в форме квазипараболоида: А — рефлектор; Б — точечный источник нейтронов; В — плоскость наблюдения флюенсов n -, γ -излучений. На оси x — координаты мест контакта фрагментов, на оси r — радиусы внутренних поверхностей на торцах фрагментов; 1 — 4 — номера площадок

В качестве материала рефлекторов использовались железо, смесь полиэтилена с кадмием и металлический уран природного состава. Плотность железа принималась равной $7,8 \text{ г/см}^3$, урана — $18,7 \text{ г/см}^3$, смеси полиэтилена с кадмием — 1 г/см^3 . Массовое содержание кадмия в смеси 10 %.

Энергетический спектр нейтронов точечного источника принимался идентичным спектру нейтронов деления. В качестве объемного источника нейтронов и γ -лучей взят тот же, что и в [1], сферически-симметричный макет ядерного реактора на быстрых нейтронах. Макет имеет большую центральную полость. Активная зона макета выполнена из сплава урана 36%-ного обогащения по ^{235}U с 9% молибдена по массе. Внешний радиус макета равен 40 см.

Объемный источник излучает как нейтроны, так и γ -кванты с характерными для реакторов на быстрых нейтронах спектрами и угловыми распределениями и равным 6,44 отношением чисел нейтронов и γ -квантов, вылетающих с внешней поверхности источника. Более подробные сведения об этом макете ядерного реактора и о способе включения его в расчетную процедуру приведены в [1].

Для указанных рефлекторов и располагаемых на оси рефлекторов источников излучений были выполнены расчеты суммарных полей n -, γ -излучений, определяемых как нейтронами и γ -квантами источника, так и отраженными рефлектором или возникающими в результате взаимодействия нейтронов источника со средой рефлектора.

Рассчитывались флюенсы нейтронов и γ -квантов, проинтегрированные на каждой из четырех круговых

или кольцевых площадок плоскости, перпендикулярной оси x рефлектора и пересекающей ось x на расстоянии R от источника (см. рис. 1). Источник излучений при этом располагался на расстоянии x^* от внутренней поверхности рефлектора (или от воображаемой внутренней поверхности левого торца в варианте цилиндра с двумя открытыми торцами). Центры круговых и кольцевых площадок совпадали с точкой пересечения их плоскости осью x . Расчеты проводились при $R = 300, 500, 1000$, а в некоторых случаях 2000 и 5000 см (R — расстояние от источника до плоскости наблюдения флюенсов излучений), при значениях внутреннего и внешнего радиусов площадок 1, 2, 3, 4 соответственно 0 — 50; 50 — 100; 100 — 150; 150 — 200 см. Координата расположения точечного источника нейтронов в большинстве случаев бралась равной 1 см, в некоторых случаях — 50 и 1000 см, объемного источника — 41 см (расстояние от торца цилиндра до внешней границы макета реактора при этом равна 1 см). Толщина стенки δ в цилиндрическом рефлекторе из смеси полиэтилена с кадмием принималась равной 5, 10 и 40 см, во всех других случаях — 40 см; радиус r_0 внутренних поверхностей цилиндрического и сферического рефлекторов — 200 см, длины L цилиндрических рефлекторов — в пределах от 101 до 5001 см. Размеры зон I — V рефлектора в форме квазипараболоида указаны на рис. 1.

Ранее в [1] на примере систем со сферическими рефлекторами и точечным источником нейтронов было показано, что при достаточно толстых стенках рефлектора δ коэффициенты усиления флюенсов нейтронов и γ -квантов $\Phi_{\text{отн}}$, $\varphi_{\text{отн}}$ и генерации поля γ -излучения $\psi_{\text{отн}}$ практически одинаковы в системах с различными радиусами r_0 рефлектора, если только берутся одни и те же x^*/r_0 и R/r_0 . На этом основании здесь рассматриваются преимущественно рефлекторы с $r_0 = 200$ см (исключение составляют рефлекторы в форме квазипараболоида, для которых указанное значение r_0 имеет лишь вариант I — IV (см. рис. 1).

Для одного из вариантов длинного цилиндрического рефлектора и точечного источника нейтронов определены также энергетические спектры нейтронов и γ -квантов, средние по всем площадкам.

Некоторые результаты расчетов представлены в табл. 1 — 4. В табл. 1, 2 даны средние по площадкам коэффициенты усиления флюенса нейтронов $\Phi_{\text{отн}} = \Phi/\Phi_0$ и генерации поля γ -излучения $\psi_{\text{отн}} = \varphi/\Phi_0$ в системах с различными по форме цилиндрическими рефлекторами из железа или из урана естественного состава и с точечным источником нейтронов. В табл. 3 приведены средние по площадкам коэффициенты усиления флюенса нейтронов $\Phi_{\text{отн}} = \Phi/\Phi_0$ и флюенса γ -квантов $\varphi_{\text{отн}} = \varphi/\varphi_0$ в системах с различными по форме цилиндрическими рефлекторами из железа или из смеси полиэтилена с кадмием и с объемным источни-

Т а б л и ц а 1. Коэффициенты, рассчитанные для системы с цилиндрическим рефлектором из железа с одним открытым торцом, при точечном источнике нейтронов ($r_0 = 200$ см, $\delta = 40$ см)

R, см	Номер площадки	$x^* = 1$ см				$x^* = 1000$ см
		L, см				
		501	1001	2001	5001	1001
$\Phi_{отн}$						
300	1	11,31	14,31	13,85	14,74	11,66
	2	13,56	14,87	14,97	15,33	12,10
	3	13,73	15,96	16,88	16,85	13,22
	4	15,79	19,00	19,92	20,03	15,12
500	1	13,17	25,34	14,33	26,51	19,76
	2	15,01	24,62	14,48	24,59	21,01
	3	14,17	25,54	15,13	27,52	21,37
	4	14,20	25,50	15,32	26,86	22,50
1000	1	6,22	21,31	36,70	39,58	17,15
	2	5,97	22,58	36,99	39,52	17,20
	3	6,30	21,36	37,66	37,34	17,89
	4	7,03	20,19	38,44	38,21	16,53
2000	1			18,82		
	2			28,85		
	3			16,32		
	4			17,33		
5000	1				6,40	
	2				10,78	
	3				8,09	
	4				7,84	
$\psi_{отн}$						
300	1	1,58	1,47	1,66	1,62	1,19
	2	1,58	1,65	1,73	1,79	1,25
	3	1,62	1,87	1,92	1,91	1,65
	4	1,73	2,12	2,16	2,21	1,53
500	1	1,54	2,23	2,52	2,62	1,59
	2	1,68	2,35	2,43	2,69	1,98
	3	1,79	2,60	2,74	2,66	1,92
	4	1,67	2,71	2,87	2,83	1,92
1000	1	0,94	2,32	2,98	2,93	1,71
	2	0,89	1,88	2,91	2,62	1,52
	3	0,93	2,22	3,96	3,54	1,51
	4	0,96	2,07	2,95	3,04	1,80
2000	1			2,09		
	2			2,61		
	3			2,70		
	4			1,97		
5000	1			0		
	2			1,41		
	3			1,02		
	4			0,94		

Примечание. Статистическая ошибка для $\Phi_{отн}$ равна 2 - 20%, для $\psi_{отн}$ - 5-40%.

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты, рассчитанные для системы с цилиндрическим рефлектором из урана природного состава, при точечном источнике нейтронов ($r_0 = 200$ см, $\delta = 40$ см, $x^* = 1$ см)

R, см	Номер площадки	Открыт один торец				Открыты оба торца
		L, см				
		101	201	501	1001	201
$\Phi_{отн}$						
300	1	3,52	5,46	10,31	12,01	2,26
	2	3,50	5,27	10,63	12,59	2,18
	3	3,55	5,40	11,43	13,13	2,15
	4	3,24	4,70	13,42	14,90	1,96
500	1	3,43	5,02	12,57	18,67	1,92
	2	3,46	5,03	11,87	18,54	1,90
	3	3,37	4,49	11,89	19,44	1,77
	4	3,43	4,54	11,70	20,75	1,72
1000	1	3,29	4,31	7,29	15,13	1,73
	2	3,12	4,15	5,43	15,32	1,47
	3	3,16	4,06	6,30	15,62	1,43
	4	3,35	4,17	5,52	16,13	1,46
$\psi_{отн}$						
300	1	0,18	0,24	0,46	0,49	0,06
	2	0,18	0,27	0,42	0,49	0,06
	3	0,16	0,24	0,47	0,53	0,06
	4	0,19	0,22	0,46	0,57	0,04
500	1	0,16	0,22	0,60	0,77	0,06
	2	0,17	0,21	0,50	0,64	0,05
	3	0,17	0,32	0,47	0,76	0,04
	4	0,16	0,21	0,41	0,69	0,03
1000	1	0,11	0,21	0,19	0,80	0,03
	2	0,15	0,13	0,15	0,53	0,04
	3	0,16	0,21	0,26	0,58	0,03
	4	0,17	0,19	0,27	0,49	0,02

Примечание. Статистическая ошибка для $\Phi_{отн}$ равна 1 - 10%, для $\psi_{отн}$ - 3-20%.

Т а б л и ц а 3. Коэффициенты, рассчитанные для системы с цилиндрическим рефлектором с одним открытым торцом, при объемном источнике α , γ -излучений в виде макета ядерного реактора на быстрых нейтронах ($r_0 = 200$ см, $\delta = 40$ см)

R, см	Номер площадки	Железо		Смесь полиэтилена с кадмием	
		L, см			
		1000	2000	1000	2000
1	2	3	4	5	6
$\Phi_{отн}$					
300	1	10,54	11,53	2,32	2,43
	2	11,74	12,98	2,43	2,55
	3	12,64	14,52	2,58	2,49
	4	15,64	16,48	2,86	3,04
500	1	12,10	16,43	2,28	2,72
	2	21,55	22,43	2,94	3,16
	3	18,52	20,89	2,91	3,25
	4	21,82	24,68	3,59	3,61

1	2	3	4	5	6
1000	1	10,23		1,80	
	2	22,97		3,61	
	3	16,38		3,03	
	4	17,28		3,61	
2000	1		10,53		3,30
	2		12,77		1,94
	3		10,92		3,12
	4		20,97		2,94
$\varphi_{отн}$					
300	1	4,30	5,72	36,09	32,19
	2	4,19	4,94	31,29	34,01
	3	6,18	5,56	38,93	39,59
	4	6,54	7,77	61,64	62,30
500	1	11,63	11,59	62,71	105,37
	2	5,62	6,69	40,37	40,37
	3	8,38	9,09	58,21	59,62
	4	6,93	9,07	56,26	52,43
1000	1	4,48		55,06	
	2	9,01		62,45	
	3	4,34		30,70	
	4	5,64		30,90	
2000	1		3,80		51,69
	2		10,34		24,89
	3		8,35		43,35
	4		8,14		33,07

Примечание. Статистическая ошибка для $\Phi_{отн}$ равна 5–15%, для $\varphi_{отн}$ – 5–20%.

Таблица 4. Энергетические спектры флюенса нейтронов в системах с цилиндрическим рефлектором и точечным источником нейтронов ($L = 1001$ см, $\delta = 40$ см, $R = 1000$ см, $x^* = 1$ см)

E_n МэВ	Рефлектор из железа	Рефлектор из смеси полиэтилена с кадмием
0 – 0,001	0,085	0,297
0,001 – 0,01	0,101	0,092
0,01 – 0,0215	0,061	0,031
0,0215 – 0,0465	0,092	0,034
0,0465 – 0,1	0,106	0,050
0,1 – 0,2	0,144	0,044
0,2 – 0,4	0,160	0,063
0,4 – 0,8	0,137	0,090
0,8 – 1,4	0,051	0,098
1,4 – 2,5	0,037	0,108
2,5 – 4	0,015	0,062
4 – 6,5	0,009	0,026
6,5 – 10,5	0,002	0,005
Статистическая ошибка	< 20%	< 10%
Доля нейтронов с $E_n > 0,1$ МэВ	0,55	0,50
Средняя энергия	0,40	0,79

ком n -, γ -излучений в виде сферически-симметричного макета ядерного реактора на быстрых нейтронах. В табл. 4 даны нормированные на единицу энергетические спектры нейтронов, средние по всем площадкам

наблюдения флюенсов, для систем с цилиндрическими рефлекторами из железа или из смеси полиэтилена с кадмием при $L = 1001$ см, $\delta = 40$ см, $R = 1000$ см и с точечным источником нейтронов, располагаемым в точке $x^* = 1$ см.

Материал табл. 1 – 4 и другие результаты выполненных в данной работе расчетов, подтверждая полученные в [1] нетривиальные сведения о характеристиках потоков n -, γ -излучений, формируемых вогнутыми рефлекторами, представляют собой дополнительную информацию, относящуюся к рефлекторам с более широким, чем это имело место ранее, разнообразием геометрических форм и материалов.

Наиболее интересна информация по коэффициентам $\Phi_{отн}$, $\varphi_{отн}$, $\psi_{отн}$ в системах с рефлекторами в форме цилиндрических труб. Значения этих коэффициентов быстро растут с увеличением длины трубы L до $\approx (5 \div 10) r_0$, а затем практически выходят на плато. Значения $\Phi_{отн}$, $\varphi_{отн}$, $\psi_{отн}$ на плато в трубах достигают существенно более высоких значений, чем в случае сферического рефлектора. Так, коэффициент $\Phi_{отн}$ в трубе из железа при точечном источнике нейтронов достигает значения, равного 39, коэффициент $\psi_{отн}$ в такой же трубе из смеси полиэтилена с кадмием – значения, равного 11. В варианте сферического рефлектора коэффициенты $\Phi_{отн}$, $\psi_{отн}$ равны 5 и 3,5 соответственно [1].

