

Р и с. 3. Нормированные корреляционные функции $\rho(\tau)$, полученные при различных разбросах в загрузке топлива (1), в загрузке и обогащении топлива (2), загрузке и обогащении топлива и поглощающих свойствах ДП (3), а также нормированная корреляционная функция, полученная экспериментально (4) [τ — единица шага решетки]

чиной перекосов РТ вполне могли быть разбросы в обогащении и загрузке ТК, разбросы в размерах стержней регулирования и т. п.

Разработанный метод расчета ССРТ и ее характеристик позволяет оценить на стадии проектирования точность расчетного РТ, а также обеспечить необходимые исходные данные для разработки систем дискретного контроля РТ с заранее заданными характеристиками.

Поступила в Редакцию 23/VI 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 2, с. 75.
2. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 298.
3. Карпов В. А. В кн.: Сб. докл. по программам и методам расчета быстрых реакторов. Димитровград, изд. СЭВ, 1975, с. 89.
4. Емельянов И. Я. и др. В сб.: Опыт эксплуатации АЭС и пути дальнейшего развития атомной энергетики. Т. 1. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 81.
5. Емельянов И. Я. и др. Доклад на Советании стран СЭВ по методам контроля и управления ядерными реакторами и АЭС. Варшава, 1973.

УДК 621.039.526

Спектры быстрых нейтронов импульсного реактора

ДОРОШЕНКО Г. Г., КРАЙТОР С. Н., КУЗНЕЦОВА Т. В., КУШНЕРЕВА К. К.,
ЛЕОНОВ Е. С., ФРОЛОВА Г. А.

В работах [1, 2] рассмотрена возможность восстановления спектров быстрых нейтронов по показаниям пороговых детекторов методом минимизации направленного расхождения. В «бумажном» эксперименте показано, что он обладает большей точностью и информативностью, чем, например, метод ортонормального разложения. Однако до сих пор, насколько нам известно, реальные нейтрон-спектрометрические измерения таким способом не проводились. Это сделано в настоящей работе на примере измерения спектров быстрых нейтронов импульсного реактора типа HPRR [3].

Активная зона реактора HPRR имеет форму цилиндра диаметром 20 и высотой 23 см, она

изготовлена из сплава молибдена (10%) и урана, обогащенного до 93% изотопом ^{235}U . Реактор может работать в стационарном и импульсном режимах с числом делений около 10^{17} в импульсе.

В измерениях использовали набор пороговых детекторов, состоящий из $^{237}\text{Np}(n, f)$; $^{238}\text{U}(n, f)$; $^{32}\text{S}(n, p)$; $^{27}\text{Al}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ и дополненный $^{235}\text{U}(n, f)$ в фильтре $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$. Методика градуировки и определения показаний детекторов аналогична работе [4]. Облучение детекторов проводили в экспериментальном зале реактора. Активная зона находилась на высоте 2 м в центре зала размером $11 \times 10 \times 10 \text{ м}$. На этой же высоте на расстоянии 3,3 м от центра активной зоны располагали детекторы. Измерения выпол-

няли без защиты и с защитой из 13 см железа и 12 см оргстекла, находившейся между детекторами и активной зоной на расстоянии 3 м от последней.

Дифференциальный спектр нейтронов $\varphi(E)$ восстанавливали по показаниям N_i набора из m детекторов путем решения системы интегральных уравнений

$$N_i = \int \varphi(E) \sigma_i(E) dE, \quad (1)$$

где $\sigma_i(E)$ — сечение соответствующей реакции; $i = 1, 2, 3 \dots m$ ($m = 6$). В качестве меры расхождения между левой и правой частями этих уравнений использовали информационную меру

$$J[N, \hat{\sigma}\varphi] = \sum_{i=1}^m N_i \ln \frac{N_i}{\int \varphi(E) \sigma_i(E) dE}, \quad (2)$$

