

Рассеяние коллимированных пучков γ -излучения Co^{60} , Cs^{137} и Au^{198} на границе двух сред

Н. Ф. АНДРЮШИН, В. В. АСТАХОВ, Б. П. БУЛАТОВ, Г. М. ФРАДКИН

УДК 539.122;539.121.72

Экспериментально исследовано пространственное распределение интенсивности рассеянного γ -излучения при выходе первичного коллимированного потока γ -излучения Co^{60} , Cs^{137} и Au^{198} в воздух, грунт и воду. Схема проведенных экспериментов показана на рис. 1. Источники γ -излучения Cs^{137} (активность $4,5 \pm 0,4$ кюри, размеры 7×14 мм), Au^{198} (активность 120 ± 10 мкюри, размеры 5×10 мм) и Co^{60} (активность $6,2 \pm 0,2$ кюри, размеры 6×11 мм) попеременно помещали в коллиматор, состоящий из вольфрамового стакана высотой 130 мм, наружным диаметром 140 мм, с толщиной боковой стенки 25 мм и верхней стенки 40 мм, а также свинцового кольца внутренним диаметром 145 мм, внешним 300 мм и высотой 100 мм. Для снижения первичного γ -излучения в месте, где находится детектор, до уровня естественного фона рядом с коллиматором по направлению на детектор ставилась свинцовая стенка. Источники закреплялись на конце винта, при помощи которого они перемещались по оси коллиматора. Это позволяло менять телесный угол, в котором распространяется поток первичного γ -излучения. Детекторами рассеянного γ -излучения служили газоразрядные счетчики СБМ-10, СТС-5, СТС-6 со специальными чехлами [1, 2].

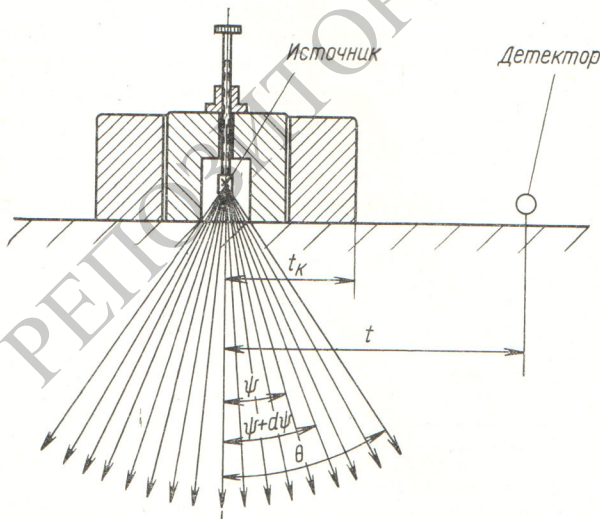


Рис. 1. Схема эксперимента.

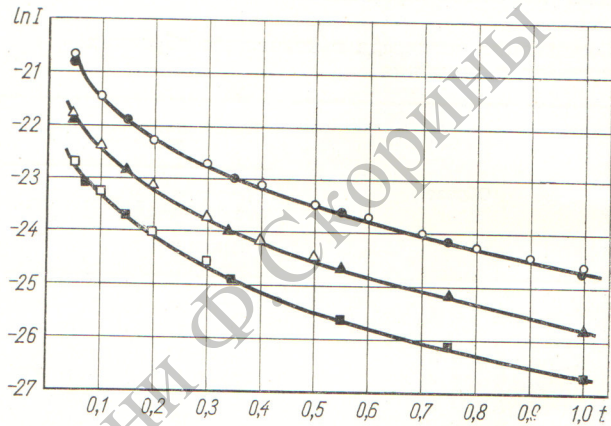


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеянного γ -излучения I ($\frac{\text{Мэв}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Мэв/сек}}$) от расстояния до источника Co^{60} (поток первичного излучения направляется в воздух):

●, ○ — $\theta = 90^\circ$ (расчетные и экспериментальные значения соответственно); ▲, △ — $\theta = 65^\circ$ (расчетные и экспериментальные значения соответственно); ■, □ — $\theta = 45^\circ$ (расчетные и экспериментальные значения соответственно).