В системе с рефлектором в форме трубы и с объемным источником n -, γ -излучений в виде макета ядерного реактора на быстрых нейтронах коэффициенты усиления флюенса нейтронов $\Phi_{отн}$ и флюенса γ -квантов $\varphi_{отн}$ достигают значений ~ 21 (труба из железа) и ~ 60 (труба из смеси полиэтилена с кадмием) соответственно. В варианте сферического рефлектора указанные коэффициенты равны 3,7 и 20,5 [1].

Как видно из табл. 1, 2, вариант рефлектора из урана природного состава, несмотря на высокое альbedo быстрых нейтронов [2], не имеет четких преимуществ в сравнении с рефлектором из железа, а в случае трубы даже уступает последнему. Это связано, по-видимому, с большей вероятностью захвата в уране замедленных нейтронов.

Из сравнения результатов приведенных расчетов и данных работы [1] следует также, что для сферического рефлектора, для рефлектора в форме цилиндра с одним открытым торцом с $L = r_0$ и для рефлектора в форме квазипарабоида с L , равной внутреннему радиусу устья r_0 (квазипараболонд с фрагментами I – IV на рис. 1), т.е. для рефлекторов трех указанных геометрий с одинаковыми отношениями глубины к радиусу устья, значения коэффициентов $\Phi_{отн}$, $\psi_{отн}$ практически одинаковы. При увеличении глубины квазипарабоида значения коэффициентов $\Phi_{отн}$, $\psi_{отн}$ растут так же, как в случае цилиндрического рефлектора. Таким образом, с полным основанием можно

принять, что рефлекторы в форме цилиндра с одним открытым торцом и в форме параболоида при любых, но одинаковых отношениях l/Γ_0 имеют идентичные свойства.

Данные расчетов показывают также следующее:

— изменение расположения источника нейтронов (координата x^*) в случае длинного цилиндрического рефлектора практически не сказывается на коэффициентах $\Phi_{\text{отн}}, \psi_{\text{отн}}$;

— высокие значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}, \psi_{\text{отн}}$, достигаемые в варианте длинного цилиндрического рефлектора, заметно понижаются при выводе площадок наблюдения флюенсов за пределы цилиндра;

— в варианте цилиндрического рефлектора с двумя открытыми торцами в сравнении с цилиндрическим рефлектором с одним открытым торцом значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}, \psi_{\text{отн}}$ в несколько раз понижаются, но тем не менее сохраняют заметный уровень;

— значения коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}, \psi_{\text{отн}}$ в системах с рефлектором из смеси полиэтилена с кадмием практически одинаковы при толщинах δ рефлектора 10 и 40 см. При переходе к рефлектору с $\delta = 5$ см значения коэффициентов $\psi_{\text{отн}}$ заметно понижаются.

Полученные здесь спектральные данные указывают на то, что в системах с длинными цилиндрическими рефлекторами в сравнении с системами со сферическими рефлекторами [1]:

— в случае, если рефлектор выполнен из железа, спектр нейтронов становится несколько более мягким (средняя энергия 0,40 вместо 0,57 МэВ), а спектр γ -квантов несколько более жестким (средняя энергия 1,06 вместо 0,93 МэВ);

— если рефлектор выполнен из смеси полиэтилена с кадмием, спектр нейтронов, наоборот, становится более жестким (средняя энергия 0,79 вместо 0,62 МэВ), а спектр γ -квантов практически не изменяется.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ВАРИАНТЕ СФЕРИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА

В [1] не было приведено достаточно развернутой информации о зависимости коэффициентов $\Phi_{\text{отн}}, \psi_{\text{отн}}$ от расстояния до оси x . Данная работа отчасти восполняет этот пробел.

Здесь найдено пространственное распределение значений коэффициента усиления флюенса нейтронов $\Phi_{\text{отн}}(x, y, z)$ в системе со сферическим рефлектором из железа и точечным источником нейтронов в широкой области изменения координат x, y, z в предположении, что источник нейтронов может находиться не только на оси x рефлектора, но и в смещенном относительно оси положении. Указанная задача решена аналитически-

численно с использованием дифференциальных альbedo нейтронов для железа в виде $\gamma(\theta_0, \theta_1, \varphi)$, где θ_0 — угол между траекторией нейтрона, падающего на рефлектор, и нормалью к поверхности в точке падения нейтрона; θ_1 — угол между траекторией нейтрона, отраженного от рефлектора, и нормалью к поверхности в точке вылета нейтрона; φ — азимутальный угол отражения нейтрона. В целях простоты принималось часто используемое предположение о совпадении точек падения нейтрона на поверхность и вылета нейтронов. Кроме того, в баланс включались лишь однократно отраженные нейтроны.

Альbedo $\gamma(\theta_0, \theta_1, \varphi)$ взяты из монографии [2], в которой они рассчитаны с помощью метода Монте-Карло для нескольких материалов, в том числе и для железа, в случае плоской, бесконечно толстой стенки. Учитывались только те отраженные нейтроны, которые имели энергию $> 0,1$ МэВ. Энергия первичных нейтронов менялась в широких пределах. Для нашей задачи взяты данные по альbedo, относящиеся к первичным нейтронам с энергией $0,8 < E_n < 1,4$ МэВ. Альbedo γ представлены в [2] в виде таблиц для дискретных значений $\theta_0, \theta_1, \varphi$. Для промежуточных точек значения γ определялись (в данной работе) интерполяцией.

Отметим, что использование альbedo, полученных для плоской, бесконечно толстой стенки, в рассматриваемом вогнутом рефлекторе вполне допустимо. Это следует из того, что, хотя для всех материалов альbedo возрастают с увеличением радиуса кривизны вогнутой поверхности и максимальны для плоской поверхности (выпуклые поверхности здесь не рассматриваем), насыщение альbedo наступает уже при радиусе кривизны ~ 100 см [2], таким образом, в указанном аспекте рассматриваемые здесь рефлекторы вполне можно считать плоскими. О том, что стенки рефлектора из железа толщиной 40 см можно считать бесконечно толстыми, говорилось в [1].

Геометрия задачи представлена на рис. 2. Введены обозначения: $M_0(x_0, y_0, 0)$ — точка расположения источника нейтронов; $M_1(x_1, y_1, z_1)$ — текущая точка на рефлекторе, представляющая элементарную площадку интегрирования; $M_2(x_2, y_2, z_2)$ — точка наблюдения флюенса нейтронов в плоскости y_2, z_2 , пересекающей ось x в точке x_2 ; r — расстояние между точками M_0 и M_1 , r^* — расстояние между точками M_1 и M_2 ; R — расстояние между точками M_0 и M_2 ; ρ — расстояние от точки M_2 до оси x в плоскости y_2, z_2 . В качестве координат внутренней поверхности рефлектора (по ним проводится интегрирование) приняты длина дуги l и азимутальный угол ψ .

Если источник излучает один нейтрон в 4π ср, то для искомых флюенса нейтронов Φ и коэффициента усиления флюенса нейтронов $\Phi_{\text{отн}}$ в точке M_2 получены выражения

$$\Phi(x_2, y_2, z_2) =$$

$$= \frac{1}{4\pi R^2} \left[1 + r_0 R^2 \int_0^{(\pi r_0/2)} d\psi \int_0^{2\pi} \frac{\gamma(\theta_0, \theta_1, \varphi) \sin(l/r_0) \cos \theta_0}{r^2 (r^*)^2} d\psi \right], \quad (1)$$

$$\Phi_{\text{отн}}(x_2, y_2, z_2) = 1 + r_0 R^2 \int_0^{(\pi r_0/2)} d\psi \int_0^{2\pi} \frac{\gamma(\theta_0, \theta_1, \varphi) \sin(l/r_0) \cos \theta_0}{r^2 (r^*)^2} d\psi, \quad (2)$$

где

$$r^2 = \left[r_0 \left(1 - \cos \frac{l}{r_0} \right) - x_0 \right]^2 + \left(r_0 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi - y_0 \right)^2 + \left(r_0 \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi \right)^2;$$

$$(r^*)^2 = \left[x_2 - r_0 \left(1 - \cos \frac{l}{r_0} \right) \right]^2 + \left(y_2 - r_0 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi \right)^2 + \left(z_2 - r_0 \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi \right)^2.$$

$$R^2 = (x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_2^2;$$

$$\theta_0 = \arccos \frac{r_0 - (r_0 - x_0) \cos \frac{l}{r_0} - y_0 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi}{r};$$

$$\theta_1 = \pi - \arccos \frac{(y_2 \cos \psi + z_2 \sin \psi) \sin(l/r_0) - (x_2 - r_0) \cos(l/r_0) - r_0}{r^*};$$

$$\varphi = \arccos \frac{A}{BC},$$

$$A = (r_0 - x_0) \sin \psi \left[z_2 \cos \frac{l}{r_0} + (x_2 - r_0) \sin \psi \sin \frac{l}{r_0} \right] \sin \frac{l}{r_0} - y_0 \sin \psi (y_2 \sin \psi - z_2 \cos \psi) \left(\sin \frac{l}{r_0} \right)^2 - \left[y_0 \cos \frac{l}{r_0} - (r_0 - x_0) \cos \psi \sin \frac{l}{r_0} \right] \left[y_2 \cos \frac{l}{r_0} + (x_2 - r_0) \times \cos \psi \sin \frac{l}{r_0} \right].$$

$$B = \left\{ \left[y_0^2 + (r_0 - x_0)^2 \right] \sin^2 \psi \left(\sin \frac{l}{r_0} \right)^2 + \left[y_0 \cos \frac{l}{r_0} - (r_0 - x_0) \cos \psi \sin \frac{l}{r_0} \right]^2 \right\}^{1/2},$$

$$C = \left\{ \left[(y_2 \sin \psi - z_2 \cos \psi) \sin \frac{l}{r_0} \right]^2 + \left[z_2 \cos \frac{l}{r_0} + (x_2 - r_0) \sin \psi \sin \frac{l}{r_0} \right]^2 + \left[y_2 \cos \frac{l}{r_0} + (x_2 - r_0) \cos \psi \sin \frac{l}{r_0} \right]^2 \right\}^{1/2};$$

Здесь использованы соотношения: $x_1 = r_0 (1 - \cos(l/r_0))$;

$$y_1 = r_0 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi; \quad z_1 = r_0 \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi.$$

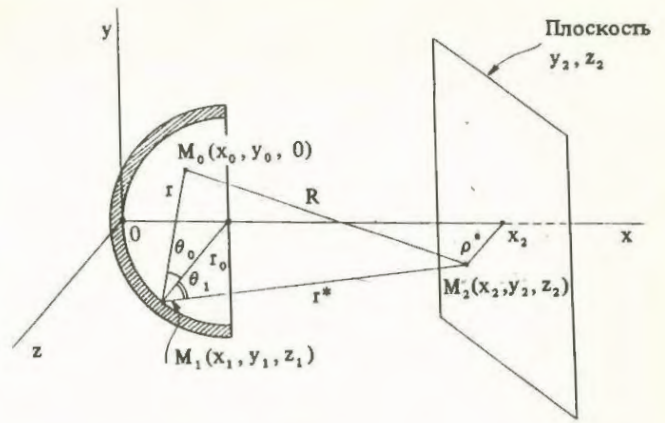


Рис. 2. Геометрия задачи при расчете пространственного распределения потока нейтронов

Приведенные выше выражения для r , r^* , R , θ_0 , θ_1 , φ определены на основании соотношений аналитической геометрии [3].

В формулах (1), (2) не учтено возможное (в зависимости от расположения точек M_0 , M_1 , M_2) экранирование отдельных участков интегрирования на внутренней поверхности рефлектора стенками последнего. Указанные участки исключались из игры путем приравнивания на них γ пулю.

Экранирование имеет место в следующих случаях:

1) когда нейтроны, отраженные от участка поверхности рефлектора, не попадают в точку M_2 . В этом случае прямая линия, соединяющая точки M_1 и M_2 , пересекает стенку рефлектора;

2) когда нейтроны источника не попадают на участок поверхности рефлектора. В этом случае прямая линия, соединяющая точки M_0 и M_1 , пересекает стенку рефлектора.

В целях учета экранирования решение (1), (2) несколько усложняется — при интегрировании в (1), (2) вводился контроль алгебраического знака вспомогательных функций:

$$Q = \left\{ \left[(x_2 - r_0) \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi + z_2 \cos \frac{l}{r_0} \right]^2 - \left[x_2 - r_0 \left(1 - \cos \frac{l}{r_0} \right) \right]^2 \right\} \left(z_2 - r_0 \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi \right)^2 + \left\{ (y_2 - r_0 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi) \times \left[(x_2 - r_0) \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi + z_2 \cos \frac{l}{r_0} \right] - \left[x_2 - r_0 \left(1 - \cos \frac{l}{r_0} \right) \right] \times \left[y_2 \sin \frac{l}{r_0} \sin \psi - z_2 \sin \frac{l}{r_0} \cos \psi \right] \right\}^2 \quad (3)$$

для первого случая и

$$P = (x_0 - r_0)^2 - L_1^2 r_0^2 + [L_1 y_0 - L_2 (x_0 - r_0)]^2,$$

$$L_1 = \frac{x_0 - r_0 (1 - \cos(l/r_0))}{r_0 \sin(l/r_0) \sin \psi}, \quad L_2 = \frac{y_0 - r_0 \sin(l/r_0) \cos \psi}{r_0 \sin(l/r_0) \sin \psi} \quad (4)$$

для второго. Счет проводился следующим образом:

— если на элементарном участке интегрирования вспомогательная функция < 0 , то использовались неизменные выражения (1), (2);

— если на этом участке вспомогательная функция > 0 , то подынтегральные выражения в (1), (2) занулялись.

