

## Вторичное $\gamma$ -излучение в защитных средах

И. В. ГОРЯЧЕВ, Ю. И. КОЛЕВАТОВ, И. В. КУХТЕВИЧ

УДК 539.122.04

Решение ряда вопросов радиационной безопасности энергетических установок с ядерным реактором связано с необходимостью детального учета вторичного  $\gamma$ -излучения.

В настоящей работе экспериментально исследовались спектрально-угловые характеристики вторичного  $\gamma$ -излучения, выходящего из защитных барьеров разного состава на сторону источника, при нормальном и наклонном падении широкого мононаправленного пучка нейтронов реактора на поверхность барьера. Интегральные характеристики выхода вторичного  $\gamma$ -излучения при разных углах падения первичного пучка нейтронов исследовались для титана, свинца, воды, бетона и железа. Для последних трех сред, кроме того, исследовались спектрально-угловые характеристики вторичного  $\gamma$ -излучения.

Общая геометрия измерений показана на рис. 1. Измерения выходящего из барьера вторичного  $\gamma$ -излучения осуществлялись изотропным и направленным детектором. Подробно методика измерений и обработки экспериментальных данных, а также характеристика измерительного комплекса изложены в работе [1].

Полученные в настоящей работе результаты частично обсуждались в работе [1]. Энергетические спектры хорошо описывают резонансную структуру энергетических распределений  $\gamma$ -излучения, генерируемого при радиационном

захвате и неупругом рассеянии нейтронов на ядрах защитной среды.

Для примера на рис. 2 представлены спектры полного потока вторичного  $\gamma$ -излучения, выходящего из железа, бетона, титана и свинца при нормальном падении пучка нейтронов на поверхность отражателя. Форма энергетических распределений вторичного  $\gamma$ -излучения для всех исследовавшихся сред мало зависит от толщины отражателя и угла падения начального пучка нейтронов на его поверхность. При блокировке тепловых нейтронов начального пучка происходит относительное возрастание линий, появляющихся при неупругом рассеянии нейтронов.

На рис. 3 представлены спектры выходящего из воды под разными углами вторичного  $\gamma$ -излучения, измеренные в условиях падения начального пучка нейтронов на отражатель толщиной 30 см под углом  $\theta_0 = 30^\circ$ . Как видно, форма спектра практически не зависит от угла выхода вторичного  $\gamma$ -излучения.

На основании полученных по изложенной выше методике энергетических распределений вычислены интегральные и дифференциальные характеристики выхода потока и мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения.

