

Ж 53  
А99

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

**Атомная  
Энергия**

Ежемесячный журнал  
ГОД ИЗДАНИЯ ТРИНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Апрель ■ Вып. 4

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМИРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО

**СОДЕРЖАНИЕ**

**СТАТЬИ**

- А. К. Красин, И. И. Саламатов, В. Б. Нестеренко, А. Н. Девойно. Развитие исследований в Институте ядерной энергетики АН БССР . . . . . 307
- С. Т. Конобецкий, Б. М. Левитский, Л. Д. Пантелеев. К вопросу о механизме радиационного роста урана при малых дозах облучения . . . . . 312
- В. И. Векслер, В. П. Саранцев, А. Г. Бонч-Осмоловский, Г. В. Долбильов, Г. А. Иванов, И. Н. Иванов, М. Л. Иовнович, И. В. Кожухов, А. Б. Кузнецов, В. Г. Маханьков, Э. А. Перельштейн, В. П. Рашевский, К. А. Решетникова, Н. Б. Рубин, С. Б. Рубин, П. И. Рыльцев, О. И. Ярковой. Коллективное линейное ускорение ионов . . . . . 317
- В. П. Дзелепов, В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолотчиков, В. В. Кольга. Кольцевой циклотрон с жесткой фокусировкой для многозарядных ионов 323
- В. В. Арсенин, В. А. Чуянов. О возможности подавления дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы с помощью системы обратных связей . . 327
- В. М. Бондаренко, Г. Г. Викторов, А. Г. Тархов. Об использовании космического излучения для оценки эффективности биологических защит . . . . . 330
- С. Н. Барков. Многогрупповой аналитический метод расчета гетерогенного ядерного реактора . . . . 335
- П. Т. Потапенко. Предельная оценка качества внутри-реакторного контроля нейтронного потока . . . . 340
- Д. М. Каминер, К. А. Коноплев, Ю. П. Семенов, В. Д. Тренин. Поведение продуктов радиолиза при работе реактора ВВР-М без системы дегазации 343
- В. А. Жарков, В. П. Терентьев, Г. М. Фрадкин. Получение топлива изотопных электрогенераторов методами нейтронного облучения . . . . . 348
- Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления для  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  в резонансной области энергий нейтронов . . . . . 351

- В. А. Афанасьев, Б. В. Кебадзе, Г. А. Сапковский, В. И. Грицков, И. Н. Соколов, Л. А. Адамовский, С. А. Маркин. Экспериментальное исследование устойчивости корпусного кипящего реактора ВК-50 363

**АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ**

- Д. П. Осанов, В. П. Панова, Г. Б. Радзиевский. Измерение дозовых факторов накопления для точечных изотропных источников  $\gamma$ -излучения низкой энергии в воде 368
- В. А. Жарков, Т. П. Зорина, Г. М. Фрадкин. Самоэкранирование тепловых нейтронов в конечных цилиндрах и телах других геометрий . . . . . 369
- И. Н. Бриккер, В. П. Астафьев, А. Р. Мирзоян. Обращенное решение тепловых уравнений двухкомпонентного ядерного реактора . . . . . 370
- С. Ф. Дегтярев, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственные, угловые и энергетические распределения быстрых нейтронов в гидриде лития, воде, вольфраме и карбиде бора 370
- С. Ф. Дегтярев, В. Б. Староверов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Экспоненциальные угловые коэффициенты нейтронов для неводородсодержащих сред 372
- В. К. Даруга, С. Ф. Дегтярев, В. И. Кухтевич, А. Н. Николаев, В. П. Подиванский, Б. И. Синицын, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственно-энергетические и угловые распределения нейтронов в литии . . . . . 372
- С. М. Рубанов, В. И. Титов, Л. С. Шкорбатова. Расчет защиты контура с циркулирующим горючим . . 373
- В. Д. Горяченко. Акустическая неустойчивость ядерного реактора . . . . . 374
- В. Д. Горяченко, Е. Ф. Сабаев. Акустические колебания в реакторе с циркулирующим газообразным горючим . . . . . 375
- В. Д. Горяченко, В. А. Денисов, Ю. Ф. Трунин. Влияние изменения плотности делящегося вещества на устойчивость реактора с циркулирующим горючим 376
- В. С. Шулепин. Применение асимптотического  $P_N$ -приближения для расчета ячейки . . . . . 376