Вспомогательные функции (3), (4) следуют из рассмотрения топологии точек пересечения поверхности рефлектора прямой, проходящей через точки M_1, M_2 (функция (3)), и прямой, проходящей через точки M_0, M_1 (функция (4)).

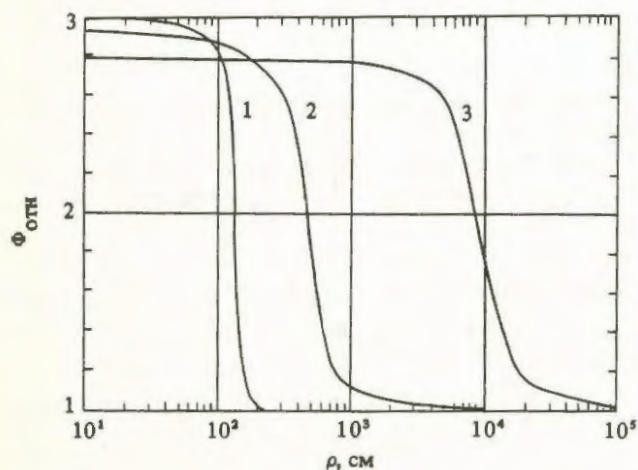


Рис. 3. Зависимость $\Phi_{отн}$ от ρ в плоскости наблюдения флюенса нейтронов y_2, z_2 в случае, когда источник нейтронов расположен на оси x

Выражения (1), (2) при контроле алгебраического знака вспомогательных функций (3), (4) и взятая из [2] опорная таблица для альбеда γ полностью решают поставленную задачу. Эти выражения и таблица для γ , а также формула интерполяции γ на промежуточные значения $\theta_0, \theta_1, \varphi$ были запрограммированы для ЭВМ.

Некоторые результаты расчетов, относящиеся к рефлектору диаметром 200 см, представлены на рис. 3, 4. На рис. 3 показана зависимость $\Phi_{отн}$ от ρ ($\rho = \sqrt{y_2^2 + z_2^2}$ — расстояние от оси x в плоскости наблюдения флюенса нейтронов y_2, z_2) при $x_2 = 101$ см (кривая 1), 501 см (кривая 2) и 1.10^4 см (кривая 3) при расположении источника нейтронов на оси x вблизи рефлектора ($x_0 = 1$ см, $y_0 = 0$). На рис. 4 приведены изолинии — линии равных значений $\Phi_{отн}$ на плоскости y_2, z_2 , относящиеся к случаям, когда источник нейтронов смещен относительно оси x .

Данные рисунков представляют собой достаточно надежную информацию о характере распределения флюенса нейтронов в плоскости y_2, z_2 , реализующегося в системе "точечный источник нейтронов + сферический рефлектор из железа" как в осесимметричном случае, когда источник нейтронов расположен на оси x (см. рис. 3), так и в случае, когда источник нейтронов смещен относительно оси x (см. рис. 4).

Характерной особенностью указанных распределений $\Phi_{отн}$ является сравнительная пологость их хода в зависимости от расстояния до оси x в пределах той

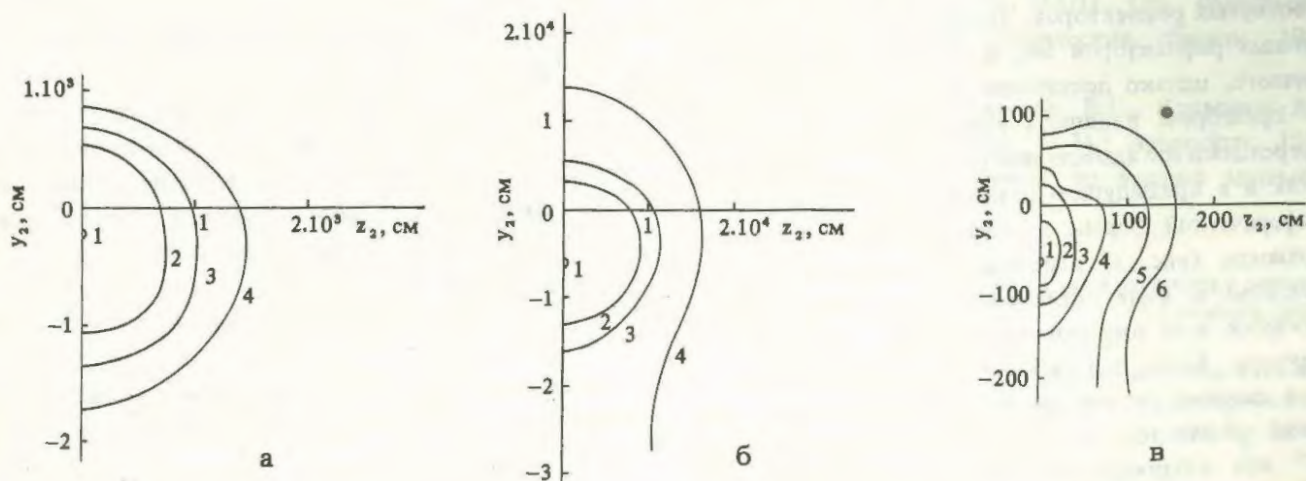


Рис. 4. Зависимость $\Phi_{отн}$ (изолинии 1 — 6) от координат в плоскости наблюдения флюенса нейтронов y_2, z_2 в случае, когда источник нейтронов смещен относительно оси x

Рисунок	$x_0, \text{ см}$	$y_0, \text{ см}$	$x_2, \text{ см}$	$\Phi_{отн}$					
				Изолинии					
				1	2	3	4	5	6
а	3,0412	20	1.10^4	2,9	2,5	2	1,5		
б	14,554	50	1.10^4	3,0	2,5	2	1,2		
в	100	99	100	3,0	2,8	2,5	2	1,5	1,2

области изменения y_2, z_2 , в которой еще не проявляется заметно фактор экранирования стенками рефлектора. Как следует из рис. 3, $\Phi_{отн}$ при $\rho = R$ лишь на 10 – 35% меньше значений $\Phi_{отн}$ при $\rho = 0$. За пределами области, свободной от фактора экранирования, значения $\Phi_{отн}$ быстро уменьшаются до единицы.

При смещении источника нейтронов от оси x распределение $\Phi_{отн}$ становится асимметричным. Максимальное значение $\Phi_{отн}$ при этом смещается в противоположную в сравнении с расположением источника сторону.

Представленные на рис. 4 данные относятся к трем последовательно все более асимметричным вариантам расположения источника нейтронов. Общим для этих трех вариантов фактором является одно и то же расстояние между источником и рефлектором, равное 1 см. Как видно из сравнения кривых рис. 4,а–в, смещение источника не привносит заметных изменений в уровень максимальных значений $\Phi_{отн}$; максимальные значения $\Phi_{отн}$ во всех случаях близки к 3.

УСИЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ СФЕРИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОРОМ СО СФЕРИЧЕСКИМИ НИШАМИ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В данной работе рассмотрен также вопрос о возможности усиления формирующей поток нейтронов способности вогнутого рефлектора путем создания на внутренней поверхности рефлектора большого числа вторичных вогнутых рефлекторов. Предполагалось, что диаметр вторичных рефлекторов мал в сравнении с диаметром первичного, однако достаточен для того, чтобы можно было пренебречь влиянием кривизны поверхности на дифференциальное альbedo нейтронов γ .

Как и в предыдущем разделе, рассмотрим рефлектор сферической формы из железа. На его внутренней поверхности (рис. 5) выполнены вторичные вогнутые рефлекторы в виде сферических ниш, покрывающих практически всю внутреннюю поверхность первичного рефлектора. Были получены расчетные значения Φ и $\Phi_{отн}$ в системе "точечный источник нейтронов + сферический рефлектор из железа со сферическими нишами" при различных расстояниях между рефлектором и источником, между источником и точкой наблюдения флюенса нейтронов (источник и точка наблюдения флюенса располагались на оси x первичного рефлектора).

В расчете использованы полученные в предыдущем разделе аналитические выражения (1), (3), (4) для Φ , относящиеся к простому, т.е. не имеющему дополнительных ниш, рефлектору, и указанные там же эмпирические данные по дифференциальному альbedo нейтронов. Если говорить точнее, выражения (1), (3), (4) применялись к унифицированному вторичному рефлек-

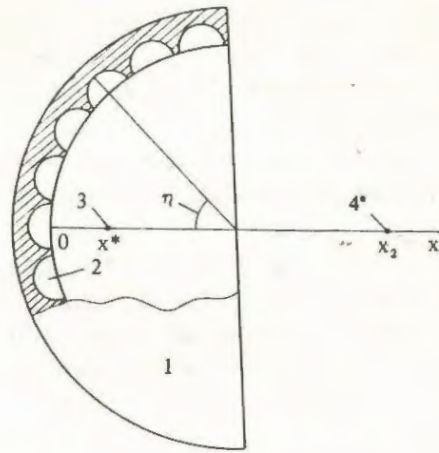


Рис. 5. Геометрия задачи в варианте рефлектора с вторичными сферическими нишами: 1 – первичный рефлектор (радиус R_0); 2 – вторичный рефлектор в форме сферической ниши (радиус r_0); 3 – источник нейтронов; 4 – точка наблюдения флюенса нейтронов

тору, характеризующемуся определенным значением угла η (см. рис. 5), для которого в принятой на рис. 2 системе координат

$$x_0 = r_0 + R_0 - (R_0 - x^*) \cos \eta,$$

$$y_0 = - (R_0 - x^*) \sin \eta,$$

$$x_2 = r_0 + R_0 - (R_0 - x^* - R) \cos \eta,$$

$$y_2 = - (R_0 - x^* - R) \sin \eta, \quad z_0 = z_2 = 0.$$

Здесь R_0, r_0 – радиусы первичного и вторичного рефлекторов соответственно.

Итоговое для первичного рефлектора значение флюенса нейтронов Φ определялось на основе выполненных с помощью (1), (3), (4) расчетов флюенса нейтронов для вторичного рефлектора при различных углах η (обозначим последний через $f(\eta)$) и формулы

$$\Phi = \frac{2\pi R_0^2}{S_0} \int_0^{\pi/2} f(\eta) \sin \eta d\eta,$$

где S_0 – площадь внутренней поверхности первичного рефлектора, приходящаяся на один вторичный рефлектор.

Значение $\Phi_{отн}$ для первичного рефлектора равно $4\pi R^2 \Phi$.

Конкретные расчеты выполнены для сферического рефлектора из железа радиусом $R_0 = 2.10^3$ см с вторичными рефлекторами в форме сферических ниш радиусом $r_0 = 100$ см.

Полученные при различных значениях x^* и R значения $\Phi_{отн}$ приведены в табл. 5 (x^* – расстояние от источника до воображаемой поверхности первичного рефлектора).

Можно было надеяться, что создание в рассматриваемых устройствах вторичных сферических ниш уси-

Таблица 5. Коэффициенты, рассчитанные для системы со сферическим рефлектором из железа со сферическими нишами на внутренней поверхности и без них [1] (в скобках);
 $R_0 = 2 \cdot 10^3$ см; $r_0 = 100$ см

R, см	x*, см				
	20	100	500	1.10 ³	2.10 ³
100	1,216 (1,58)	1,085	1,014	1,006	1,002
200	1,381 (1,86)	1,211	1,046	1,021	1,008
1.10 ³	1,717 (2,70)	1,704	1,442 (1,80)	1,276 (1,50)	1,114 (1,19)
1,5.10 ³			1,604 (2,25)		
1,7.10 ³			1,641		
2.10 ³		1,807		1,502 (2,03)	
2,1.10 ³		1,803			
2,5.10 ³			1,697 (2,65)		
2,9.10 ³		1,741			
1.10 ⁴	1,512 (3,05)	1,551	1,593 (2,70)	1,593 (2,23)	1,449 (1,63)

лит способность вогнутого рефлектора формировать направленные потоки излучений. Данные табл. 5, сравнение с $\Phi_{отн}$ в системах с рефлектором без вторичных ниш свидетельствуют, однако, об отсутствии у первых каких-либо преимуществ. Напротив, в действительности наблюдается зависимость, обратная ожидаемой: достигаемые значения $\Phi_{отн}$ в системах без вторичных сферических ниш заметно более высоки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных расчетов получены дополнительные данные о характеристиках п-, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами.