Чувствительность этих счетчиков к γ -квантам с энергией $80 \text{ кэв} - 2,5 \text{ Мэв}$ практически постоянна. Путем комбинации счетчиков можно было в широком диапазоне измерять плотность потока рассеянного γ -излучения. Коллиматор с источником γ -излучения устанавливался либо на грунт, либо, с помощью специальной подставки, на поверхность воды. Поток первичного γ -излучения выпускался из коллиматора в исследуемую среду (воздух, грунт или воду). Детекторы γ -излучения укреплялись на пенопластовой плите толщиной 80 мм и перемещались либо вдоль поверхности грунта, либо по поверхности воды параллельно берегу. Ошибка измерений составляла $\pm 10\%$.

На рис. 2—4 приведены некоторые результаты экспериментального исследования распределения интенсивности рассеянного γ -излучения для трех углов коллимации первичного потока θ . Интенсивность нормирована на единственный поток первичного γ -излучения источника. Расстояние от источника до детектора t выражено в длинах свободного пробега первичного γ -излучения в той среде, в которую выпускался поток.

Зависимость интенсивности $I(t, \theta)$ от t может быть выражена следующим эмпирическим

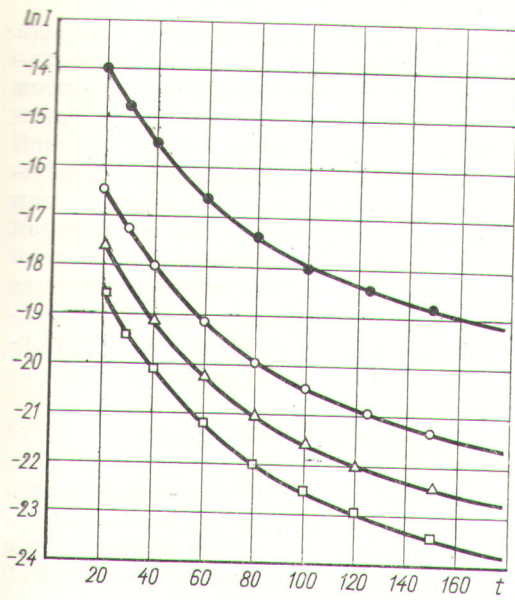


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для Cs^{137} (поток первичного излучения направляется в грунт):
 ● — $\theta = 90^\circ$, $t_R = 0$; ○ — $\theta = 90^\circ$, $t_R = 2,58$;
 △ — $\theta = 65^\circ$, $t_R = 2,58$; □ — $\theta = 45^\circ$, $t_R = 2,58$.

соотношением:

$$I(t, \theta) = I_1 + I_2, \quad (1)$$

где I_1 — интенсивность рассеянного излучения, обусловленная рассеянием γ -квантов в той среде, в которую попадает первичный поток; I_2 — интенсивность излучения, выходящего из первой среды во вторую и испытывающего вторичное рассеяние в последней.

При этом необходимо, чтобы интеграл от I_1 по всей площади рассеивателя равнялся полной энергии, обратно рассеянной от среды, в которую вышускался поток первичных квантов, т. е.

$$\frac{2\pi}{\mu_0^2} \int_0^\infty I_1(t, \theta) t dt = \frac{1}{2} QF(\theta), \quad (2)$$

где

$$F(\theta) = \int_0^\theta A_E(E, \psi) \sin \psi d\psi, \quad (3)$$

μ_0 — коэффициент поглощения первичного γ -излучения в рассматриваемой среде; $A_E(E, \psi)$ — альbedo энергии узкого пучка первичных квантов; Q — активность источника, выраженная в единицах потока энергии первичного γ -излучения.