имеющую смысл направленного расхождения в пространстве вероятностных функций. Для поиска минимума функционала (2) строили итерационный процесс, алгоритм которого был взят в виде [2]

$$\varphi_{n+1}(E) = \frac{\varphi_n(E)}{\sum_{j=1}^m \frac{\sigma_j(E)}{N_j^0}} \sum_{i=1}^m \frac{\sigma_i(E)}{N_i^0} \frac{N_i^0}{N_i^n}, \quad (3)$$

(здесь $\varphi_n(E)$ и $\varphi_{n+1}(E)$ — спектры нейтронов после n и $n+1$ итераций; N_i^0 — измеренные показания детекторов; N_i^n — рассчитанные по восстановленному после n итераций спектру показания детекторов). Расчеты выполнялись на ЭВМ по программе, написанной на языке АЛГОЛ. Для ЭВМ «Минск-22» время, необходимое для выполнения 100 итераций, составляет около 2 мин. В качестве нулевого приближения использовали $\varphi_0(E) = 1$.

На рис. 1 показана зависимость отношения показаний детекторов N_i^0 к N_i^n . Видно, что уже при 10–25 итерациях рассчитанные по восстановленному спектру показания детекторов воспроизводят их экспериментальные значения с погрешностью менее десятых долей процента и в дальнейшем практически не изменяются. Также не изменяется и внешний вид восстановленных спектров, о чем свидетельствует рис. 2. Из представленных на нем для разного числа итераций спектров видно, что итерационный процесс быстро сходится к устойчивому решению и не раскачивается.

На основании работы [5] такой характер сходимости говорит о том, что погрешности определения показаний детекторов и использованных энергетических характеристик незначительны.

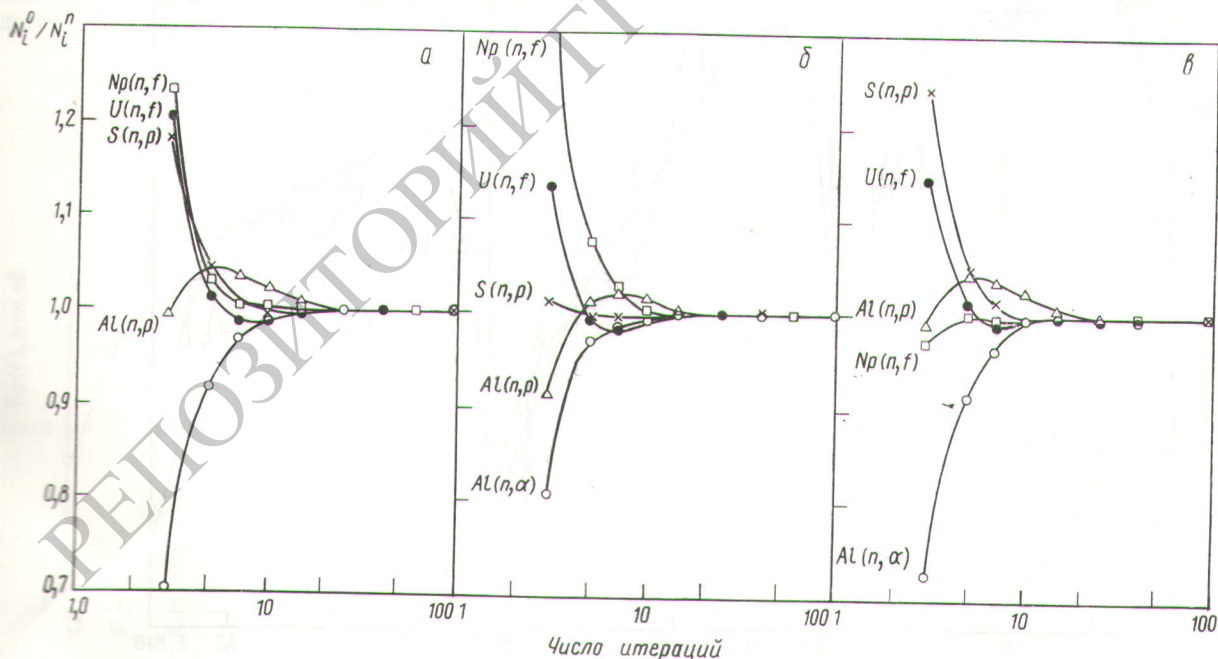
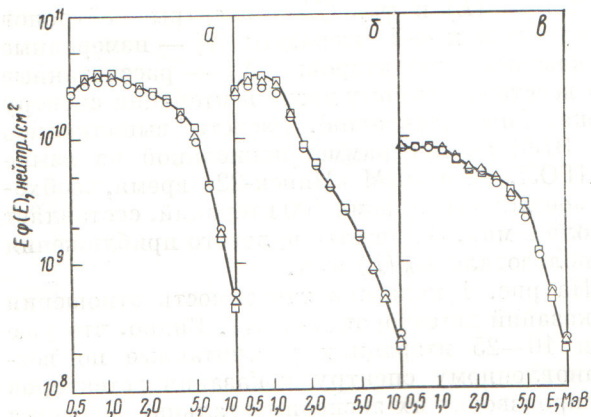