1. Получена информация, относящаяся к рефлекторам с более широким, чем это имело место ранее, выбором геометрических форм и материалов:

— коэффициенты $\Phi_{отн}$, $\varphi_{отн}$, $\psi_{отн}$ в длинных цилиндрах достигают (в сравнении с вариантом сферического рефлектора), существенно более высоких значений. При точечном источнике излучений получены $\Phi_{отн} = 39$, $\psi_{отн} = 11$ вместо 5 и 3,5 в варианте сферического рефлектора; при объемном источнике излучений в виде макета ядерного реактора на быстрых нейтронах $\Phi_{отн} = 21$ и $\varphi_{отн} = 60$ вместо 3,7 и 20,5;

— рефлекторы из урана природного состава, несмотря на высокое альbedo быстрых нейтронов, не имеют четких преимуществ в сравнении с рефлекторами из железа, а в случае длинного цилиндра даже уступают последним;

— значения $\Phi_{отн}$, $\psi_{отн}$ в системах с рефлектором из смеси полиэтилена с кадмием практически одинаковы при толщинах рефлектора 10 и 40 см. При переходе к рефлектору с толщиной стенок 5 см значение $\psi_{отн}$ заметно понижается.

2. Получены подробные сведения о характере распределения флюенса нейтронов в плоскости наблюдения потока y_2 , z_2 . Отмечены сравнительная пологость рас-

пределения $\Phi_{отн}$ в области y_2 , z_2 , свободной от эффектов экранирования, и резкая его асимметричность при смещенном относительно оси x источнике нейтронов.

3. Показано, что рефлектор с вторичными сферическими нишами на внутренней поверхности не имеет преимуществ в сравнении с рефлектором без ниш.

Список литературы

1. Колесов В.Ф., Штарёв С.К. О возможности усиления потоков быстрых нейтронов и γ -лучей с помощью вогнутых рефлекторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки; 1988, вып. 2, с. 16 – 28.
2. Гермогенова Т.А., Золотухин В.Г., Климанов В.А. и др. Альbedo нейтронов. — М.: Атомиздат, 1973.
3. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. — М.: Физматгиз, 1961.

Статья поступила в редакцию
15 сентября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989,
вып. 4, с. 9 – 17.

ВОЗМУЩЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ И ПЛОТНОСТИ ДЕЛЕНИЙ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ОБРАЗЦАМИ, РАЗМЕЩЕННЫМИ В ЦЕНТРАЛЬНОМ КАНАЛЕ РЕАКТОРА БИГР

М.И. Кувшинов, И.Г. Смирнов, В.Н. Богданов

Измерены возмущения реактивности реактора в целом, "веса" импульсного стержня и плотности делений ^{235}U в области, прилегающей к центральным твэлам АЗ при размещении в канале реактора БИГР образцов из различных материалов.

DISTURBANCE OF REACTIVITY AND FISSION DENSITY IN CORE BY SAMPLES DISPOSED IN THE CENTRAL CHANNEL OF BIGN REACTOR. M.I. KUVSHINOV, I.G. SMIRNOV, V.N. BOGDANOV. Disturbances of reactor reactivity as a whole, pulsed rod "worth" and ^{235}U fission density in the region fitting tightly to central fuel elements of core by disposing different material samples in BIGN reactor channel are measured.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсный исследовательский реактор БИГР [1] предназначен для облучения различных объектов мощными потоками нейтронов и γ -квантов. Объекты могут располагаться снаружи активной зоны (АЗ) и в контейнере, размещаемом в канале, проходящем по ее центральной оси.

Обычно состав и конструкция контейнера в облучательном эксперименте на ядерном реакторе выбираются исходя из требуемых характеристик радиационного воздействия: уровня и спектрального состава нейтронного излучения (облучение быстрыми или медленными нейтронами); соотношения n -, γ -доз; временно-го режима облучения (импульсный, статический) и т.д. Для достижения необходимых параметров в контейнер могут добавляться конвертирующие нейтроны устройства: n -, γ -конвертеры, ловушки тепловых нейтронов.

В данной работе рассмотрены эффекты, обусловленные размещением облучательных устройств и облучаемых образцов в центральном канале в специальных контейнерах. При этом внимание акцентируется на безопасности работы реактора при такой загрузке его центрального канала и не рассматриваются изменения характеристик импульса делений и n -, γ -излучений.

Конструкция реактора БИГР такова, что облучаемые объекты в контейнере центрального канала (КЦК) АЗ не только возмущают реактивность реактора в целом, но и влияют на реактивность, вносимую импульсным стержнем (ИС). Кроме того, при генерировании импульса делений наличие в КЦК водородосодержащих материалов может привести к локальному перегреву твэлов, расположенных поблизости от контейнера.

Поэтому изучение указанных эффектов необходимо для определения условий безопасной эксплуатации реактора.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНТЕЙНЕРОВ И ЗАГРУЖАЕМЫХ В НИХ ОБРАЗЦОВ

В опытах на реакторе БИГР наиболее часто используются две модификации КЦК. КЦК-1 представляет собой тонкостенную трубу из нержавеющей стали, закрытую с торцов графитовыми пробками, облицованными нержавеющей сталью. Размеры полости для облучаемых образцов в КЦК-1 $\phi 98 \times 550$ мм, высота графитовых пробок 150 мм. Нижняя пробка съемная: на ней осуществляется монтаж образцов. В ней сделаны два отверстия диаметром 30 мм для вывода сигнальных кабелей. Загрузка образцов в КЦК производится в подреакторном помещении, после чего контейнер по трубе центрального канала поднимается вверх и останавливается в симметричном относительно геометрического центра АЗ положении. При этом графитовые пробки "вдвинуты" в АЗ на 50 мм (рис. 1).

Описанная конструкция КЦК-1 обеспечивает наиболее равномерное распределение в объеме контейнера флюенса нейтронов с достаточно жестким спектром, но ограничивает возможную длину облучаемых объектов. Кроме того, в этом случае диапазон изменения доступного флюенса нейтронов, реализуемого в одном облучении на реакторе, не является непрерывным, что в ряде экспериментов снижает эффективность использования реактора. Максимальный флюенс нейтронов, соответствующий наибольшему энерговыделению 280 МДж, $1,1 \cdot 10^{16}$ нейтр./см² реализуется примерно в центре КЦК-1. По его высоте флюенс нейтронов изменяется в ~ 2 раза, т.е. от $1,1 \cdot 10^{16}$ до $\sim 0,5 \cdot 10^{16}$ нейтр./см². При облучении снаружи АЗ наибольшее значение флюенса нейтронов составляет $\sim 1,1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Таким образом, в одном облучении не перекрывается диапазон от $\sim 1,1 \cdot 10^{15}$ до $\sim 0,5 \cdot 10^{16}$ нейтр./см².

Очевидно, что диапазон флюенсов нейтронов в КЦК-1 может быть расширен в область меньших значений путем удаления нижней графитовой пробки. Тогда вдоль центрального канала (вниз от центра АЗ) флюенс нейтро-

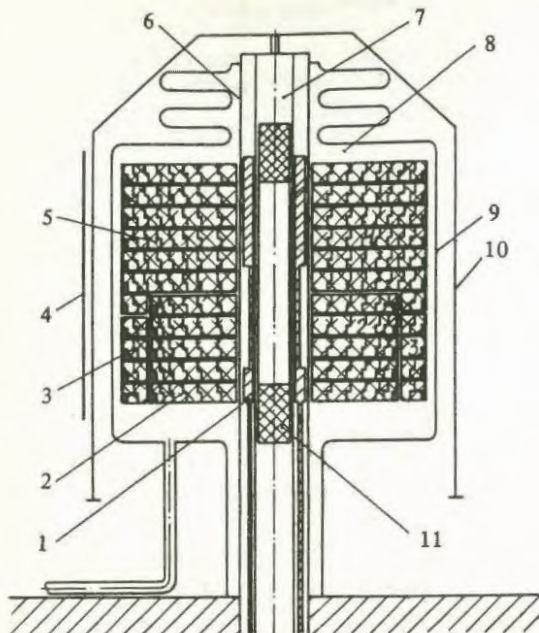


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции АЗ реактора БИГР: 1 - ИС; 2 и 3 - блоки грубого (БГР) и тонкого (БТР) регулирования реактивности соответственно; 4 - ограничительный щит тележки для образцов; 5 - неподвижный блок; 6 - внутренняя герметизирующая труба АЗ; 7 - труба центрального канала; 8 - КЦК; 9 - наружная герметичная оболочка АЗ; 10 - кожух воздушного охлаждения АЗ; 11 - нижняя пробка КЦК-1

нов будет непрерывно изменяться до любых малых значений.

Вторая модификация контейнера - КЦК-2 реализует эту возможность. Вместо нижней графитовой пробки к основному блоку контейнера в этом случае крепится тонкостенный стакан из нержавеющей стали $\phi 98 \times 200$ мм. В днище стакана имеются отверстия для кабелей.

Для решения ряда задач требуется обеспечить высокие флюенсы медленных нейтронов в канале АЗ реактора. Обычно это осуществляется с помощью так называемых ловушек, представляющих собой полости, заполненные замедлителем [2]. В данной работе экспериментально исследованы некоторые характеристики реактора БИГР при размещении в его центральном канале полиэтиленовых ловушек нескольких модификаций.

Ловушка тепловых нейтронов для статического режима работы реактора (ЛТН-С) представляла собой полиэтиленовый блок высотой 100 мм, составленный из коаксиальных цилиндрических оболочек. При этом фиксировался наружный диаметр 97 мм и варьировался внутренний диаметр сквозного осевого канала в блоке. Ловушки размещались в КЦК, их геометрические центры совмещались. При измерениях с ЛТН-С ИС не был введен в АЗ, что соответствует его положению в статическом режиме работы реактора. Отметим, что при времени выделения наибольшей энергии в АЗ 280 МДж ~ 1 ч локального перегрева твэлов, обусловленного наличием водородосодержащего материала в КЦК, не должно происходить вследствие перераспре-

деления температуры по объему АЗ в процессе облучения за счет теплопереноса. Поэтому конструкция ЛТН-С не содержит экранов, поглощающих медленные нейтроны.

Ловушка тепловых нейтронов для импульсного режима работы реактора (ЛТН-И) в отличие от ЛТН-С имеет борный фильтр и соответственно меньший наружный диаметр (85 мм). В центре ЛТН-И расположена полость диаметром ~ 20 мм.

Возмущение реактивности реактора и разогрев твэлов, обусловленные размещением ЛТН-И в центральном канале АЗ, изучались при работе реактора в статическом режиме. Однако в этом случае ИС был введен в АЗ в положении его максимального воздействия на реактивность, соответствующем импульсному режиму работы реактора. ЛТН-И монтировалась или в центре, или на нижней графитовой пробке в КЦК-1, или на месте нижней графитовой пробки (по уровню сравниваемых верхних торцов) в КЦК-2.

С целью увеличения дозы γ -излучения при одновременном уменьшении флюенса нейтронов в центральном канале АЗ реактора БИГР применяют n -, γ -конвертеры. Они изготовлены на твердой спрессованной смеси 6% (по массе) окиси кадмия с полипропиленом. В описываемых экспериментах использовались два конвертера, имеющих одинаковое поперечное сечение (полость, аналогичная ЛТН-И), но отличающихся высотой: 107 и 73 мм. В нижних их торцах расположены отверстия для ввода кабелей.

При измерениях конвертер размещался в каждом из описанных выше КЦК. В контейнере с графитовыми пробками он монтировался в двух положениях: на нижней графитовой пробке и в центре АЗ (геометрический центр конвертера в последнем случае совмещен с геометрическим центром КЦК-1). В КЦК-2 конвертер монтировался таким образом, чтобы его верхний торец был введен в АЗ на 50 мм (аналогично нижней графитовой пробке в КЦК-1).

Макеты облучаемых образцов представляли собой диски и цилиндры из стали, графита, меди, полиэтилена и полистирола, окруженного слоем кадмия 1 мм. Они размещались в КЦК-1 осесимметрично, на различном расстоянии относительно центра АЗ либо на нижней пробке контейнера, либо на подставке, выполненной в виде стержня из дюралю диаметром 7 мм, на концах которого был укреплен дюралевый диск диаметром 96 мм и толщиной 3 мм. Материал макетов облучаемых образцов, их размеры и расположение в КЦК приведены в табл. 1.

Во всех этих измерениях положение ИС в АЗ соответствовало импульсному режиму работы реактора.

Т а б л и ц а 1. Возмущение реактивности макетами облучаемых объектов в КЦК-1

Характеристики цилиндрических образцов			Положение в КЦК-1 z, мм	Возмущение реактивности, $\beta_{эф}$
материал	диаметр, мм	высота, мм		
Полиэтилен	50	380	0	0,04
Полиэтилен + Cd	52	382	0	-1,83
Полиэтилен	50	380	-85	0,11
Полиэтилен + Cd	52	382	-84	-1,77
Полиэтилен	50	250	-150	0,20
Полиэтилен + Cd	52	252	-149	-0,96
Полиэтилен	24	100	0	0,11
	50	100	0	0,21
	68	100	0	0,20
	85	100	0	-0,01
	96	25	0	0,05
Полиэтилен + Cd	98	27	0	-0,33
Графит	96	350	0	1,01
Графит + Cd	98	352	0	0,14
Медь	96	25	0	-0,01
Сталь	96	25	0	0,00

П р и м е ч а н и я: 1. $z = 0$ при совпадении центра образца с центром КЦК-1.

2. Отрицательные значения соответствуют положению ниже центра КЦК-1.