235607

225304/м



РГ



## Обратный выход нейтронов из защиты при ее облучении протонами с энергией 660 Мэв

Л. Р. КИМЕЛЬ, М. М. КОМОЧКОВ, В. П. СИДОРИН,  
Б. С. СЫЧЕВ, А. П. ЧЕРЕВАТЕНКО

УДК 621.039.58:539.125.5

Для решения задач, связанных с формированием рассеянного нейтронного излучения в помещениях ускорителей и прохождением нейтронов высоких энергий через каналы, щели и проемы в защите, необходима информация об обратном выходе каскадных и испарительных нейтронов из защиты под действием нуклонов высоких энергий [1]. Эти сведения нужны для точных расчетов защитных стен и перекрытий сильно-точных ускорителей.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют экспериментальные данные о выходе вторичного излучения из защиты в направлении назад. Так, в работе [2] с помощью ядерных эмульсий был измерен обратный выход нейтронов при гашении в железе пучка нейтронов с энергией 350 Мэв. Было найдено, что в конусе, ось которого совпадает с направлением падающего пучка нейтронов, а угол при вершине равен  $50^\circ$ , обратный выход нейтронов с энергией до 90 Мэв составляет приблизительно 0,5%. Однако оценочные расчеты, проведенные для случая нормального падения на защиту нейтронов высоких энергий [3], указывают на заметную величину обратного выхода быстрых нейтронов в железе до 50% (см. таблицу).

В настоящей работе экспериментально измерен обратный выход нейтронов высоких энергий ( $E > 20$  Мэв) и быстрых (испарительных) нейтронов ( $E < 20$  Мэв) из бетонной защиты ( $\rho = 2,35$  г/см<sup>3</sup>) при нормальном падении на нее протонов с энергией 660 Мэв. Эксперимент проводился на синхротроне Объединенного института ядерных исследований. Пучок протонов, выходящих из ускорителя с помощью магнитных линз и поворотного магнита, выводился в экспериментальный зал, где была расположена экспериментальная установка. Защитный барьер различной толщины (20–100 см) имитировался с помощью бетонных блоков. Для уменьшения фоновых потоков нейтронов высоких энергий и быстрых нейтронов барьер размещался в защитном боксе, собранном на металлическом каркасе из бетонных блоков. Толщина передней

стенки бокса составляла 82 см, боковых стен и перекрытия — по 62 см. Нейтроны, выходящие из защитного барьера, регистрировались пороговыми детекторами  $P^{31}$  и  $C^{12}$  [4]. Согласно работам [5, 6], доля заряженного компонента в общем потоке вторичного излучения в защите составляет пренебрежимо малую величину по сравнению с нейтронным компонентом. Следовательно, можно считать, что наведенная активность  $C^{11}$  полностью обусловлена нейтронами.

Для градуирования детекторов из фосфора использовали  $Po-Be$ -источник, а углеродные детекторы калибровались в пучке протонов с энергией 660 Мэв с помощью цилиндра Фарадея. Отградуированные детекторы размещались на поверхности защитного барьера в плоскости, перпендикулярной к оси падающего пучка протонов. Минимальное расстояние от оси пучка протонов 19 см (рис. 1). Фон измерялся в точках расположения детекторов при пропускании пучка протонов через раздвинутый защитный барьер. Поток протонов определялся с помощью углеродных детекторов и ионизационной камеры, регистрирующей колебания интенсивности пучка во время экспозиции. На рис. 2 приведены полученные экспериментально радиальные распределения потоков нейтронов высоких энергий и быстрых нейтронов, вышедших назад из бетонных барьеров различной толщины, нормированные на один падающий протон. В таблице приведен интегральный обратный выход для бетонного барьера толщиной 100 см, полученный интегрированием распределения, представленного на рис. 2, при аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальным законом методом наименьших квадратов.