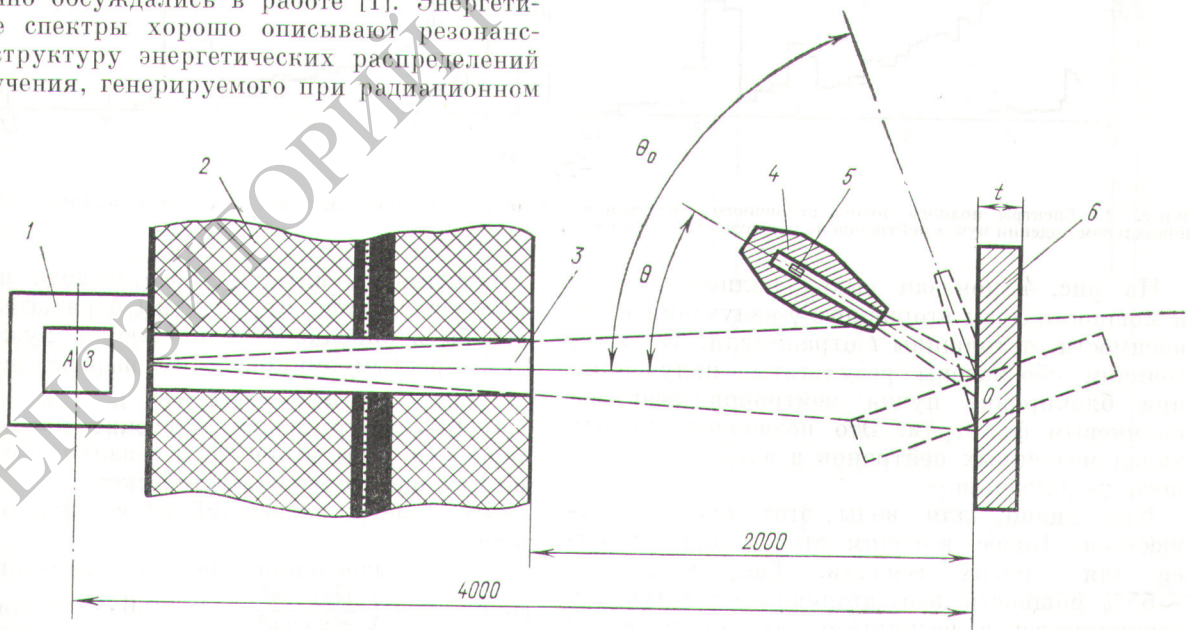


Рис. 1. Общая геометрия измерений характеристик вторичного  $\gamma$ -излучения:

АЗ — активная зона; 1 — ядерный реактор; 2 — защита реактора; 3 — канал для вывода пучка нейтронов; 4 — свинцовый коллиматор детектора; 5 — датчик детектора; 6 — исследуемый образец.