3. Кадмиевый фильтр со всех сторон окружает образец и имеет толщину 1 мм.

МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение реактивности производилось методом обратного коэффициента умножения $1/Q$ [3]. В качестве детекторов нейтронов использовались "всеголовые" счетчики, расположенные на расстоянии 1,5 м от центра АЗ. Предполагалось, что величина $1/Q$ пропорциональна реактивности. Связь между величиной $1/Q$ и реактивностью реактора в единицах $\beta_{эф}$ определялась с помощью измерений установившегося периода разгона мощности реактора с использованием расчетной зависимости между периодом и реактивностью.

Среднеквадратическая ошибка измерения реактивности в диапазоне ее измерения $\pm 1 \beta_{эф}$ не превышает $\pm 3\%$.

При размещении в КЦК замедляющих нейтроны материалов максимальный всплеск числа делений в АЗ будет иметь место на внутренней границе топливного материала, соседствующего с замедлителем. Так как твэлы реактора БИГР заключены в герметичную оболочку (см. рис. 1), доступ к ним фактически исключен и непосредственно измерить этот всплеск не представляется возможным. Поэтому индикаторные уран-графитовые образцы (диски диаметром 5 мм и толщиной 0,7 мм, изготовленные из топливного материала АЗ реактора БИГР), в которых измерялось число делений при облучении, размещались в доступной зоне, рядом с областью возможного всплеска делений в твэлах, при наличии в КЦК замедлителя и при его отсутствии. В качестве такой зоны служила либо наружная поверхность ИС, либо кольцевой зазор между трубой центрального канала и внутренней герметизирующей трубой

АЗ (см. рис. 1). В последнем случае ИС в АЗ не вводился.

Плотность делений в уран-графитовых образцах, располагаемых в канале АЗ, измерялась относительно плотности делений в таких же образцах, закрепляемых снаружи АЗ, в центре ограничительного щита, и облучаемых одновременно. Такой способ измерений выбран из тех же соображений, что число делений в образце, размещаемом на ограничительном щите, не может существенно зависеть от загрузки КЦК в силу значительных размеров АЗ реактора и сравнительно небольших возмущений реактивности, вносимых конвертирующим устройством и макетами облучаемых объектов.

Для удобства построения графиков распределения плотности по центральному каналу АЗ полученные значения отношений путем деления на измеренный ранее коэффициент (равный 0,0825) пересчитывались к значению плотности делений относительно точки максимального значения флюенса нейтронов в КЦК-1 без загрузки его образцами и конвертирующими устройствами.

Число делений в уран-графитовом образце, нормированное на ядро ^{235}U и на отсчет монитора энерговыделения в АЗ реактора, определялось по интенсивности осколочного γ -излучения, которое измерялось с помощью сцинтилляционного однокристалльного γ -спектра с кристаллом NaI(Tl).

Погрешность при измерении относительного значения плотности делений в уран-графитовых образцах составляет $\pm 3,5\%$ ($p = 0,95$) [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Экспериментальные значения возмущений реактивности реактора каждым КЦК и преобразующими нейтроны устройствами представлены в табл. 2.

В целом зависимости, приведенные на рис. 2, отражают известную закономерность: при перемещении образца из центра АЗ (точнее, из области максимальной плотности делений) на периферию реактивности реактора увеличивается. Существование этой законо-

Т а б л и ц а 2. Возмущение реактивности контейнерами и преобразующими нейтроны устройствами в центральном канале АЗ

Тип контейнера	Преобразующее устройство	Характеристики преобразующего устройства					Возмущение реактивности, $\beta_{эф}$
		материал	диаметр внутренний, мм	диаметр наружный, мм	высота, мм	положение в АЗ z, мм	
КЦК-1						0	1,13
			0				-0,26
			27				-0,02
КЦК-1	ЛТН-С	Полиэтилен	50	97	100	0	+0,36
			68				+0,63
			85				+0,48
	ЛТН-И	Полиэтилен + V_2C	24	85	100	0	-3,40
			85	95	110	-220	-1,56
КЦК-2	ЛТН-И	То же	24	85	100	-330	-0,03
			85	95	110		
КЦК-1	п-, γ -конвертер	Полипропилен + CdO (6% по массе)	30	95	107	0	-1,55
					107	-222	-0,79
					73	0	-0,92
					73	-238	-0,40
КЦК-2	То же	То же	30	95	107	-328	+0,23
					73	-312	+0,27
КЦК-2						0	0,62

П р и м е ч а н и я. 1. Для КЦК $z = 0$ соответствует его крайнему верхнему положению.
2. Для преобразующих устройств $z = 0$ означает, что их центр совпадает с центром КЦК.
3. Отрицательные значения соответствуют положению ниже центра КЦК.

Результаты измерений возмущений реактивности макетами облучаемых объектов приведены в табл. 1 и на рис. 2. Зависимость реактивности, вносимой ИС, от высоты его подъема при незагруженных КЦК и при размещении в них ЛТН-И и п-, γ -конвертеров представлена на рис. 3. В табл. 3 приведены максимальные значения реактивности ИС при различной загрузке КЦК.

Анализируя приведенные результаты измерений возмущений реактивности, отметим следующее. В зависимости от геометрии полиэтиленового блока, размещаемого в КЦК-1 без поглощающих устройств, возмущение реактивности может иметь разный знак. При этом для изученных вариантов абсолютное значение этого возмущения не превышает $\sim 0,6 \beta_{эф}$ (см. табл. 1 и 2). Окружение полиэтиленового блока оболочкой из кадмия или карбида бора всегда приводит к заглушению реактора, которое наиболее значительно при размещении этого блока в районе максимума плотности делений в АЗ, $z = -50$ мм (см. рис. 1). При указанном значении z металлические диски действуют как поглотители. В этом же районе значений z наблюдается и наиболее эффективное заглушение реактора кадмированным полиэтиленовым диском.

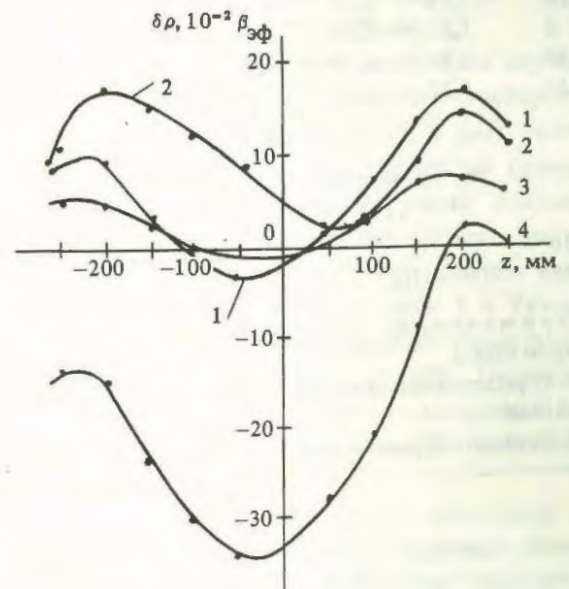


Рис. 2. Зависимость возмущения реактивности дисками из различных материалов от положения в КЦК-1: 1 — медь; 2 — полиэтилен; 3 — сталь; 4 — полиэтилен в кадмии; ($z = 0$ соответствует центру КЦК-1)

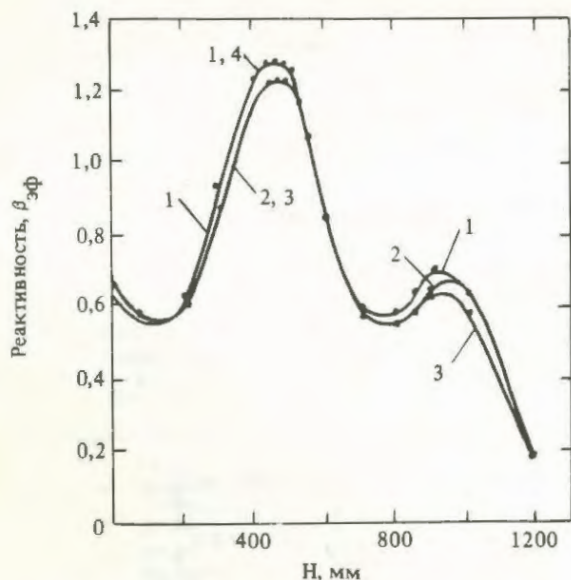


Рис. 3. Зависимость реактивности, вносимой ИС, от высоты его подъема: 1 — для КЦК-2 с загрузкой ЛТН-И; 2 — КЦК-1 без загрузки; 3 — КЦК-2 с загрузкой p -, γ -конвертером ($h = 107$ мм; H — высота подъема по указателю на пульте реактора); 4 — КЦК без загрузки

Т а б л и ц а 3. Максимальное значение реактивности, $\beta_{эф}$, вносимой ИС при различной загрузке КЦК

Положение образца в КЦК z , мм	Загрузка				Без загрузки
	Fe	Cu	CH_2	$CH_2 + Cd$	
КЦК-1					
-263	1,23	1,23	1,15	1,17	
-250	1,23	1,23	1,14	1,15	
-150	1,23	1,23	1,13	1,18	
0	1,22	1,23	1,06	1,13	
150	1,21	1,21	1,00	1,11	
250	1,22	1,22	1,09	1,13	1,22
КЦК-2					
	p -, γ -конвертеры, $h = 107$ мм		ЛТН-И		
-330			1,26		1,26
-328	1,22				

Примечания: 1. $z = 0$ при совпадении центра образца с центром КЦК-1.

2. Отрицательные значения соответствуют положению ниже центра КЦК-1.

3. Размеры образцов и устройства приведены в табл. 1.

мерности приводит к необходимости тщательного, надежного крепления облучаемых образцов в КЦК. Если в период "высвечивания" запаздывающих нейтронов, который обычно предшествует генерированию импульса делений [1], произойдет падение образца, например, из центра КЦК-1 на его "дно", то это приведет к неконтролируемому увеличению реактивности, следствием

чего может стать аварийно большое энерговыделение в импульсе.

Для использованных в этих экспериментах образцов наибольшее увеличение реактивности при их наведении может составить: $1,84 \beta_{эф}$ для ЛТН-И; $0,76 \beta_{эф}$ для p -, γ -конвертеров; $0,20 \beta_{эф}$ для медного и кадмиевого полиэтиленового дисков; $0,08 \beta_{эф}$ для стального диска.

Важно подчеркнуть, что размещение образцов, в том числе p -, γ -конвертеров, в КЦК-2 на уровне $z = -330$ мм не создает опасности для реактора в рассматриваемом аспекте, поскольку их удаление из контейнера приводит к заглушению реактора. Менее опасно в этом случае и применение ЛТН-И, так как вносимое ею возмущение невелико ($-0,03 \beta_{эф}$).

Практически любые положительные возмущения реактивности реактора облучаемыми объектами и небольшие (до $-0,3 \beta_{эф}$) отрицательные возмущения могут быть скомпенсированы за счет изменения положений штатных регулирующих блоков реактора (БГР и БТР — см. рис. 1). Для компенсации значительных ($> |0,3| \beta_{эф}$) отрицательных возмущений реактивности необходимо либо приближать к внешней поверхности АЗ массивные блоки отражателя, либо загружать в КЦК дополнительно специально изготовленные твэлы. Такие меры в данной работе не рассматривались.

Представленные на рис. 3 и в табл. 3 результаты свидетельствуют о том, что для различных модификаций КЦК и их загрузки образцами форма кривой зависимости реактивности, вносимой ИС, от высоты его подъема и, в частности, положение максимума реактивности остаются практически неизменными. Максимальное значение реактивности, вносимой ИС ("вес" ИС), зависит как от модификации используемого КЦК, так и от его загрузки. Замена одной модификации КЦК на другую приводит к заметному ($\sim 0,03 \beta_{эф}$) изменению веса ИС (при генерировании импульса делений вес ИС калибруется с точностью $\pm 0,003 \beta_{эф}$). Металлические диски при любом их положении в КЦК мало ($\sim 0,01 \beta_{эф}$) изменяют вес ИС. Полиэтиленовый диск заметно (с $1,22 \beta_{эф}$ до $1,0 \beta_{эф}$) уменьшает вес ИС, причем это уменьшение сильно зависит от положения полиэтиленового образца в КЦК и обнаруживает корреляцию с возмущением реактивности, вносимым этим диском в данном положении: чем больше возмущение реактивности реактора в целом, тем меньше становится вес ИС. Окружение полиэтиленового диска кадмиевым чехлом хотя и несколько нейтрализует возмущение веса ИС, но все же оставляет его довольно заметным.

Представленный анализ убедительно показывает настоятельную необходимость калибровки веса ИС перед генерированием импульса делений.