Рис. 1. Зависимость отношения показаний детекторов N_i^0/N_i^n от числа итераций при восстановлении спектров нейтронов без защиты (а), с защитой из 13 см железа (б) и 12 см оргстекла (в)

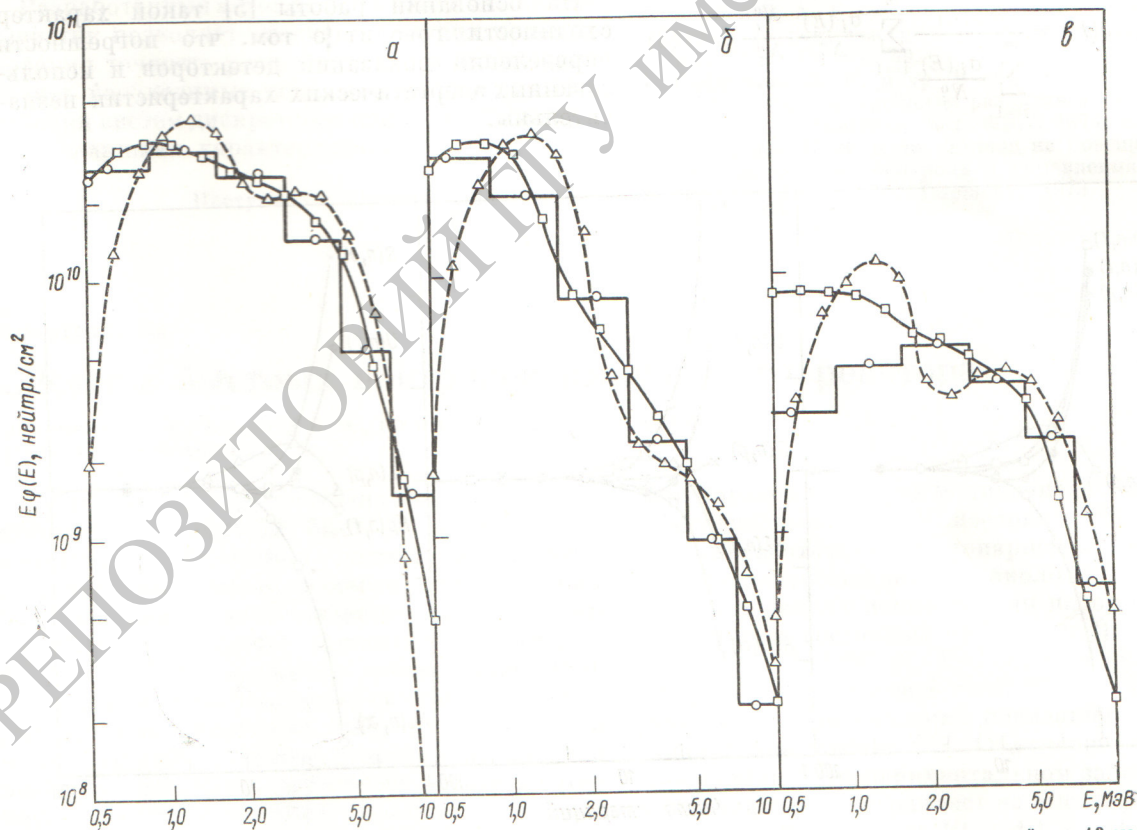


Р и с. 2. Спектры быстрых нейтронов импульсного реактора типа НРРР без защиты (а), с защитой из 13 см железа (б) и 12 см оргстекла (в), восстановленные после 3 (○), 5 (△) и 25 (□) итераций

Результаты измерений для 25 итераций (для 100 итераций они аналогичны) вместе с расчетными данными для реактора НРРР за таки-

ми же защитами [6] представлены на рис. 3. Измеренные спектры обнаруживают структуру, обусловленную наложением спектра нейтронов деления с вероятной энергией около 2 МэВ и спектра неупругорассеянных нейтронов с максимумом в области нескольких сот кэВ. За защитой из железа вклад последних возрастает и становится определяющим. Относительный вклад нейтронов в этой области возрастает и за водосодержащей защитой. Однако здесь он обусловлен значительным ослаблением падающих нейтронов в защите и относительным увеличением вклада отраженных от стен помещения нейтронов.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных данных видно, что они хорошо согласуются между собой во всей области энергии от 0,5 до 10 МэВ без защиты и с защитой из железа. Спектры достаточно точно измеряются даже при использовании набора из пяти детекторов. Для защиты из оргстекла это совпадение наблюдается только выше примерно 2 МэВ



Р и с. 3. Спектры быстрых нейтронов импульсного реактора типа НРРР без защиты (а), с защитой из 13 см железа (б) и 12 см оргстекла (в):

□, △ — методы минимизации направленного расхождения и ортонормального разложения соответственно;
