

вательском реакторе ИВВ-2М проведены радиационные и термические испытания ТНД. Канал с датчиками был установлен в ячейке отражателя активной зоны реактора. Удельная плотность потока тепловых и быстрых ( $E \geq 1,15$  МэВ) нейтронов в канале составляла  $\sim 3 \cdot 10^{12}$  и  $2,5 \cdot 10^{11}$  нейтр./(см.<sup>2</sup>·с·МВт), удельная мощность дозы  $\gamma$ -излучения  $\sim 1,8$  А/(кг·МВт), температура воды, окружавшей экспериментальный канал, была равна 340 К. Измерения сигналов ТНД на разных уровнях мощности реактора выполняли при помощи цифрового микровольтамперметра типа Ц68000. Температурные режимы в канале устанавливали с помощью радиационного разогрева и специального электронагревателя.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости сигнала датчика от температуры окружающей среды и мощности реактора. Здесь же приведены кривые, полученные аппроксимацией всей группы экспериментальных данных приведенной выше зависимости с помощью метода наименьших квадратов. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных значений от расчетных для всех исследованных модификаций ТНД данного типа не превышает 3%.

Полученные результаты позволяют корректировать сигнал ТНД в области его нелинейной зависимости от плотности потока тепловых нейтронов и температуры окружающей среды.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батуров Б. Б. и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1978, вып. 1 (21), ч. 2, с. 9.
2. Сафин Ю. А. и др. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 2, с. 114.
3. Vock H. — Atomic Energy Review, 1979, ч. 14, № 1, р. 87.
4. Уваров В. И. и др. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 1, с. 57.
5. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов. М., Атомиздат, 1968.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Наука, 1972.

Поступило в Редакцию 03.03.81

УДК 539.1.074.6:551.46

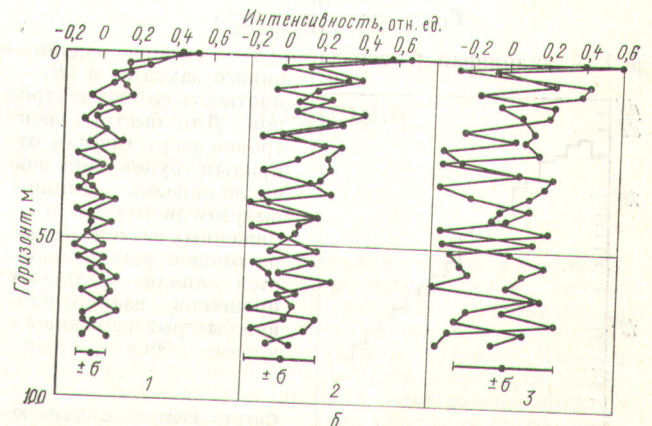
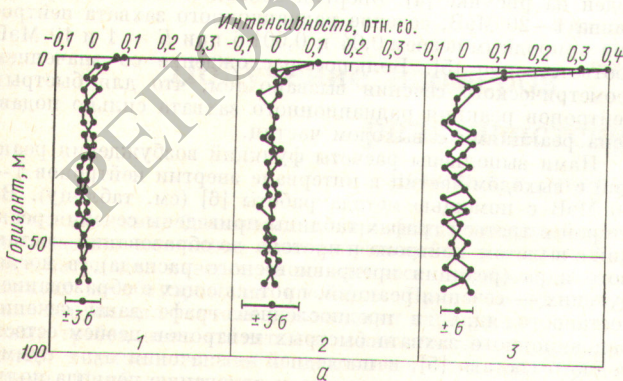
## Космическая составляющая фоновой скорости счета сцинтилляционного детектора

ЛУКАШИН И. Ф.

В настоящее время для  $\gamma$ -спектроскопии и радиометрии малоактивных природных сред используют детекторы на основе монокристалла NaI(Tl) больших размеров. Значительное увеличение статистической обеспеченности измерений даже при некотором ухудшении энергетического разрешения позволяет ускорить анализ спектрального состава излучения и идентификацию излучателей. При этом необходима информация об интенсивности и составе фона космического излучения и собственном фоне детектора. Исчерпывающие данные о последней составляющей фона приведены в работах [1, 2]. Вклад собственного фона детектора постоянен и по рекомендациям авторов приведенных работ может быть уменьшен в 2—5 раз путем использования кварцевого стекла вместо обычного в сборках сцинтиллок. Составляющая же фона космического излучения при измерениях *in situ* существенно зависит от глубины расположения прибора в исследуемой среде. Измерена интенсивность поля  $\gamma$ -излучения в диапазоне энергии 0,2—0,3 МэВ вблизи поверхности морской воды.