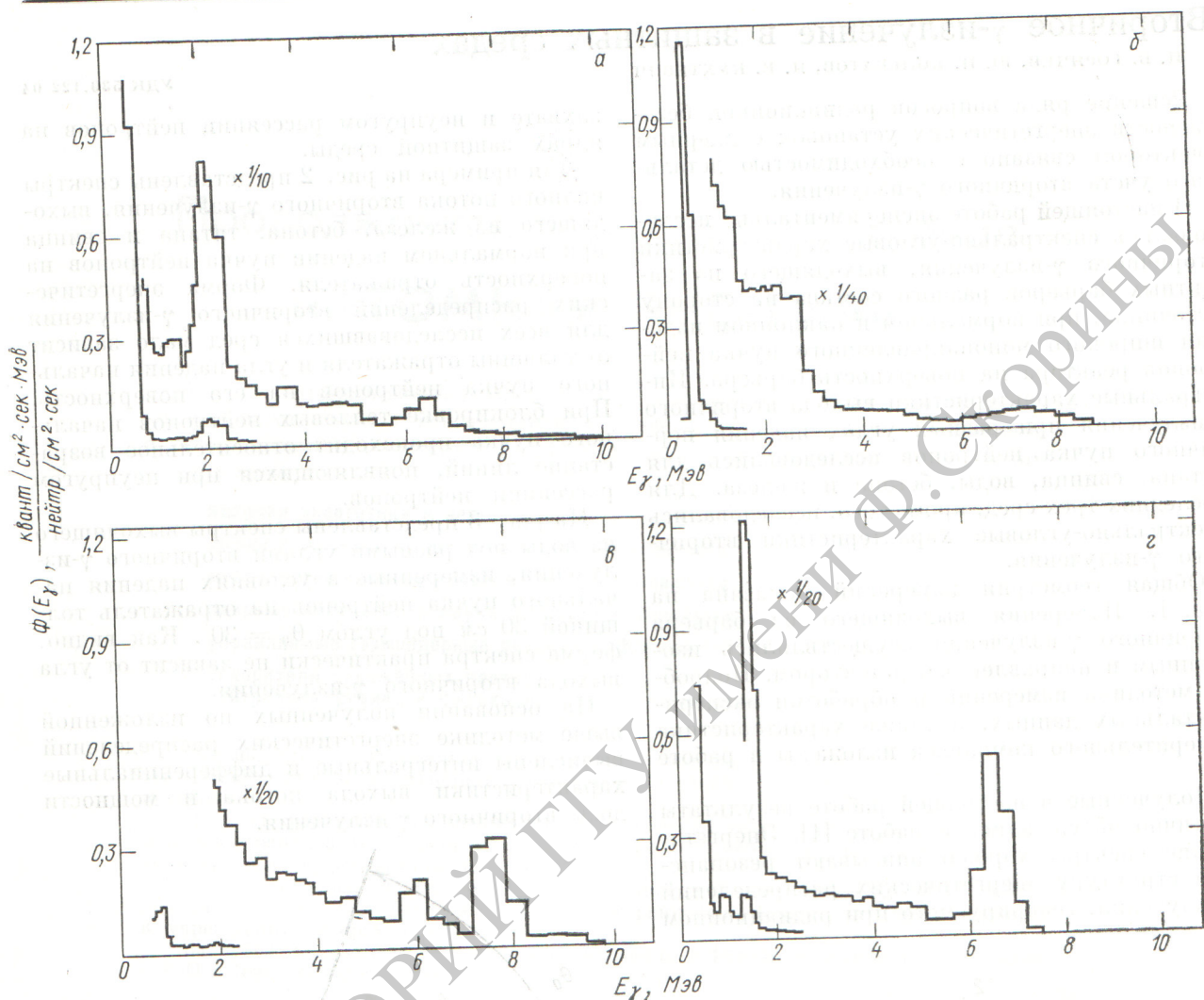


Рис. 2. Спектры полного потока вторичного  $\gamma$ -излучения, выходящего из бетона (а), свинца (б); железа (в), титана (г) при нормальном падении пучка нейтронов на поверхность отражателя.

На рис. 4 показан выход полного потока и мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения в зависимости от толщины  $t$  отражателя. Темными точками обозначены результаты, полученные при блокировке пучка нейтронов реактора кадмиевым фильтром. Это позволяет оценить вклад медленных нейтронов в альbedo вторичного  $\gamma$ -излучения.

Как видно, для воды этот вклад несуществен. Более высоким этот вклад оказался для других веществ. Так, в железе  $\sim 55\%$  мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения генерируется в результате захвата тепловых нейтронов, в бетоне эта доля составляет  $\sim 30\%$ , а в титане  $\sim 60\%$ .

Зависимость интегрального выхода вторичного  $\gamma$ -излучения от толщины отражателя может быть описана с точностью не хуже 10–15% простым эмпирическим выражением

$$a(t) = A(1 - e^{-bt}), \quad (1)$$

где  $A$  — максимальное значение потока или мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения, соответствующее случаю полубесконечной среды;  $b$  — параметр, зависящий от состава отражателя.

При вычислении потока значения  $A$  составляют ( $\frac{\text{квант/см}^2 \cdot \text{сек}}{\text{нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}}$ ):  $30,6 \cdot 10^{-2}$  для воды,  $22,5 \cdot 10^{-2}$  для титана,  $19,5 \cdot 10^{-2}$  для железа и  $23,4 \cdot 10^{-2}$  для бетона. Параметр  $b$  в этом слу-

чае равен 0,19 для воды, 0,162 для титана, 0,12 для железа и 0,055 для бетона.

При вычислении мощности дозы значения альбеда  $A$  составляют  $\left(\frac{\text{рад/сек}}{\text{нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}}\right)$ :  $33 \cdot 10^{-11}$  для воды,  $21,8 \cdot 10^{-11}$  для титана,  $17 \cdot 10^{-22}$  для железа и  $21,6 \cdot 10^{-11}$  для бетона. Соответствующие значения параметра  $b$  равны 0,235 для воды, 0,23 для титана, 0,138 для железа и 0,0057 для бетона.

Интересно сравнить значения полученных в настоящей работе абсолютных величин альбеда  $A$  с данными других работ, посвященных этой проблеме. В работе [3] выход вторичного  $\gamma$ -излучения анализировался путем решения диффузионного уравнения переноса нейтронов в защитной среде методом двухгруппового приближения. Зависимости, построенные по результатам этой работы для нейтронов «быстрой» группы, показаны на рис. 4 пунктиром. Как видно, расхождение их с результатами настоящей работы незначительно.