○ — расчет для реактора НРРР

вследствие влияния рассеянных в помещении нейтронов с более мягким спектром. В расчете эти нейтроны не учитывались, поскольку реактор HPRR практически находится на открытой местности.

На рис. 3 приведены также спектры быстрых нейтронов, восстановленные по показаниям детекторов методом ортонормального разложения [7]. В этом методе дифференциальный спектр нейтронов представляется в виде линейной комбинации эффективностей используемых детекторов, т. е.

$$\varphi(E) = \sum_{k=1}^m \alpha_k \sigma_k(E), \quad (4)$$

где коэффициенты α_k находятся из условия ортогональности разности между искомым спектром $\varphi(E)$ и его приближением ко всем функциям $\sigma_i(E)$:

$$\int \left[\varphi(E) - \sum_{k=1}^m \alpha_k \sigma_k(E) \right] \sigma_i(E) dE = 0.$$

Отсюда, учитывая (1), получаем

$$\varphi(E) = \sum_{i=1}^m N_i \sum_{k=1}^m \rho_{ki}^{-1} \sigma_k(E), \quad (5)$$

где $\rho_{ki} = \int \sigma_k(E) \sigma_i(E) dE$ — матричные элементы, определяемые только эффективностью детекторов нейтронов.

Полученные таким путем спектры нейтронов имеют волнистый характер. Максимумы в спектрах во всех случаях отмечены при $\sim 1,2$ МэВ и от вида спектра не зависят, т. е. являются своего рода аппаратным эффектом. Спектр нейтронов ниже 1 МэВ методом ортонормального разложения вообще не восстанавливается. Эти результаты подтверждают сравнительную оценку обоих методов, сделанную в работе [8] на основании расчетов, и важны с практической точки зрения, так как показывают преимущества применения метода минимизации направленного расхождения для восстановления спектров нейтронов.