Учитывая некоторые специфические особенности обратного рассеяния в плотных средах

(воде, грунте) и воздухе, экспериментальные результаты при этом анализируют отдельно. В пределах точности $\sim 15-25\%$ можно полагать, что интенсивность рассеянного излучения в случае выхода первичного потока γ -излучения в воздух обусловлена в основном компонентом I_1 [3-5] и полученные экспериментальные данные с точностью $\pm 25\%$ описываются эмпирическим выражением

$$I(t, \theta) = \frac{\mu_0^2}{4\pi} \cdot \frac{e^{-t}}{t} QF(\theta). \quad (4)$$

Подбор эмпирической функции $I(\theta)$ с учетом замечания относительно величины I_2 проводился при дополнительном ограничении, накладываемом на функцию в виде уравнения (2). Значения функции $F(\theta)$ приведены на рис. 5. Расчет $F(\theta)$ был выполнен путем графического интегрирования выражения (3) по данным угловой зависимости альbedo узкого пучка излучения Cs^{137} , Au^{198} и Co^{60} , взятым из работ [3, 6-8]. Следует отметить, что вид функции $F(\theta)$ не зависит от типа среды (воздуха, воды или грунта), так как для указанных сред величина интегрального энергетического альbedo $A_E(E, \psi)$ остается постоянной в пределах $\sim 10\%$ при данном ψ и фиксированной энергии первичных квантов E .

Сопоставление результатов расчетов по эмпирической формуле (4) при $Q = 1$ с эксперимен-

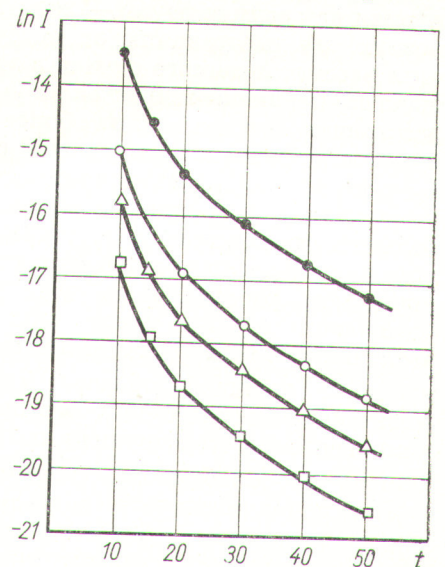


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для Au^{198} (поток первичного излучения направляется в воду):
 ● — $\theta = 90^\circ$, $t_R = 0$; ○ — $\theta = 90^\circ$, $t_R = 1,57$;
 △ — $\theta = 65^\circ$, $t_R = 1,57$;
 □ — $\theta = 45^\circ$, $t_R = 1,57$.

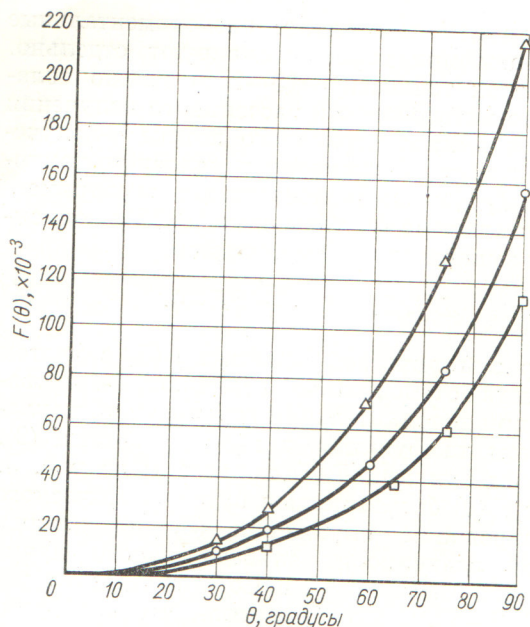


Рис. 5. Значения функции $F(\theta)$:
 \square — Co^{60} ; \circ — Cs^{137} ; \triangle — Au^{198} .