В работе [2] методом Монте-Карло получены функции выхода захватного  $\gamma$ -излучения, генерируемого в полубесконечном слое бетона при облучении его медленными и промежуточными нейтронами. В пересчете на спектр нейтронов источника, использованного в настоящей работе, интегральный выход мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения из бетона описывается по данным работы [2] выражением

$$A = 2,78 \cdot 10^{-11} (2,74 \cos \theta_0 + * 4,69 \cos^2 \theta_0) \frac{\text{рад/сек}}{\text{нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}} \quad (2)$$

В соответствии с этим полный выход мощности дозы вторичного  $\gamma$ -излучения из полу-

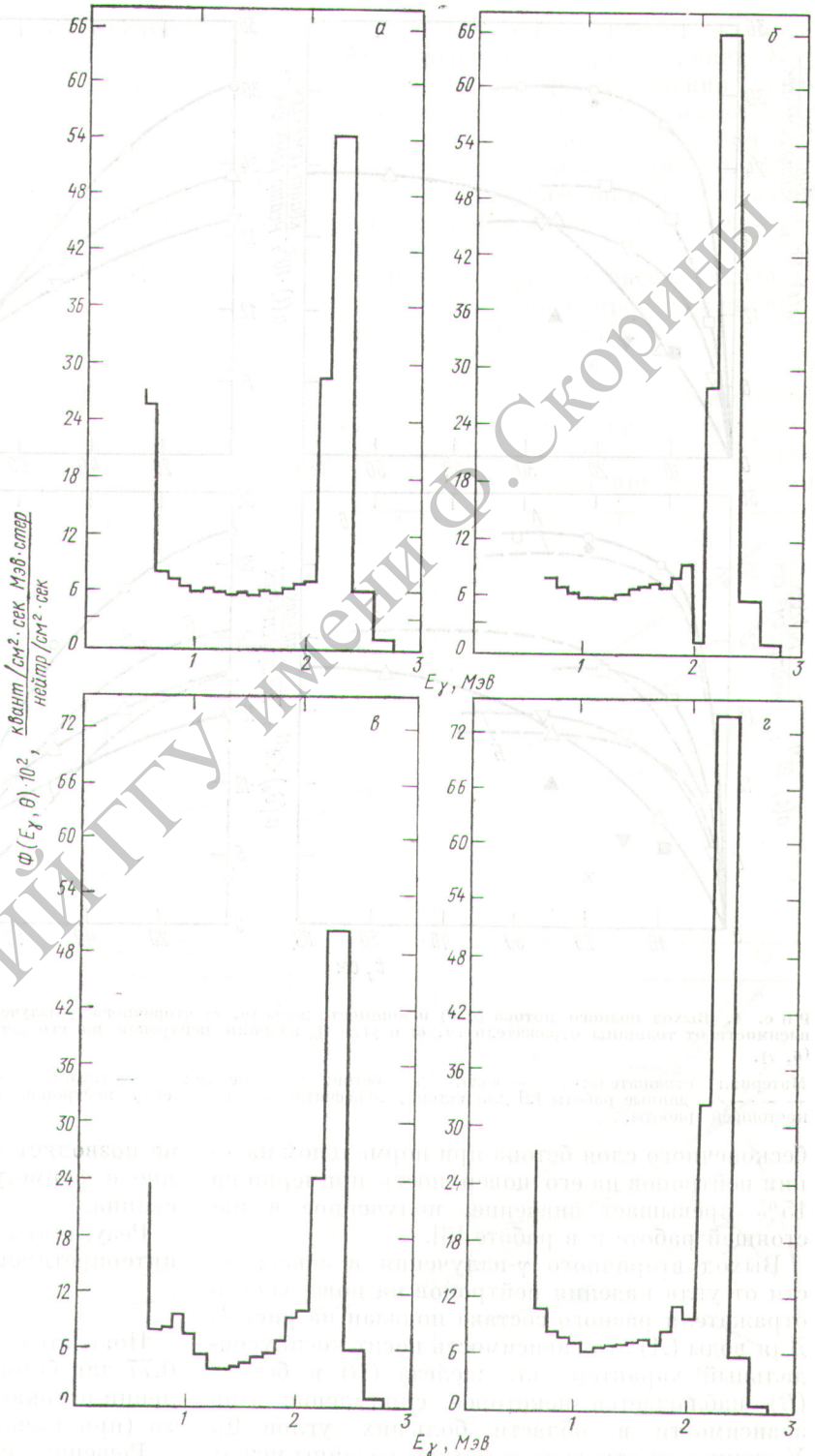
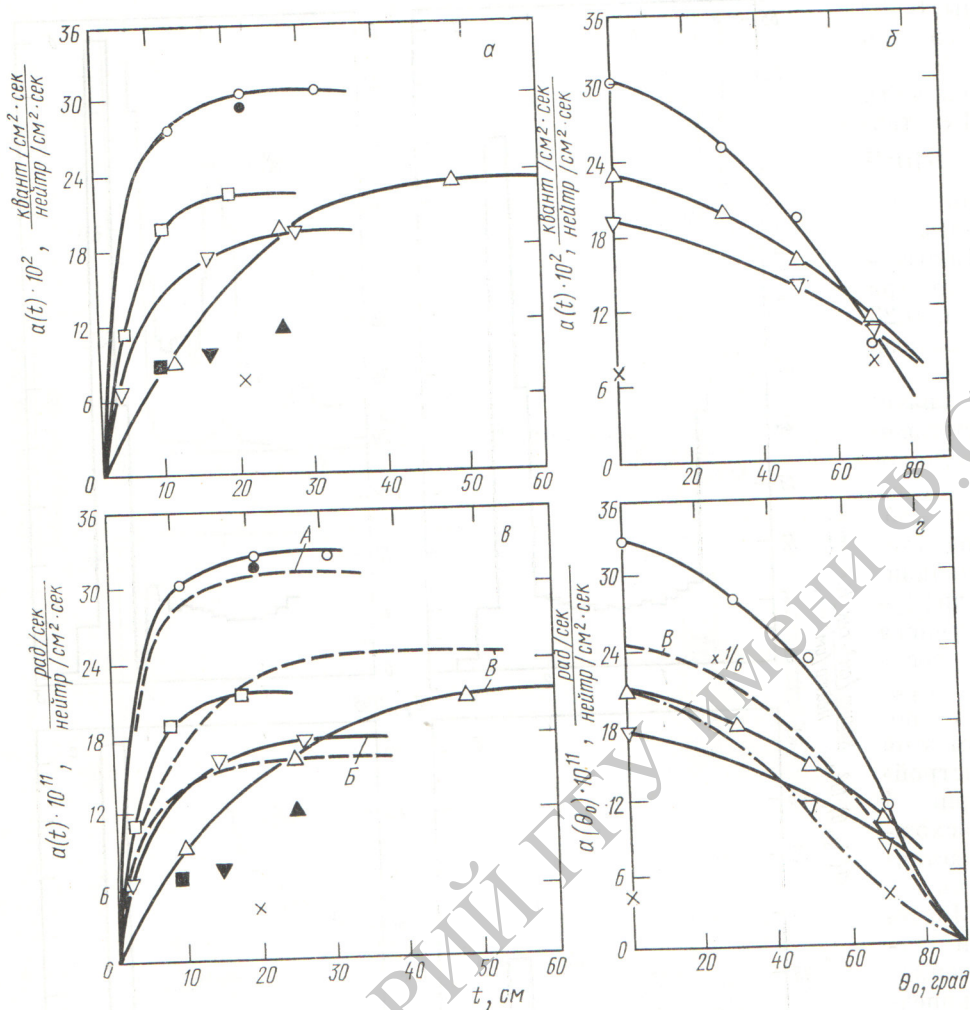