На рис. 4 — 6 представлены относительные распре-

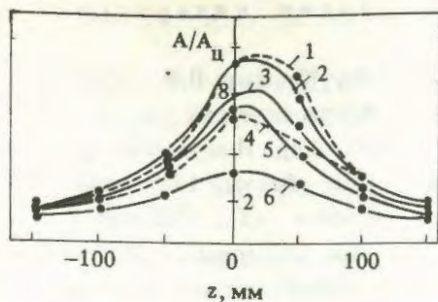


Рис. 4. Относительное распределение чисел реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ по высоте кольцевого зазора для ИС при размещении в центре КЦК-1 блоков из полиэтилена высотой 100 мм (ЛТН-С) при $D_{\text{нар}}$: 1 — 97 мм, полость $\phi 24 \times 20$ мм; 2 — 97 мм, полость $\phi 50 \times 50$ мм; 3 — 97 мм, полость $\phi 68 \times 68$ мм; 4 — 68 мм, полость $\phi 24 \times 20$ мм; 5 — 85 мм, полость $\phi 24 \times 20$ мм; 6 — 50 мм, полость $\phi 24 \times 20$ мм (A — текущее значение плотности делений ^{235}U ; $A_{\text{ц}}$ — максимальное значение плотности делений в КЦК-1 без загрузки)

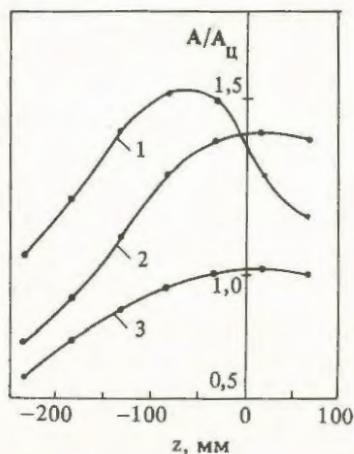


Рис. 5. Относительное распределение чисел реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ по наружной поверхности ИС при незагруженном КЦК-1 и при размещении в нем цилиндрических блоков из графита и полиэтилена: 1 — полиэтилен, $\phi 50 \times 250$ мм, в кадмии, на дне КЦК-1; 2 — графит, $\phi 96 \times 350$ мм, в центре КЦК-1; 3 — без образцов (A — текущее значение плотности делений ^{235}U ; $A_{\text{ц}}$ — максимальное значение плотности делений в КЦК-1 без загрузки)

деления чисел реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ по высоте кольцевого зазора для ИС (или по наружной поверхности ИС) при размещении в КЦК полиэтиленовых ловушек (ЛТН-С и ЛТН-И), n, γ -конвертеров, образцов из графита и полиэтилена в кадмиевой оболочке.

При анализе представленных результатов измерений плотности делений ^{235}U необходимо иметь в виду, что главным параметром, определяющим допустимое энерговыделение в АЗ реактора БИГР, является локальная температура топливного материала [1]. При работе реактора в импульсном режиме она всецело определяется плотностью делений урана в заданной точке, так как за время импульса не происходит значительного перераспределения температуры по объему АЗ. Проведенные ранее исследования [4] показали, что максимальная плотность делений в КЦК-1 без загрузки на 6% ниже

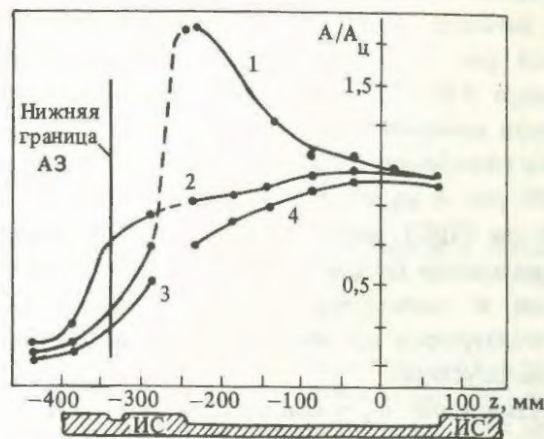


Рис. 6. Относительное распределение $^{235}\text{U}(n, f)$ по наружной поверхности ИС при размещении в КЦК n, γ -конвертеров и ЛТН-И: 1 — n, γ -конвертер, $h = 73$ мм на дне КЦК-1; 2 — n, γ -конвертер, $h = 107$ мм, КЦК-2, $z = -328$ мм; 3 — ЛТН-И, КЦК-2, $z = -330$ мм; 4 — незагруженный КЦК-1 (A — текущее значение плотности делений ^{235}U ; $A_{\text{ц}}$ — максимальное значение плотности делений в КЦК-1 без загрузки)

ее максимального значения в объеме АЗ. Поэтому с некоторым запасом можно принять, что загрузка КЦК облучаемыми объектами не приведет к опасным последствиям, если плотность делений в уран-графитовых образцах, размещаемых в канале для ИС или на его внешней поверхности, не будет превышать плотности делений в КЦК-1 без загрузки.

При работе реактора БИГР в статическом режиме повышение локальной плотности делений урана, обусловленное загрузкой КЦК, не должно сопровождаться существенным повышением температуры твэла вследствие перераспределения ее по объему АЗ.

Из рис. 4 видно, что во всех изученных случаях размещение полиэтиленовых ловушек нейтронов (ЛТН-С) приводит к значительному (~ 8 раз) увеличению плотности делений ^{235}U на внутренней границе топливного материала АЗ. Поэтому такие ловушки могут быть использованы только при статическом режиме работы реактора, причем время выделения в АЗ энергии ~ 300 МДж должно быть не менее 1 ч. Указанные условия определяют максимальную допустимую статическую мощность реактора ~ 80 кВт. Необходимо также включение штатной системы охлаждения АЗ, чтобы предотвратить чрезмерный разогрев полиэтилена за счет передачи тепла от твэлов.

Рис. 5 свидетельствует, что все используемые в этих опытах загрузки КЦК способны вызвать превышение допустимой плотности делений в топливном материале АЗ при генерировании полномасштабного импульса делений. Кривая 1, в частности, показывает, что кадмирование полиэтиленового стержня диаметром 50 мм не устраняет опасности перегрева топливного материала. Для предотвращения этого необходимо при указанных загрузках КЦК-1 уменьшать полное

энерговыведение в АЗ за импульс на коэффициент, равный значению $A_1/A_{ц}$ в максимуме соответствующей кривой рис. 5. Заметим, что окружение графитового цилиндра $\phi 96 \times 350$ мм кадмиевым чехлом в пределах точности измерений не изменяет значения $A_1/A_{ц}$, полученные для образца без кадмия (кривая 2 рис. 5).

Из рис. 6 видно, что n -, γ -конвертеры, находящиеся на дне КЦК-1, могут быть причиной полуторакратно-го превышения плотности делений в области АЗ, прилегающей к конвертеру. Поэтому такое размещение n -, γ -конвертеров при импульсном режиме работы реактора недопустимо.

Размещение n -, γ -конвертеров и ЛТН-И в КЦК-2 при $z = -330$ мм является вполне приемлемым, поскольку в этом случае плотность делений ^{235}U в АЗ в пределах точности измерений не превысит допустимого значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные экспериментальные результаты позволяют оценить возможные возмущения реактивности и плотности делений в твэлах реактора БИГР, обусловленные загрузкой центрального канала АЗ облучаемыми образцами. Наибольшие эффекты возникают при загрузке в канал водородосодержащих материалов: возмущение реактивности реактора в целом до $3,4 \beta_{эф}$; веса ИС — до $0,2 \beta_{эф}$; локальной плотности делений — до восьмикратного увеличения.

Практические любые положительные возмущения реактивности и небольшие отрицательные (до $-0,3 \beta_{эф}$) могут компенсироваться блоками регулирования реактора БГР и БТР. Для компенсации значительных отрицательных возмущений реактивности необходимо снаружи АЗ дополнительно размещать большие блоки отражателя, либо загружать в КЦК специально изготовленные твэлы.

При возмущении реактивности, вносимой ИС (при практически любом его значении), остается возможность генерирования импульса делений, но требуется тщательная калибровка веса ИС до перевода реактора в импульсный режим работы.

Возможность размещения в центральном канале АЗ ловушек тепловых нейтронов и n -, γ -конвертеров определяется режимом работы реактора: при стационарном режиме эти устройства могут занимать любое положение по высоте канала: в импульсном режиме — только на расстоянии $z = -320$ мм от центра АЗ.

Приведенные данные имеют важное значение для повышения эффективности и безопасности эксплуатации реактора БИГР.

Список литературы

1. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Апериодический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3 — 12.
2. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. — М.: Атомиздат, 1972.
3. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1967.
4. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Смирнов И.Г., Богданов В.Н. Измерение энерговыведения в активной зоне импульсного реактора БИГР и сферической критической сборке из металлического урана. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 47 — 55.

Статья поступила в редакцию
15 сентября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989,
вып. 4, с. 18 — 24.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БИГР С ОТРАЖАТЕЛЯМИ ИЗ СТАЛИ, ГРАФИТА И ПОЛИЭТИЛЕНА

В.Н. Богданов, М.И. Кувшинов, А.Н. Козлов, И.Г. Смирнов

Представлены экспериментальные данные о характеристиках нейтронного излучения при размещении на различных расстояниях вблизи АЗ больших, сравнимых с размерами АЗ отражателей из стали, графита, полиэтилена. Изучено действие этих отражателей на параметры импульсов делений в АЗ.

CHARACTERISTICS OF PULSED REACTOR BIGR WITH REFLECTORS OF STEEL, GRAPHITE AND POLYETHYLENE. V.N. BOGDANOV, M.I. KUVSHINOV, A.N. KOZLOV, I.G. SMIRNOV. Experimental data on characteristics of neutron radiation by disposing large steel, graphite, polyethylene reflectors, comparable with core sizes, within different distances close by core are presented. The effect of these reflectors on parameters of fission pulses in core has been studied.

Быстрый импульсный графитовый реактор БИГР [1] характеризуется высоким допустимым значением энерговыделения в импульсе ($Q_{\max} = 280$ МДж) и сравнительно большими размерами активной зоны (АЗ) (диаметр 760 мм, высота 670 мм), которая не имеет отражателя. Это обеспечивает получение довольно однородного нейтронного поля в реакторном зале (стены которого служат биологической защитой) с высокими значениями флюенса быстрых нейтронов — до $F = 1,1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² на поверхности кожуха АЗ реактора. Кожух изготовлен из нержавеющей стали толщиной 8 мм; его наружная поверхность удалена от центральной оси на 430 мм.

Дальнейшее увеличение флюенса быстрых нейтронов и повышение однородности его распределения вблизи АЗ может быть достигнуто с помощью отражателя (например, из стали), размещаемого на некотором удалении от АЗ и образующего, таким образом (между отражателем и АЗ), объем для облучения.

Для ряда применений реактора требуется также получение интенсивных потоков замедленных нейтронов. Это достигается с помощью отражателя, изготовленного из материала, хорошо замедляющего нейтроны [2].

В данной работе изучаются параметры реактора БИГР и характеристики нейтронного излучения при размещении вблизи его АЗ отражателей из стали, графита и полиэтилена, размеры которых сравнимы с размерами АЗ.

КОНСТРУКЦИЯ И РАЗМЕЩЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЕЙ. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Все отражатели выполнены в форме прямоугольного параллелепипеда, передней (обращенной к АЗ) грани которого придана форма, близкая к форме кожуха АЗ. Поперечные размеры отражателей близки к размерам АЗ, толщина равна 180 мм для стали, 800 мм для графита и 500 мм для полиэтилена. На передней грани графитового и полиэтиленового отражателей

закреплялись борные фильтры (5 мм насыпного карбида бора природного изотопного состава) [3]. Так как для полиэтиленового отражателя $a \approx 20 L$ (a — характерный размер отражателя, L — длина диффузии тепловых нейтронов), то его, в отличие от графитового, можно считать практически бесконечным (для графитового отражателя $a \sim L$).

Изучение проведено для следующих фиксированных расстояний между отражателем и поверхностью кожуха АЗ: $\Delta R = 100, 200, 350$ мм для стального и графитового отражателей и $\Delta R = 5$ мм для графитового и полиэтиленового.

Все координаты и расстояния отсчитываются от точки, лежащей на кожухе АЗ на уровне геометрического центра АЗ. Эта точка условно именуется "центр кожуха". В изложении используется координата r — расстояние, отсчитываемое в радиальном направлении от центра кожуха. Центром АЗ в дальнейшем будем называть точку максимума нейтронного потока в центральном канале АЗ, расположенную на 50 мм ниже геометрического центра АЗ.

Характеристики нейтронного поля измерялись с помощью различных энергочувствительных реакций, идущих под действием нейтронов. При этом использовались как малогабаритные ионизационные камеры деления (ИКД), так и активационные индикаторы, число реакций в которых определялось с помощью сцинтилляционного γ -спектрометра NaI(Tl). В измерениях применялись фильтры из кадмия толщиной 1 мм и ¹⁰B толщиной по ¹⁰B 1,09 г/см².

В качестве монитора числа делений в АЗ использовались детекторы, удаленные от АЗ на ~ 4 м и размещенные таким образом, что они не "видят" отражатель. Предполагалось, что эффективность такого детектора (в единицах отсчет/деление в АЗ) не изменяется при размещении вблизи АЗ отражателей.

Генерирование импульсов делений осуществлялось в режиме с остановкой импульсного стержня в АЗ при инициировании от внешнего нейтронного генератора [1].