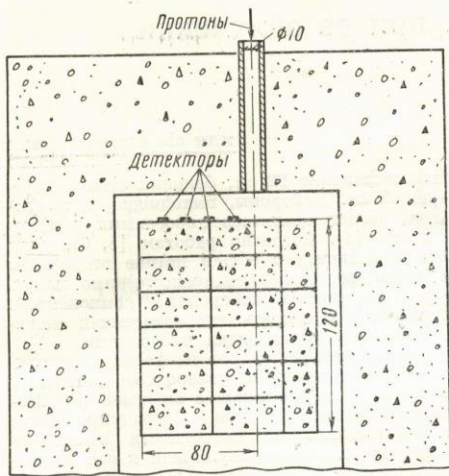
Если принять, что энергетическое распределение каскадных нейтронов, вылетающих из ядра под углом  $\pi/2 < \theta < \pi$  в интервале 20–100 Мэв [2, 8], имеет вид  $1/E^n$ , а угловое распределение  $f(\theta) = \frac{1}{4\pi}(b + c \cos \theta)$  [9], то интегральный обратный выход каскадных нейтронов из защиты  $\delta_n$ , отнесенный к одному

Интегральный обратный выход нейтронов из защиты  $\delta$  (%) под действием нуклонов высоких энергий (нормировано на один падающий нуклон)

Материал защиты	Нейтроны высоких энергий ( $E > 20$ Мэв)			Быстрые нейтроны ( $E > 20$ Мэв)		
	расчет *	расчет ** [3]	эксперимент *	расчет *	расчет ** [3]	эксперимент *
Бетон ( $\rho = 2,35$ г/см <sup>3</sup> )	6,0–8,0	9,6	$4,3 \pm 1,6$	18	16	$33 \pm 11$
Железо ( $\rho = 7,8$ г/см <sup>3</sup> )	10–15	12,5	—	73	53	—

\* Протоны с энергией 660 Мэв.  
\*\* Спектр нейтронов высокой энергии, вылетающих из бериллиевой мишени под углом  $0^\circ$ , при бомбардировке ее протонами с энергией 660 Мэв [11].





Р и с. 1. Экспериментальная установка и расположение детекторов (размеры даны в сантиметрах).

падающему нормально на защиту протону с энергией  $E'$ , можно оценить по формуле

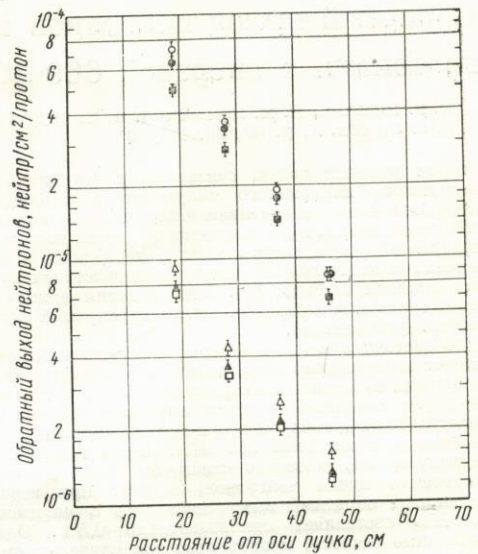
$$\delta_k = \frac{1}{2k} \Sigma_{in}(E') \bar{n}_k(E) \int_{20}^{100} \frac{1}{E^n} \int_0^{\infty} \Psi[\Sigma_{in}(E')x] \times \\ \times \{bE_1[\Sigma_{tr}(E)x] + a(E)b\Sigma_{tr}(E)x E_0[\Sigma_{tr}(E)x] - \\ - cE_2[\Sigma_{tr}(E)x] - a(E)c\Sigma_{tr}(E)x E_1[\Sigma_{tr}(E)x]\} dx dE, \quad (1)$$