Рис. 3. Спектры выходящего из воды под разными углами вторичного  $\gamma$ -излучения: а —  $\theta = 30^\circ$ ; б —  $\theta = 50^\circ$ ; в —  $\theta = 0^\circ$ ; г —  $\theta = 70^\circ$ .



Р и с. 4. Выход полного потока (а б) и мощности дозы (в, г) вторичного  $\gamma$ -излучения в зависимости от толщины отражателя (а, в) и угла  $\theta_0$  падения нейтронов на его поверхность (б, г).

Материал отражателя:  $\circ$  — вода;  $\Delta$  — бетон;  $\nabla$  — железо;  $\square$  — титан;  $\times$  — свинец; — — — данные работы [2] для бетона, пересчитанные на спектр нейтронов источника настоящей работы.

бесконечного слоя бетона при нормальном падении нейтронов на его поверхность примерно на 15% превышает значение, полученное в настоящей работе и в работе [3].

Выход вторичного  $\gamma$ -излучения в зависимости от угла падения нейтронов на поверхность отражателя разного состава показан на рис. 4. Для воды (А) эта зависимость носит косинусоидальный характер, для железа (В) и бетона (В) наблюдается некоторое спрямление этой зависимости в области больших углов  $\theta_0$ . У свинца не отмечено заметной разницы между значениями альbedo для  $\theta_0 = 0^\circ$  и  $\theta_0 = 70^\circ$ , хотя недостаточность данных в этом случае

не позволяет сделать окончательное заключение о форме угловой зависимости альbedo для свинца.

Результаты настоящей работы могут быть интерпретированы эмпирическим выражением

$$a(\theta_0) = A (\cos \theta_0)^C \quad (3)$$

Показатель степени  $C$  равен 1,0 для воды, 0,77 для бетона и 0,72 для железа (при вычислении потока), 0,80 для бетона и 0,82 для железа (при вычислении дозы).

Решение диффузионного уравнения переноса нейтронов в защитном барьере [3] позволяет получить функцию угловых распределений по-

тока (дозы) захватного  $\gamma$ -излучения, обусловленного как диффундирующими извне тепловыми нейтронами, так и замедлившимися нейтронами «быстрой» группы.

Для функции угловых распределений мощности дозы захватного  $\gamma$ -излучения из полубесконечного слоя бетона, генерируемого в результате захвата диффундирующих извне нейтронов со спектром, соответствующим спектру настоящей работы, на основании данных работы [2] получено выражение

$$a(\theta_0, \theta) = 2,78 \cdot 10^{-11} \cos \theta_0 (0,50 + 2,52 \cos \theta - 1,82 \cos^2 \theta) (0,47 + 0,70 \cos \theta_0) \frac{\text{рад/сек} \cdot \text{стер}}{\text{нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}} \quad (4)$$

Результаты расчета по выражению (4) показаны на рис. 5 штрих-пунктирной линией. Как видно, по форме угловые распределения, представленные в работе [3], сильно отличаются от найденных в настоящей работе. Условия расчета в работе [3] не изложены подробно. Можно предположить, что указанные расхождения обусловлены различием начальных условий расчета и эксперимента.

Представленные на рис. 5 экспериментальные данные могут быть интерпретированы простым эмпирическим выражением

$$a(\theta_0, \theta) = a(\theta_0, 0) e^{d\theta} \quad (5)$$

где угол выхода излучения из экрана  $\theta$  выражен в градусах, а показатель  $d$  при вычислении потока равен 0,005 для воды, 0,00708 для бетона, 0,0095 для железа, а при вычислении