Относительные распределения плотностей реакций деления ^{237}Np , ^{235}U , ^{235}U в Cd и ^{10}B по радиусу (на уровне центра кожуха) в зазоре между отражателем и кожухом АЗ представлены на рис. 1. Там же для сравнения нанесены аналогичные распределения при отсутствии отражателя. За единицу приняты плотности

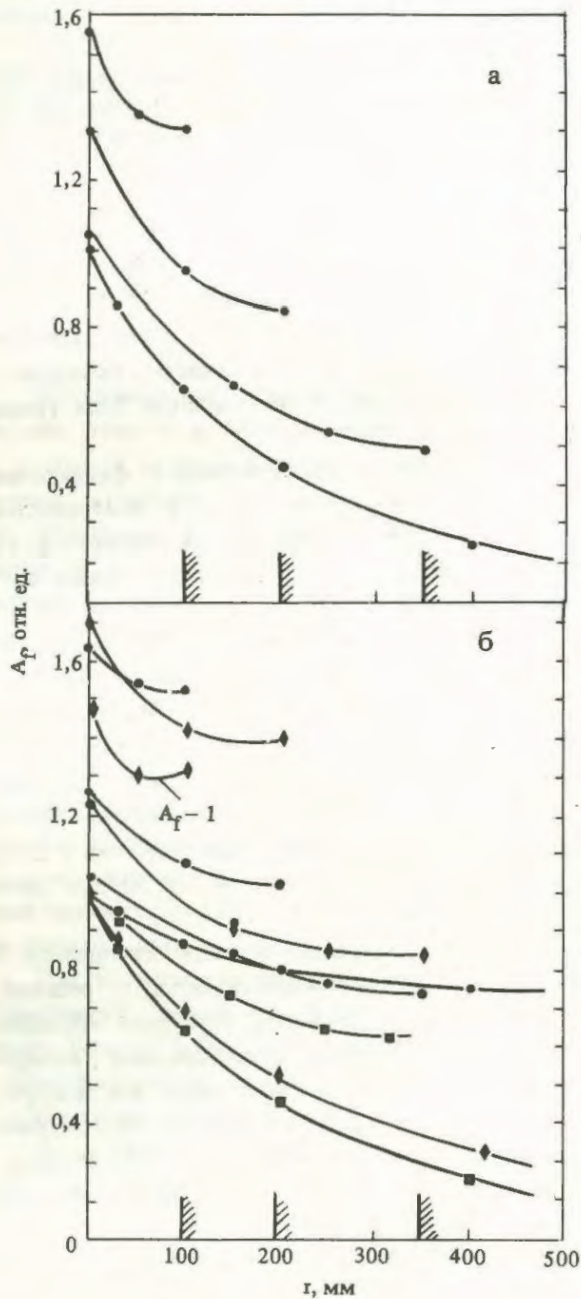


Рис. 1. Относительные распределения плотности делений $^{237}\text{Np}(n, f)$ (а) и $^{235}\text{U}(n, f)$ (б) при размещении стального отражателя в трех положениях вблизи АЗ (б: —●— $^{235}\text{U}(n, f)$ без фильтра; —◆— $^{235}\text{U}(n, f)$, фильтр из кадмия; —■— $^{235}\text{U}(n, f)$, фильтр из ^{10}B)

одновременных реакций деления в центре кожуха при отсутствии отражателя. Данные рис. 1 свидетельствуют о том, что за счет стального отражателя в образуемом зазоре происходит заметное увеличение флюенса нейтронов и уменьшение его радиального градиента. Для каждого из использованных детекторов (в том числе и для неприводимых здесь $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$) в той или иной степени наблюдается возрастание плотности ядерных реакций по сравнению со штатной геометрией (исключение составляют распределения чисел делений ^{235}U и ^{239}Pu при $\Delta R = 350$ мм). Отмеченное возрастание обусловлено действием отраженных нейтронов — непосредственно рассеянных на детекторы в зазоре и через увеличение числа делений в области АЗ, обращенной к отражателю. Для $\Delta R = 100$ мм флюенс нейтронов с энергией выше 0,58 МэВ (по реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ — см. рис. 1) в объеме для облучения в 1,5 — 2,0 раза выше, чем в тех же точках в случае отсутствия отражателя. При этом по абсолютному значению флюенс $F_{>0,58 \text{ МэВ}}$ во всех точках, лежащих в зазоре по радиусу, не менее чем на 30% превышает флюенс на поверхности кожуха АЗ в геометрии без отражателя.

При $\Delta R = 350$ мм плотность пороговых реакций $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{237}\text{Np}(n, f)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$ в ^{10}B практически не отличается от значений в случае отсутствия отражателя. Это свидетельствует о том, что при таком удалении отражатель не приводит к заметному перераспределению плотности делений в АЗ. В то же время вблизи отражателя в этом случае флюенс нейтронов с энергией выше кадмиевой границы*) в два раза, а $F_{>0,58 \text{ МэВ}}$ — в 1,7 раза больше. Отмеченное увеличение флюенсов обусловлено в данном случае только рассеянием нейтронов из отражателя на детекторы. В зазоре между отражателем и кожухом АЗ кадмиевое отношение для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ близко к единице ($R_{\text{Cd}} \approx 1,05$), в то время как в отсутствие отражателя эти отношения равны 1,60 и 1,82 соответственно на поверхности кожуха АЗ и растут по мере удаления от него. Это свидетельствует о том, что отражатель экранирует объем для облучения от "комнатных" нейтронов. Этой экранировкой можно объяснить тот факт, что при наличии отражателя на $\Delta R = 350$ мм плотность делений ^{235}U оказывается практически такой же, как и без отражателя (см. рис. 2), а для ^{239}Pu даже уменьшается. Последнее обусловлено тем, что кадмиевое отношение для ^{239}Pu в отсутствие отражателя больше, чем для $^{235}\text{U}(n, f)$.

*) В качестве монитора флюенса нейтронов с энергией выше кадмиевой границы использована реакция $^{235}\text{U}(n, f)$ в фильтре из ^{10}B . В соответствии с расчетами, проведенными А.С. Кошелевым с использованием библиотеки классифицированных спектров [4], для большого круга спектров сечение этой реакции выше кадмиевой границы можно считать одинаковым и равным $(1,16 \pm 0,25) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

ДЕЙСТВИЕ СТАЛЬНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ
НА РЕАКТИВНОСТЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ

АЗ С ГРАФИТОВЫМ
И ПОЛИЭТИЛЕНОВЫМ ОТРАЖАТЕЛЯМИ

На различном удалении от АЗ стальной отражатель вносит следующие возмущения реактивности:

ΔR , мм	$\delta\rho_{Fe} \cdot \beta_{эф}$
350	+0,32
200	+0,66
10	+1,25

В геометрии со стальным отражателем было произведено три импульса делений. Форма импульсов делений записывалась штатными методами (коаксиальный фотоэлемент ФЭК с пластмассовым сцинтиллятором), а также с помощью вакуумных камер делений (ВКД) с радиаторами из ^{235}U (в фильтре из кадмия — ВКД-5) и ^{238}U (ВКД-8). При этом ВКД-8 размещалась в центре АЗ, одна из ВКД-5 (№ 108) — в объеме для облучений (в центре кожуха), а другая (№ 2) — вне объема для облучений (в центре задней поверхности отражателя). Сигналы с детекторов записывались на цифровых регистраторах типа "Фиалка" [5]. Параметры полученных импульсов делений приведены в табл. 1. Для сравнения в ней же помещены параметры импульса, близкого к предельному и произведенного в отсутствие отражателя ($\Delta R = \infty$).

С целью предотвращения локального всплеска делений в периферийной области АЗ, обращенной к замедлителю, использовался упоминавшийся борный фильтр для поглощения замедленных нейтронов, возвращающихся из отражателя в АЗ. После герметизации АЗ, выполненной в процессе физического пуска, доступа АЗ (к топливным дискам) нет. Поэтому действенность этого фильтра контролировали с помощью определения плотности делений ^{235}U в центре кожуха $A_f/A_{fц}$ относительно центра АЗ (вблизи последнего реализуется максимум разогрева топлива). В штатной геометрии $A_f/A_{fц} = 0,127$, при размещении графитового и полиэтиленового отражателей с борными фильтрами ($\Delta R = 5$ мм) этот показатель возрос до 0,365 и 0,298 соответственно. В этой же точке $A_f/A_{fц} = 0,548$, когда вплотную к кожуху АЗ придвинут торцом полиэтиленовый цилиндр $\phi 360 \times 375$ мм (без фильтров). Последнее измерение выполнено до герметизации АЗ. При этом с помощью образцов из ^{235}U , размещенных внутри АЗ, было установлено, что перегрева топливного материала от такого цилиндра не происходит (в частности, плотность делений на границе АЗ, обращенной к полиэтилену, составляет 0,435 от плотности делений в центре АЗ). Исходя из приведенных значений

Таблица 1. Параметры импульсов делений, реализованных при размещении вблизи АЗ стального отражателя

ΔR , мм	T_0 , мкс	Q , МДж	$\tau_{1/2}$, мс				P , ГВт
			ФЭК	ВКД-8	ВКД-5 № 108	ВКД-5 № 2	
350	781	199	3,15	3,14	3,10	3,18	29,0
100	783	302	3,14	3,12		3,13	28,3
125	484	264	1,96				73,0
∞	493	280	1,96				76,0

Примечание. Положение $\Delta R = 125$ мм диктовалось требованиями конкретного облучательного эксперимента; T_0 — период разгона; Q — энергосодержание в АЗ; $\tau_{1/2}$ — ширина импульса на половине высоты; P — амплитуда импульса.

Как видно из табл. 1, при одинаковом начальном периоде разгона параметры импульсов, произведенных при разном удалении стального отражателя от АЗ, одинаковы. Форма импульса излучений, записанные использованными детекторами, не различаются между собой. Таким образом, размещение вблизи АЗ БИГР массивного стального отражателя позволяют заметно увеличить флюенс быстрых нейтронов в образуемом объеме для облучений без изменения формы импульса делений в АЗ и формы импульса нейтронного излучения.

отношения $A_f/A_{fц}$, можно заключить, что этот вывод тем более можно распространить на случаи использования замедляющих отражателей с борными фильтрами.

Относительные распределения плотности делений ^{235}U и ^{239}Pu по горизонтальному осевому каналу графитового отражателя ($\Delta R = 5$ мм), измеренные с помощью ИКД, представлены на рис. 2. Там же приведен ход кадмиевых отношений для этих реакций. Аналогичные данные для реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в полиэтиленовом отражателе ($\Delta R = 5$ мм) представлены на рис. 3. Из этих рисунков видно, что максимальная плотность делений ^{235}U в полиэтиленовом отражателе, достигаемая на глубине $r_H = 30$ мм, в ≈ 3 раза больше соот-

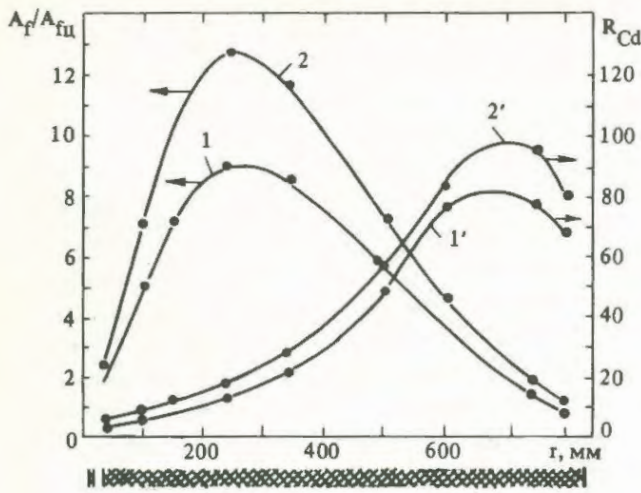


Рис. 2. Распределение плотностей делений $^{235}\text{U}(n, f)$ (1) и $^{239}\text{Pu}(n, f)$ (2) (отнесенных к центру АЗ) и ход кадмиевых отношений R_{Cd} (1' и 2' соответственно) для этих реакций по горизонтальному осевому каналу графитового отражателя

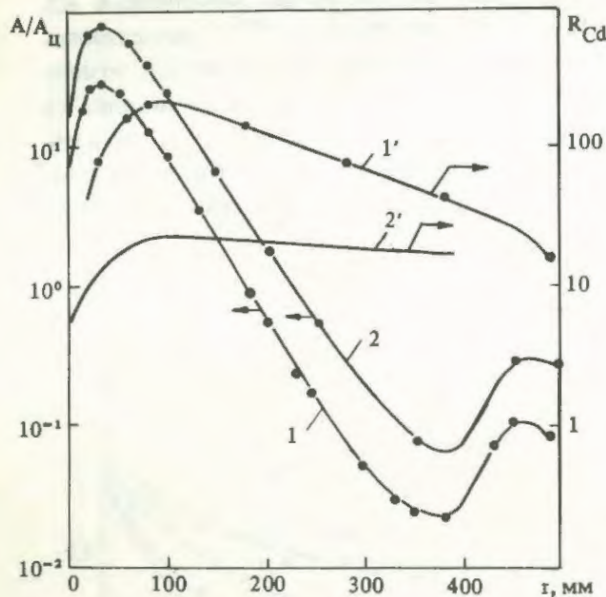


Рис. 3. Распределение плотностей реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ (1) и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ (2) (отнесенных к центру АЗ) и ход кадмиевых отношений R_{Cd} (1' и 2' соответственно) для этих реакций по горизонтальному осевому каналу полиэтиленового отражателя (масштаб по оси ординат для $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ увеличен в 10 раз)

ветствующего значения в графите, реализуемого на глубине $r_c = 230$ мм, и в ≈ 28 раз больше, чем в центре АЗ. Из этих данных следует, что при генерировании максимального импульса делений (280 МДж) наибольшая плотность делений в образце из металлического урана (90% ^{235}U) составит $0,51 \cdot 10^{15}$ дел./г в графите и $1,61 \cdot 10^{15}$ дел./г в полиэтилене. Отметим, что в соответствии с [2] $r_H \approx L$, а $r_c \approx \sqrt{\tau}$, где τ — возраст тепловых нейтронов.