Эти преимущества в значительной степени объясняются существенными различиями расчетных алгоритмов (3) и (5). Алгоритм (5) представляет спектр в виде линейной комбинации эффективностей детекторов, вследствие чего появляется волнистая структура, обусловленная этими эффективностями, а не энергетическим распределением нейтронов. В алгоритме (3) зависимость восстановленного спектра нейтронов от эффективностей менее выражена и волнистость спектра практически незаметна. Этот же алгоритм исключает появление отрицательных значений спектра, что наблюдается в некоторых случаях для алгоритма (5).

Поскольку система уравнений (1) плохо обусловлена, а ее решение в виде (5) связано с нахождением обратной матрицы (ρ_{ki}^{-1}), получаемое

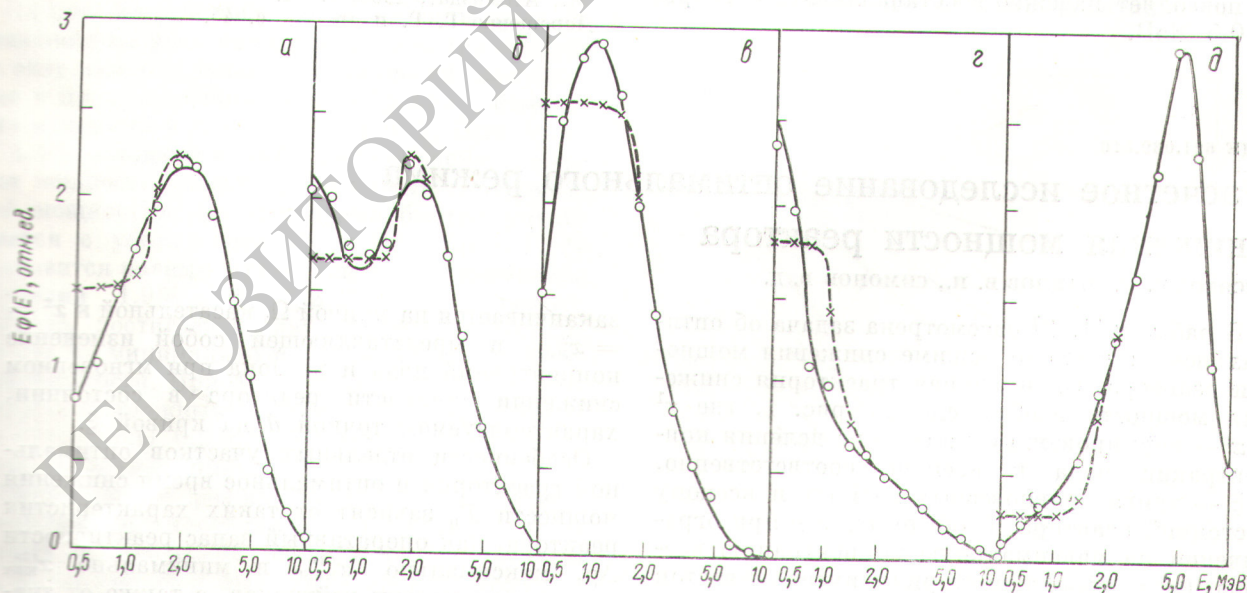


Рис. 4. Спектры быстрых нейтронов деления без защиты (а) и с защитой из свинца (б) и полиэтилена (в); тяжеловодного реактора (г) и реактора БР-1 (д), восстановленные полным набором детекторов (○) и без детектора $^{235}\text{U} + 1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ (×); — заданные спектры

решение весьма чувствительно к ошибкам в эффективностях детекторов и в их экспериментальных показаниях. Причем погрешность определения спектра нейтронов может во много раз превышать эти ошибки. В методе минимизации направленного расхождения операции обращения матриц отсутствуют, так что влияния ошибок в исходных данных минимально.