где

$$k = \int_{20}^{100} \frac{dE}{E^n}; \\ a(E) = \frac{E}{E_{ab}(E')} - 1;$$

$$E_{ab}(E') = E_z(E') + E^*(E') + E_c(E');$$

$E_z(E')$  — энергия, уносимая вторичными заряженными частицами, вылетающими из ядра, бомбардируемого протонами с энергией  $E'$ ;  $E^*(E')$  — энергия возбуждения остаточного ядра;  $E_c(E')$  — энергия отрыва вторичных нуклонов;  $\Psi[\Sigma_{in}(E')x]$  — распределение плотности потока каскадных нуклонов по толщине защиты [7]. Для упрощения расчетов первичные протоны заменялись нейтронами;  $E_0[\Sigma_{tr}(E)x]$ ,  $E_1[\Sigma_{tr}(E)x]$ ,  $E_2[\Sigma_{tr}(E)x]$  — интегро-экспоненциальные функции;  $b$ ,  $c$  — константы;  $\Sigma_{in}(E')$  — сечение неупругого взаимодействия нуклонов;  $\Sigma_{tr}(E)$  — транспортное сечение нейтронов высоких энергий, выходящих из защиты в направлении назад;  $\bar{n}_k(E')$  — среднее число каскадных нейтронов, образующихся на одно неупругое взаимодействие первичного протона с ядром материала защиты;  $E'$ ,  $E$  — энергия первичных протонов и вто-



Р и с. 2. Радиальное распределение потоков нейтронов, вышедших назад из бетонной защиты различной толщины (нормировано на один падающий протон):

□, ▲, △ — поток нейтронов высоких энергий, вышедший назад из бетонного барьера толщиной 20, 40 и 100 см соответственно; ■, ●, ○ — поток быстрых нейтронов, вышедший назад из бетонного барьера толщиной 20, 40 и 100 см соответственно.

ричных нейтронов соответственно. По данным работы [9],  $b = 0,25$ ,  $c = 0,15$ , зависимость  $a(E)$  приведена в работе [7].

Интегральный обратный выход быстрых (испарительных) нейтронов из защиты, нормированный на один первичный протон, в предположении об их изотропном распределении можно определить по формуле

$$\delta_{исп} = \frac{\Sigma_{in}(E')}{2} \bar{n}_{исп}(E') \int_0^{\infty} \Psi[\Sigma_{in}(E')x] E_1 \times \\ \times (\Sigma_r^{исп} x) dx, \quad (2)$$

где  $\bar{n}_{исп}(E')$  — среднее число испарительных нейтронов, образующихся на один акт неупругого взаимодействия с ядром вещества защиты;  $\Sigma_r^{исп}$  — сечение выведения испарительных нейтронов.

С использованием данных для  $\bar{n}_k(E')$ ,  $\bar{n}_{исп}(E')$ ,  $\Sigma_{in}(E')$ ,  $\Sigma_{tr}(E)$ ,  $\Sigma_r^{исп}$ , приведенных в работах [3, 9, 10], по уравнениям (1) и (2) был рассчитан обратный выход нейтронов из защиты из бетона и железа под действием протонов с энергией 660 Мэв. Предполагалось, что энергетическое распределение каскадных нейтронов, вылетающих из ядра под углами  $\pi/2 < \theta < \pi$ , имеет вид  $1/E^n$ , где показатель степени  $n$  меняется от единицы до двух. Результаты расчета приведены в таблице. Меньшее значение обратного выхода каскадных нейтронов соответствует  $n = 2$ , а большее —  $n = 1$ . Кроме того, в таблице приведены

данные по обратному выходу нейтронов из бетона и железа, взятые из работы [3], при падении на защиту нейтронов высокой энергии, вылетающих из бериллиевой мишени под углом  $0^\circ$ , при бомбардировке ее протонами с энергией  $660 \text{ Мэв}$  [11]. Провести корректное сравнение результатов расчета и эксперимента не представляется возможным ввиду отсутствия информации о минимальной энергии вылетающих каскадных нейтронов, а также из-за условности разделения по энергии испарительных и каскадных нейтронов. Завышение экспериментальных данных по обратному выходу быстрых нейтронов, по-видимому, объясняется тем, что в расчетах не учитывался фактор первоначального накопления быстрых нейтронов. По данным работы [10], этот фактор, например, для алюминия составляет 2,5.

Авторы выражают признательность Ю. М. Казаринову за ценные советы и замечания.