сти земли. В результате было установлено, что при удалении от источника на расстояние больше $10t$ показания детектора определяются γ -излучением, приходящим в детектор из верхнего полупространства, т. е. из воздушной среды. Помимо этого были проведены оценочные расчеты интенсивности компонента I_1 при распространении γ -излучения в гомогенной водной среде, в которую помещали точечный изотропный источник с энергией первичных квантов $E = 0,41$ Мэв. В этом случае интенсивность рассеянного γ -излучения на расстоянии t от источника

$$I = \frac{Q\mu_0^2 (B-1)e^{-t}}{4\pi t^2}, \quad (5)$$

где $\mu_0 = 1 \cdot 10^{-1}$ см⁻¹ [9]; B — энергетический фактор накопления на расстоянии от источника t . При $t = 10$ значение $B = 85$ [9]. Таким образом, при $Q = 1$ величина $I \approx 3,04 \times 10^{-8} \frac{Mэв}{см^2 \cdot сек \cdot Mэв/сек}$, а натуральный логарифм от полученного выражения $\ln I = \ln 3,04 \cdot 10^{-8} \approx -17,3$. Это значение существенно меньше результата, представленного на рис. 4 (для $\theta = 90^\circ$ $\ln I = -15$), т. е. в эксперименте наблюдается дополнительный приток γ -квантов, источником которых является воздушное полупространство.

Аналогично можно показать, что для энергий первичного излучения 0,66 и 1,25 Мэв на расстояниях больше $10t$ интенсивность рассеянного излучения на границе плотная среда — воздух обусловлена γ -излучением, рассеянным от воздушной среды.

В этом случае отметим специфические особенности методики расчета плотности потока рассеянного излучения, которые прежде всего касаются характеристик источника первичного излучения, выходящего из плотной среды в воздух. Такой специфической особенностью является, во-первых, относительно большая протяженность линейных размеров этого источника. Как показано в работе [4] [это же следует из интегрирования уравнения (5)], поток рассеянного γ -излучения от изотропного источника, находящегося в контакте с поверхностью рассеивателя, выходит в основном из области рассеивателя с радиусом $t \approx 3$, т. е. в случае излучения Co^{60} линейные размеры источника для грунта составляют ~ 25 см. Однако на расстояниях больше $10t$ такой эффективный источник можно считать точечным, и задача сведется к решению задачи, рассмотренной выше.

тальными результатами (см. рис. 2) показывает их удовлетворительное согласие.

Если поток первичного излучения направляется в плотную среду (грунт, воду), то интенсивность рассеянного γ -излучения, регистрируемая на границе грунт — воздух или вода — воздух, на расстояниях от источника $t \geq 10$ (для рассматриваемого случая в зависимости от энергии первичных квантов это соответствует расстоянию от источника более 0,5—1,5 м) будет в основном обусловлена составляющей I_2 уравнения (1). Это определяется тем, что компонент I_1 рассеянного излучения на столь больших расстояниях от источника резко ослаблен за счет поглощения в плотной среде. Вторично же рассеянное в воздухе излучение (компонент I_2) на таких расстояниях (для воздушной среды рассматриваемый интервал удалений лежит в области $t \ll \bar{\lambda}$, где $\bar{\lambda}$ — эффективная длина свободного пробега квантов компонента I_1 , усредненная по спектру, т. е. $\bar{\lambda} \approx 50$ м) ослабляется значительно меньше.

Для дополнительного подтверждения того, что на расстояниях, больших нескольких метров от источника, основное рассеянное излучение связано с вторичным рассеянием в воздухе, на детектор надевали полуцилиндрические свинцовые фильтры толщиной 6 мм и сравнивали показания детектора при различных ориентациях фильтра относительно поверхно-

Во-вторых, вместо потока моноэнергетических первичных квантов следует рассматривать поток отраженных от плотной среды квантов достаточно сложного спектрального состава. В то же время, учитывая, что спектральный интервал энергии квантов, выходящих из плотной среды, в основном достаточно узкий: 100—200 кэв для Au¹⁹⁸ [5], 300—400 кэв для Co⁶⁰ [4] и 200—300 кэв для Cs¹³⁷ [5], а величина альбеда энергии при отражении этих квантов от воздуха слабо зависит от их энергии ($\sim 1/\sqrt{E}$) [4], в оценочных расчетах можно считать источник квазимонохроматическим.