В настоящих измерениях кроме пороговых детекторов использовали также детектор, содержащий ^{235}U и окруженный борным фильтром толщиной $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$. Такой детектор регистрирует нейтроны с энергией выше $\sim 400 \text{ эВ}$ и имеет сравнительно слабо изменяющуюся с энергией эффективность. Для решения вопроса о целесообразности его применения при измерениях в области быстрых нейтронов предварительно в «бумажном» эксперименте были восстановлены спектры, довольно сильно различающиеся по форме в интервале $0,5\text{--}10 \text{ МэВ}$: спектры нейтронов деления без защиты и с защитой из свинца и полиэтилена, тяжеловодного реактора и реактора БР-1 [2]. Восстановление спектра проводилось методом минимизации направленного расхождения по алгоритму (3) и вычисленным показаниям перечисленных пороговых детекторов с включением в их состав детектора из $^{235}\text{U} + 1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ и без него. Результаты (рис. 4) показывают, что использование $^{235}\text{U} + 1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ значительно повышает точность в области энергии ниже $1,5 \text{ МэВ}$ и позволяет надежно восстанавливать спектры с $0,5 \text{ МэВ}$.

УДК 621.039.516

Расчетное исследование оптимального режима снижения мощности реактора

ДЕСЯТОВ В. М., ПАВЛОВ В. И., СИМОНОВ В. Д.

В работах [1, 2] рассмотрена задача об оптимальном по времени режиме снижения мощности реактора. Оптимальная траектория снижения мощности изображена на рис. 1, где x^1 и x^2 — нормированные на сечение деления концентрации йода и ксенона соответственно, а ξ — кривая равновесных по йоду и ксенону состояний реактора. В общем случае при ограничении на максимальную концентрацию ксенона ($x^2 = x_{\text{макс}}^2$) траектория имеет участок минимальной мощности (ab), участок, где мощность изменяется (bc), и участок максимальной мощности (cd_1). Причем участок cd_1

По-видимому, такой же эффект можно получить, используя вместо $^{235}\text{U} + 1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ какой-либо другой детектор, чувствительный к нейтронам с энергией ниже $0,5 \text{ МэВ}$, например $^{63}\text{Cu} (n, \gamma)$, $^6\text{Li} (n, \alpha)$ и т. д. Хотя получаемая при этом спектрометрическая информация во всей области чувствительности дополнительного детектора интереса не представляет, его введение позволяет полнее использовать спектрометрические возможности нештупингового детектора вблизи его энергетического порога.

Авторы признательны И. Б. Кеирим-Маркусу за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 27/VII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тараско М. З., Крамер-Агеев Е. А., Тихонов Е. Б. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 11. М., Атомиздат, 1970, с. 125.
2. Дорошенко Г. Г. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 5, с. 343.
3. Кеирим-Маркус И. Б., Князев В. А., Крайтор С. Н. В сб.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 2. М., изд. ВНИИФТРИ, 1974, с. 121.
4. Кошаева К. К., Крайтор С. Н., Пикельнер Л. Б. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 68.
5. Дорошенко Г. Г., Крайтор С. Н., Леонов Е. С. [3], с. 36.
6. Poston J., Knight J., Whitesides G. «Health Phys.», 1973, v. 26, p. 217.
7. Кеирим-Маркус И. Б., Попов В. И. [1]. Вып. 10. М., Атомиздат, 1969, с. 14.
8. Дорошенко Г. Г. и др. [3], с. 45.

заканчивается на кривой Ω , касательной к $x^2 = x_{\text{макс}}^2$ и представляющей собой изменение концентраций йода и ксенона при мгновенном снижении мощности реактора в состоянии, характеризуемом точкой d на кривой ξ .

Особенности отдельных участков оптимальной траектории и оптимальное время снижения мощности T_0 зависят от таких характеристик реактора, как оперативный запас реактивности $\Delta\rho$, максимально $x_{\text{макс}}^{(3)}$ и минимально $x_{\text{мин}}^{(3)}$ допустимые потоки нейтронов, а также от значений потока нейтронов, соответствующих начальному $x_0^{(3)}$ и конечному $x_{\text{к}}^{(3)}$ уровням мощ-