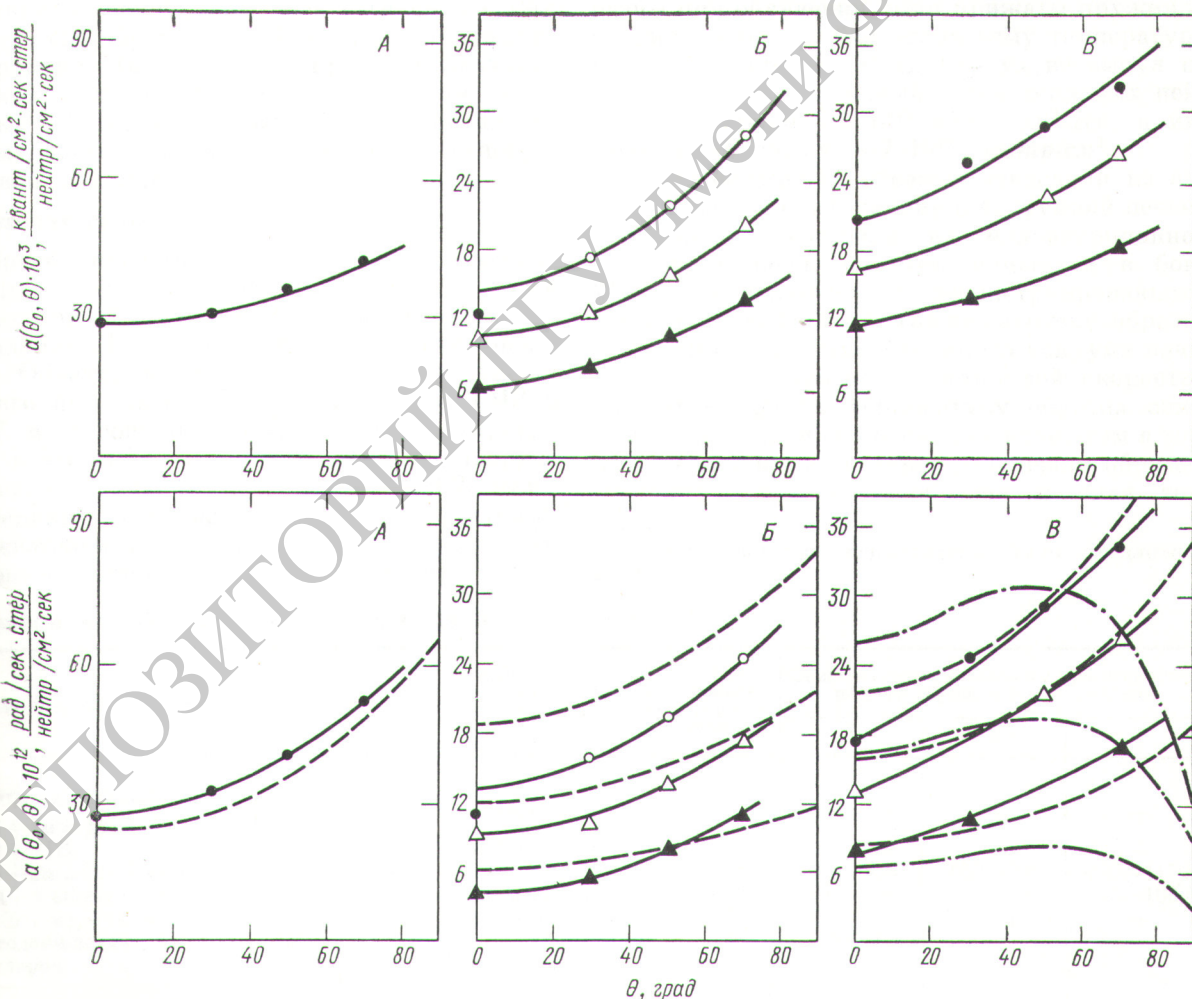


Рис. 5. Угловые распределения потока (вверху) и дозы (внизу) вторичного  $\gamma$ -излучения для воды (А), железа (Б) и бетона (В). Экспериментальные данные настоящей работы:  $\circ$  —  $\theta_0 = 0^\circ$ ;  $\bullet$  —  $\theta_0 = 30^\circ$ ;  $\triangle$  —  $\theta_0 = 50^\circ$ ;  $\blacktriangle$  —  $\theta_0 = 70^\circ$ . Пунктирная кривая — результаты, полученные на основании данных работы [3].

дозы — 0,010 для воды, 0,01067 для бетона и 0,00808 для железа. Коэффициент  $a(\theta_0, 0)$  в этом выражении соответствует выходу захватного  $\gamma$ -излучения под нормалью к поверхности экрана.