Более существенна третья особенность, обусловленная тем, что реальные размеры коллиматора сравнимы с размерами эффективного источника рассеянного излучения, т. е. возникает необходимость ввода поправок, учитывающих поглощение коллиматором части γ -излучения, отраженного от плотной среды. Экранирующее действие коллиматора на выходящий из плотной среды поток рассеянного излучения можно учесть путем введения поправочного коэффициента $\varepsilon(t_k, \theta)$, равного отношению этого потока при угле раствора коллиматора θ и радиусе коллиматора t_k (в длина свободного пробега первичных квантов в плотной среде), к полному потоку, выходящему из плотной среды. Так как рассеивающие свойства исследованных сред одинаковы [из чего следует независимость $F(\theta)$ от типа среды], для расчета $\varepsilon(t_k, \theta)$ можно использовать данные для любой из сред, например для уже рассмотренной выше воздушной [см. (3), (5)]:

$$\varepsilon(t_k, \theta) = \frac{\frac{1}{2} \int_{t_k}^{\infty} e^{-t} F(\theta) dt}{\frac{1}{2} \int_0^{\infty} F(\theta \leftarrow 90^\circ) dt} = \frac{F(\theta)}{F(\theta \leftarrow 90^\circ)} e^{-t_k}. \quad (6)$$

Поскольку измеряемая интенсивность рассеянного излучения $I(t, \theta, t_k)$ пропорциональ-

на потоку энергии γ -излучения, выходящего из плотной среды в воздух, введение поправочного коэффициента $\varepsilon(t_k, \theta)$ позволяет учитывать экранирующее воздействие коллиматора на интенсивность рассеянного излучения по формуле

$$I(t, \theta, t_k) = \varepsilon(t_k, \theta) I_0(t, \theta = 90^\circ, t_k = 0), \quad (7)$$

где $I_0(t, \theta = 90^\circ, t_k = 0)$ — интенсивность рассеянного γ -излучения на расстоянии t при угле раствора коллиматора $\theta = 90^\circ$ и $t_k = 0$. Значения этой функции получены при расчете по формуле (6) с учетом геометрического радиуса коллиматора $r = 15$ см и экспериментальных значений $I(t, \theta = 90^\circ, t_k)$. Результаты расчетов приведены на рис. 3, 4. Совпадение данных, рассчитанных по формуле (7) для других углов раствора коллиматора с использованием найденного значения $I_0(t, \theta = 90^\circ, t_k = 0)$, с экспериментальными данными составляет $\pm 20\%$.

В заключение авторы благодарят К. А. Лисицыну, Ю. В. Писарева, А. В. Кузнецова за помощь в работе и О. К. Сытину за предоставление возможности проведения экспериментов.

Поступила в Редакцию 6/VIII 1966 г.
В окончательной редакции 20/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 6, 332 (1959).
2. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
3. M. Berger, D. Raso. Radiation Res., 12, 20 (1960).
4. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 7, 359 (1959).
5. Д. Б. Позднеев. «Атомная энергия», 20, 317 (1966).
6. Б. П. Булатов, Е. А. Гарусов. «Атомная энергия», 5, 631 (1958).
7. J. Perkins. J. Appl. Phys., 26, 655 (1955).
8. E. Hayward, J. Hubbell. Phys. Rev., 93, 955 (1954).
9. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

О гидравлическом расчете системы охлаждения ядерного реактора

И. С. Коченов, О. Ю. Новосельский

Задачами гидравлического расчета активной зоны ядерного реактора, как правило, являются вычисление перепада давления в активной зоне, расчет дросселирования, необходимого для обеспечения заданного распределения расхода

теплоносителя по каналам активной зоны, и нахождение «фактического» распределения расхода теплоносителя без дросселирования или при частичном (неидеальном с точки зрения гидравлики) его выполнении. Кроме того, ги-

УДК 621.039.534