При этом были использованы методика и аппаратура, описанные в работе [3], на основе трех детекторов со сцинтиллоками БДЭГ-6931-20, оснащенными кристаллами NaI(Tl) диаметром  $150 \times 100$  мм. Нестабильность работы каналов не превышала 3%, статистическая погрешность измерения — от 1% для низкоэнергетической части до 4,0% для высокоэнергетической части спектра. Приведенные ниже данные получены при анализе 33 профилей общего и 18 профилей каскадного излучения в различных районах Мирового океана; профили построены по 12—28 горизонтам с 10-минутной экспозицией на каждом из них.

Характерные зависимости скорости счета аппаратуры при измерении общего и каскадного  $\gamma$ -фона морской воды представлены на рисунке. Особенность профилей общего  $\gamma$ -фона — резкий спад скорости счета уже в первых метрах воды (1—3 м), где поглощается «мягкий» компонент космического излучения, обусловленный взаимодействием



Профили интенсивности  $\gamma$ -фона верхнего слоя морской воды: а — общий  $\gamma$ -фон (1 —  $545 \pm 15$  имп./мин, 0,4 — 1,2 МэВ; 2 —  $145 \pm 10$  имп./мин, 1,42 — 1,6 МэВ; 3 —  $55 \pm 4$  имп./мин, 1,6 — 3,0 МэВ); б — каскадный  $\gamma$ -фон (1 —  $72 \pm 32$  имп./мин, 0,4 — 1,2 МэВ; 2 —  $12 \pm 5$  имп./мин, 1,6 — 2,2 МэВ; 3 —  $4,2 \pm 2,8$  имп./мин, 2,2 — 3,0 МэВ)

неравновесных компонентов с веществом атмосферы и воды. Вклад его в общий фон излучения у поверхности воды составляет 50—70% для каскадного и 10—40% для общего  $\gamma$ -фона.

Для более высокой энергии общего  $\gamma$ -фона и во всем спектре каскадного излучения в диапазоне глубины 5—30 м заметен «жесткий» компонент космического излучения. Его вклад в скорость счета у поверхности для энергии 2,6—3,0 МэВ составляет < 10%, а для спектра каскадного излучения он равен 10—30% с увеличением вклада в высокоэнергетическую часть спектра. Длина релаксации жесткого компонента в морской воде  $H_e \approx 15$  м ( $I = I_{H=0} \exp(-H/H_e)$ ).

Измерение скорости счета каскадного излучения при высоких порогах дискриминации регистрируемых пар  $\gamma$ -квантов позволяет выявить проникающий компонент, связанный с потоком мюонов. Параметры этого компонента ( $H_e$  — от нескольких десятков до нескольких сот метров, вклад в скорость счета — до 100% в зависимости от уровня дискриминации) обусловлены спектральными характеристиками потока мюонов, а также их способностью

вступать в фотоядерные реакции. Это обстоятельство подтверждается результатами измерений потока мюонов в морской воде до глубины 2000 м с помощью черенков-ского счетчика [4].

Таким образом, при измерениях *in situ* поля  $\gamma$ -излучения верхнего слоя природных сред необходимо учитывать вклад фона космического происхождения, представленного низкоэнергетическим ( $H_e \approx 1$  м вод. экв) и высокоэнергетическим ( $H_e \approx 15$  м вод. экв) компонентами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивинцев Ю. В. и др. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 1, с. 45.
2. Ковальчук Е. Л. и др. — Там же, вып. 4, с. 242.
3. Лукашин И. Ф. и др. — Морские гидрофизические исследования, 1979, № 3, с. 156.
4. Вавилов Ю. Н. и др. — Кривая поглощения мюонов в воде, определенная с помощью черенковского счетчика. В кн.: Труды Всес. конф. по физике космических лучей. Ч. 1, вып. 2, М., 1969.