Поступило в Редакцию 18/X 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

2. G. Blazeg. Proceedings International Conference on Spector-focused Cyclotrons and Meson Factories, CERN 63-19, 29 May 1963, p. 157.
3. Л. Р. Кимель и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 6. М., Атомиздат, 1967, стр. 33.
4. Б. С. Сычев и др. «Атомная энергия», 20, 323 (1966).
5. Б. С. Сычев. Препринт ОИЯИ Р9-3269. Дубна, 1967.
6. S. Lindenbaum. Annual Rev. Sci., 11, 213 (1961).
7. Б. С. Сычев. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 8. М., Атомиздат, 1968.
8. В. И. Кочкин и др. Препринт Р-1713. Дубна, 1964.
9. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
10. Бродер и др. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1966.
11. М. М. Комочков. Препринт ОИЯИ Р-1349. Дубна, 1963.

## Об устойчивости стационарного режима энергетического реактора

УДК 621.039.51.514

И. С. ПОСТНИКОВ

Одним из наиболее распространенных приближенных методов исследования устойчивости пространственного распределения нейтронов в энергетических реакторах является метод гармоник [1—3]. Существенный недостаток этого метода — отсутствие оценок погрешности. В этом отношении второй метод Ляпунова имеет преимущество даже при анализе устойчивости «в малом», поскольку критерии устойчивости, получаемые при его использовании, являются достаточными.

В работе [4] при помощи второго метода Ляпунова исследуется устойчивость стационарного режима энергетического реактора в одногрупповом диффузионном приближении. В этой работе при наличии местной обратной связи мощность — реактивность, описываемой системой линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, получен достаточный критерий устойчивости<sup>1</sup>. В настоящей работе рассматривается аналогичная задача для малых отклонений зависимых переменных от их значений в стационарном режиме. При использовании метода матричных неравенств В. А. Якубовича [5] были уточнены результаты работы [4].

Рассмотрим энергетический реактор без отражателя с неподвижным горючим. Принимая коэффициент диффузии постоянным, для описания динамики такого реактора будем использовать уравнения одногруппового диффузионного приближения [1, 6]. Предположим, что в каждой точке реактора  $\mathbf{r}$  зависимость между  $\Phi$  и  $\delta k$  описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений с коэффициентами, не зависящими от времени. Поскольку время жизни мгновенных ней-

тронов намного меньше постоянных времени любых других процессов в реакторе, при исследовании устойчивости временем жизни мгновенных нейтронов можно пренебречь [1]. С учетом сделанных выше предположений задача об устойчивости «в малом» стационарного режима работы реактора на саморегулировании сводится к исследованию устойчивости нулевого решения системы уравнений<sup>1</sup>:

$$A\varphi + \sigma = 0, \quad \mathbf{r} \in \Omega; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} = P\mathbf{x} + q\varphi, \quad \mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n); \quad (2)$$

$$\sigma = \tilde{b}\mathbf{x}$$

с краевым условием

$$\varphi + a(\mathbf{r})(\nabla\varphi, \mathbf{n}) = 0 \quad \text{при } \mathbf{r} \in \Gamma. \quad (3)$$

Здесь  $A$  — симметрический оператор:

$$A\varphi = -M^2\nabla^2\varphi + M^2\frac{\nabla^2\Phi^*}{\Phi^*}\varphi + \beta\varphi;$$

$\varphi = \Phi - \Phi^*$ ;  $\Phi$  — поток нейтронов;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор;  $\Omega$  — область активной зоны реактора;  $\Gamma$  — граница области  $\Omega$ ;  $\mathbf{n}$  — внешняя нормаль к поверхности  $\Gamma$ ;  $\beta$  — доля запаздывающих нейтронов; звездочкой отмечены значения зависимых переменных в стационарном режиме. Элементами вектора  $\mathbf{x}$  являются величины  $C_i - C_i^*$  ( $C_i$  — концентрация источников запаздывающих нейтронов) и зависимые переменные местной обратной связи мощность — реактивность. В общем

<sup>1</sup> Здесь и ниже  $P = \nu \times \nu$  — матрица;  $q, b, \mathbf{x} = -\nu \times \mathbf{1}$  — вектор-столбцы;  $\tilde{P}$  — транспонированная матрица;  $\varphi$  — скаляр;  $I$  — единичная матрица.