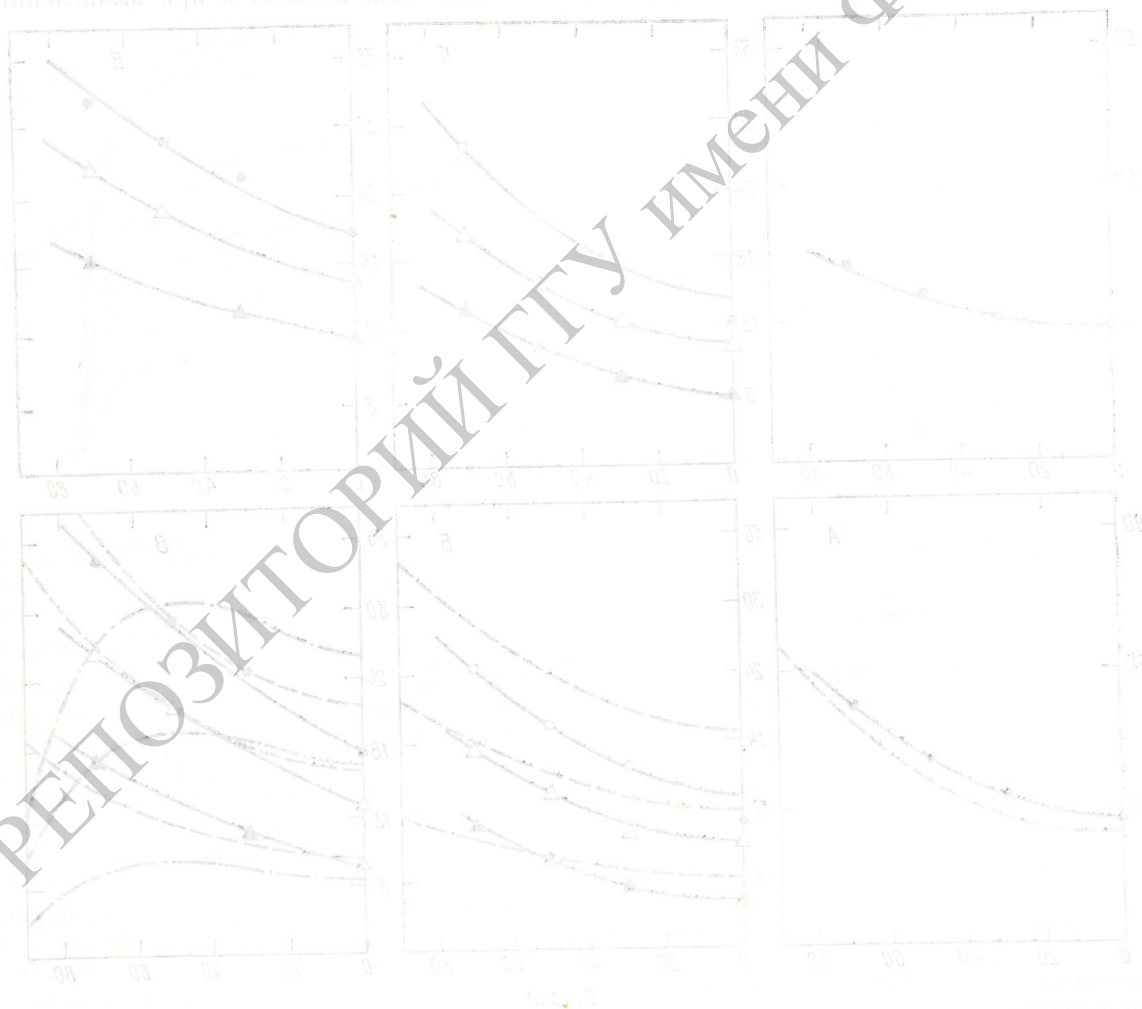
Полученные в настоящей работе интегральные и дифференциальные характеристики выхода вторичного  $\gamma$ -излучения из защитных барьеров при облучении их нейтронами ядерного реактора являются достаточными для решения ряда прикладных задач и отработки

методов расчета распространения излучений в веществе.

Поступила в Редакцию 14/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Горячев, Ю. И. Колеватов, В. И. Кухтевич. В сб. «Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок». Т. 6. Мелекес, 1969, стр. 17
2. R. M a e r k e r. Engineering Compendium on Radiation Shielding. Vienna, IAEA, 1968, p. 331.
3. С. Е. И л и ф ф. В сб. «Четыре лекции по ядерной физике». М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 170.



РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скоринь