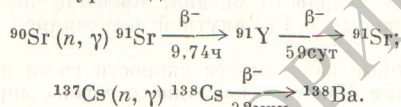
Поступило в Редакцию 18.03.81

УДК 621.039.59:539.172.4

## О «выжигании» радиоактивных отходов ядерного топлива в потоке быстрых нейтронов

КОСТИН В. Я., МИГАЛЕНЯ В. Я., ШАТНЕВ М. Г., ЛЬВОВ А. Н.

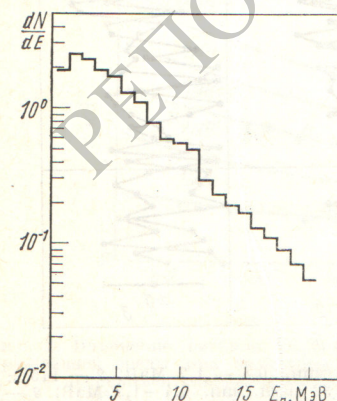
Существующие методы переработки радиоактивных продуктов деления топлива АЭС не решают проблемы окончательного удаления их из биосферы. Штейнберг, Вотзак и Мановиц [1] предложили «выжигать» долгоживущие продукты деления урана —  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  — с помощью облучения их в поле тепловых нейтронов. Радиационный захват нейтронов ядрами  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  приводит к образованию стабильных нуклидов за время, существенно меньшее их периодов полураспада:



Здесь имеют место два процесса:  $\beta$ -распад исходных нуклидов и радиационный захват нейтронов. Эффективный период полураспада радиоактивного нуклида равен

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda + \sigma(E) \Phi(E)},$$

где  $\lambda$  — постоянная  $\beta$ -распада;  $\sigma(E)$  — сечение радиационного захвата;  $\Phi(E)$  — плотность потока нейтронов.



Для быстрых нейтронов энергетически открытым будет большое число каналов реакции с вылетом нейтронов и заряженных частиц. Целью настоящей работы является анализ реальных процессов взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{137}\text{Cs}$  и полу-

Спектр нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов энергией 1 ГэВ с урановой мишенью [4]

чение оценки эффективного периода полураспада.

Исходное количество  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , содержащихся в одной тонне отработанного топлива, следует уменьшить в  $10^3$  раз [2], чтобы их радиационная опасность стала сравнимой с опасностью природного урана. Этому соответствует время выжигания, равное  $10 T_{1/2}$ . Достаточно малое время выжигания (10 лет) может быть получено при плотности потока нейтронов не менее  $10^{17}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , что значительно больше плотности, которую можно достичь в современных реакторах. Грегори и Штейнберг [3] предложили использовать в качестве источника нейтронов с такой плотностью потока линейный ускоритель протонов с энергией пучка 1—10 ГэВ и током 65 мА. В предлагаемой схеме выжигания блоки цезия размещают в потоке быстрых нейтронов, при этом сечение захвата нейтронов считается равным  $1,8 \text{ б}$  ( $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$ ), т. е. геометрическому сечению.

Спектр нейтронов, образующихся при облучении урановой мишени пучком протонов энергией 1 ГэВ, приведен на рисунке [4]. Энергия основной части нейтронов равна 1—20 МэВ; сечение радиационного захвата нейтронов природным цезием 0,04 и 0,001 б при  $E = 1$  и 10 МэВ соответственно [5]. Большое расхождение со значением геометрического сечения вызвано тем, что для быстрых нейтронов реакция радиационного захвата сильно подавлена реакциями с выходом частиц.

Нами выполнены расчеты функций возбуждения реакции с выходом частиц в интервале энергии нейтронов 1—20 МэВ с помощью метода работы [6] (см. таблицу). Во второй и третьей графах таблицы приведены сечения реакции с вылетом нейтрона и протона до образования составного ядра (реакция предравновесного распада), в последующих — сечения реакций, протекающих с образованием составного ядра, в предпоследней графе даны сечения радиационного захвата быстрых нейтронов цезием естественного состава [5], в последней — значения  $\sigma_b$  — суммы сечений реакций, приводящих к изменению периода полураспада и тем самым вносящих вклад в процесс выжигания. Видно, что в потоке быстрых нейтронов будут проте-