В полиэтиленовом отражателе в области $r \in$

$\in (80, 280)$ мм плотность реакций $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ (см. рис. 4) спадает экспоненциально с длиной релаксации ≈ 39 мм (при вычитании активации на надкадмиевых нейтронах это значение уменьшается до 37 мм). Рис. 3 и 4 демонстрируют также влияние краевого эффекта (проникновение "комнатных" нейтронов) вблизи задней грани этих отражателей, причем для полиэтилена максимум распределений $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$, как и для передней грани, достигается на глубине 30 мм.

Были измерены также распределения плотностей некоторых реакций по объему кубической полости, образованной в графитовом отражателе в области максимума плотностей беспороговых реакций. Эта полость (200 x 200 x 200 мм) размещена осесимметрично в отражателе на глубине 200 мм от его передней грани. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2. Активационные интегралы реакций $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ (в кадмиевых фильтрах и без них) по оси полости в графитовом отражателе, 10^{-19} реакций/ядро*)

Реакция	Точка измерений		
	Центр передней стенки	Центр полости	Центр задней стенки
$^{235}\text{U}(n, f)$	31,2	30,7	30,0
$^{235}\text{U}(n, f)$ в Cd	2,40	1,98	1,71
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	48,4	47,4	45,8
$^{239}\text{Pu}(n, f)$ в Cd	2,88	2,30	1,99
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	15,2	14,3	13,8
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в Cd	9,50	8,46	7,71
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	0,247	0,240	0,236
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$ в Cd	0,0260	0,0212	0,0184

*) Нормировка произведена на один отсчет штатного детектора нейтронов утечки. Энерговыведению 280 МДж соответствует $4,69 \cdot 10^{10}$ отсчетов.

Из табл. 2 видно, что плотность беспороговых реакций практически не изменяется по объему полости.

Из результатов измерений плотности делений ^{235}U и ^{239}Pu в кадмиевых фильтрах A_{fCd} и без них A_f (см. рис. 3 и табл. 2) в соответствии с рекомендациями [6, 7] была определена эффективная температура T_H тепловой компоненты потока нейтронов. При этом использовалось соотношение

$$\frac{g^{39}(T_H)}{g^{35}(T_H)} \frac{A_f^{39} - F_{Cd}^{39} \cdot A_{fCd}^{39}}{A_f^{35} - F_{Cd}^{35} \cdot A_{fCd}^{35}} = \frac{\sigma_f^{35}(2200 \text{ м/с})}{\sigma_f^{39}(2200 \text{ м/с})}$$

(обозначения идентичны монографии [7]). Для расчета флюенса тепловых нейтронов [6] использовались для сравнения экспериментальные значения активационных интегралов реакций $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, давшие практически совпадающие результаты. Полученные значения температуры и флюенса

тепловых нейтронов, соответствующего максимальному энерговыделению в АЗ 280 МДж, приведены в табл. 3.

Как видно из табл. 3, флюенс тепловых нейтронов по объему полости постоянен.

возмущенным реактором, что отражает возрастание эффективного времени жизни мгновенных нейтронов в АЗ за счет отраженных нейтронов. Остальные параметры в пределах ошибок измерений неизменны.

Т а б л и ц а 3. Значения эффективной температуры T_H и флюенса тепловых нейтронов F_T в различных точках по оси графитового отражателя

Параметр	Осевой канал диаметром 30 мм					Полость 200 x 200 x 200 мм		
	Координата r, мм					Передняя стенка	Центр полости	Задняя стенка
	100	150	240	340	500			
T_H	460	441	409	359	311	440	430	421
$F_T \cdot 10^{14}$ нейтр./ (см ² · 280 МДж)	2,1	3,3	4,2	4,0	2,3	3,4	3,4	3,3

ДЕЙСТВИЕ ГРАФИТОВОГО И ПОЛИЭТИЛЕНОВОГО ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА РЕАКТИВНОСТЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ

На различном удалении от АЗ графитовый отражатель вносит следующие возмущения реактивности:

ΔR , мм	$\delta\rho_C \cdot \beta_{эф}$
350	+0,40
200	+0,84
100	+1,31
5	+2,25

Отметим, что для полиэтиленового отражателя при $\Delta R = 5$ мм $\delta\rho_H = 0,66\beta_{эф}$. Такое соотношение возмущений реактивности, вносимых графитовым и полиэтиленовым отражателями ($\delta\rho_C > \delta\rho_H$), коррелирует с вышеприведенными данными о плотности делений ^{235}U в центре кожуха АЗ при наличии этих отражателей ($A_f^C > A_f^H$).

Характеристики импульсов делений, произведенных при разном удалении графитового отражателя от АЗ, приведены в табл. 4. Регистрация формы импульсов делений осуществлялась так же, как и в случае со стальным отражателем, за исключением того, что для записи формы импульса тепловых нейтронов камера ВКД-5 № 2 размещалась в отражателе (на уровне его осевого канала) на глубине $r = 60$ см.

Форма импульса n -, γ -излучений, записываемая детекторами в центре АЗ, в зазоре между отражателем и АЗ, в коллимированном пучке в соседнем измерительном зале, оказалась одинаковой. Сопоставление импульсов делений в АЗ при наличии графитового отражателя и без него [1] показывает, что при одинаковых периодах разгона характеристики импульсов делений в этих геометриях АЗ в целом близки друг к другу: при $\Delta R = 350$ мм они практически одинаковы, а при $\Delta R = 200$ и 100 мм наблюдается некоторое уменьшение амплитуды (до $\sim 20\%$) импульса по сравнению с не-

Учитывая, что полиэтиленовый отражатель оказывает существенно меньшее действие на реактивность и распределение делений по АЗ, чем графитовый, можно полагать, что он также не окажет сколько-нибудь заметного влияния на параметры импульса делений в АЗ. На рис. 4 изображены формы импульсов делений в АЗ и сопутствующих им импульсов тепловых нейтронов в графитовом отражателе (на глубине $r = 60$ см) при положении последнего $\Delta R = 350$ мм. На этом рисунке за единицу принята амплитуда в импульсе с $T_0 = 837$ мкс. Из рис. 4 и табл. 4 видно, что пик импульса в отражателе достигается позже на 0,8 – 1,0 мс, длительность импульса больше, а задний фронт более затянут. Подобная трансформация импульса быстрых нейтронов в замедлителе является типичной и зависит как от соотношения временных параметров реактора (период, полуширина) и замедлителя (время жизни тепловых нейтронов l_0 , постоянная спада α), так и от глубины точки наблюдения в отражателе [8, 9]. Для

Т а б л и ц а 4. Характеристики импульсов делений при наличии у АЗ графитового отражателя

Параметр	ΔR , мм				
	350	200	100		
Активная зона					
T_0 , мкс	1290	837	554	768	742
Q , МДж	126	198	258	194	213
$\tau_{1/2}$, мс	5,46	3,13	2,14	3,20	2,98
P , ГВт	10,2	26,0	54,4	26,6	32,6
P , отн. ед.	0,380	1	2,17	0,992	1,20
Отражатель					
P , отн. ед.	0,408	1	1,97	1,32	2,06
$\tau_{1/2}$, мс	6,38	3,95	3,23	4,08	3,78
Δt^* , мс	1,0	0,90	0,75	0,95	0,95

*) Δt – запаздывание пика импульса тепловых нейтронов в отражателе относительно пика импульса делений в АЗ.

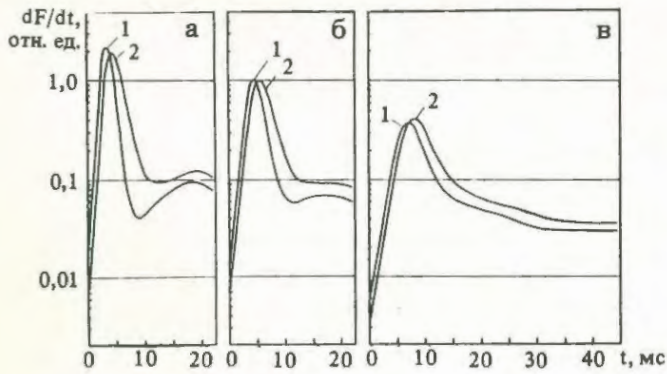


Рис. 4. Форма импульсов делений в АЗ (1) и соответствующих импульсов тепловых нейтронов в отражателе из графита (2): а — $T_0 = 0,554$ мс; б — $0,837$ мс; в — $1,29$ мс

используемого графитового блока $l_0 \approx 1$ мс, т.е. $l_0 \sim \tau_{1/2}$ и уширение импульса в отражателе предопределено. Отметим для сравнения, что в аналогичных экспериментах на реакторе HPRR запаздывание пика тепловых нейтронов в графите на такой же глубине ($r = 60$ см), как и в нашем случае, составляло — $0,9$ мс.

Обратим также внимание на то, что при уменьшении длительности импульса делений в АЗ крутизна заднего фронта импульса тепловых нейтронов возрастает и в импульсе с $T_0 = 554$ мкс время уменьшения плотности нейтронов в ϵ раз составляет $\approx 1,5$ мс. Это превышает значение $1/\alpha \approx 0,8$ мс, которым характеризуется спад установившейся плотности нейтронов в графитовом блоке используемых размеров после инъекции в него короткого импульса быстрых нейтронов [7]. Более медленный спад, наблюдавшийся в нашем случае, по сравнению с импульсным экспериментом может быть объяснен "подпиткой" отражателя нейтронами, испускаемыми в процессе относительно длительного импульса делений.

Используя данные по флюенсу тепловых нейтронов, можно получить, что в графитовом отражателе максимальный поток тепловых нейтронов в ходе импульса может достигать значения $7 \cdot 10^{16}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. С помощью применяемых в реакторе БИГР режимов работы (импульсного, квазиимпульсного, статического [1]) поток тепловых нейтронов в отражателе может плавно варьироваться от сколь угодно малого до указанного максимального.

В полиэтиленовом отражателе $l_0 \approx 1/\alpha \approx 0,2$ мс, т.е. существенно меньше полуширины импульса делений в АЗ. Поэтому можно ожидать, что форма импульса замедленных нейтронов в таком отражателе не будет отличаться от формы падающего импульса быстрых нейтронов.

1. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР. — ВАЭТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3 — 12.
2. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. — М.: Атомиздат, 1972.
3. Coats R.L., Long R.L. Reflector and decoupling experiments with fast burst reactors. — Fast Burst Reactors: USAEC CONF 690102, 1969, p. 323 — 339.
4. Васильев Р.Д., Григорьев Е.И., Гараловский Г.Б. Библиотека классифицированных спектров нейтронов в интервале энергий 0,5 эВ — 18 МэВ. — В кн.: Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. — М.: ЦНИИатоминформ, 1976, т. 1, с. 226 — 252.
5. Горюшкин С.Н., Обшивалов В.А., Ростовцев А.А., Шеин Ю.В. Прибор с автоматическим выбором предела измерений для регистрации формы однократного сигнала. — ПТЭ, 1977, № 3, с. 121 — 124.
6. Ярына В.П. Методика измерений характеристик полей тепловых и надтепловых нейтронов с помощью активационных детекторов. — В кн.: Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. — М.: ЦНИИатоминформ, 1976, т. 2, с. 12 — 33.
7. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. — М.: Атомиздат, 1968.
8. Miley G.H., Beck G.P. Neutron propagation from a pulsed reactor. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1963, vol. 6, № 1, p. 61.
9. Miley G.H., Dochi P.K. Pulse-propagation experiments using a fast-burst reactor. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, vol. 8, № 2, p. 437.

Статья поступила в редакцию
15 сентября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989,
вып. 4, с. 25 — 30.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Кедров А.В., Ляпин П.С., Солонцев Л.Л., Таскин В.Б., Неводничий Н.Н., Ткаченко А.И.</i> Растворный импульсный реактор ИГРИК	3
<i>Колесов В.Ф., Штарёв С.К., Петров Ю.В.</i> Характеристики n -, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами	9
<i>Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Богданов В.Н.</i> Возмущение реактивности и плотности делений в активной зоне образцами, размещенными в центральном канале реактора БИГР	18
<i>Богданов В.Н., Кувшинов М.И., Козлов А.Н., Смирнов И.Г.</i> Характеристики импульсного реактора БИГР с отражателями из стали, графита и полиэтилена	25

CONTENTS

<i>Kedrov A.V., Lyapin P.S., Solontsov L.L., Taskin V.B., Nevodnichy N.N., Tkachenko A.I.</i> Solution-type pulsed reactor ИГРИК	3
<i>Kolesov V.F., Shtarev S.K., Petrov Yu.V.</i> Characteristics of n -, γ -fields generated by concave reflectors	9
<i>Kuvshinov M.I., Smirnov I.G., Bogdanov V.N.</i> Disturbance of reactivity and fission density in core by samples disposed in the central channel of BIGR reactor	18
<i>Bogdanov V.N., Kuvshinov M.I., Kozlov A.N., Smirnov I.G.</i> Characteristics of pulsed reactor BIGR with with reflectors of steel, graphite and polyethylene	25

80 коп.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, 1 – 32