

которое позволяет определить соотношение между интенсивностями излучений разных видов, соответствующее наименьшей суммарной мощности дозы при постоянном весе защиты.

В качестве примера найдем оптимальное соотношение между мощностью дозы от нейтронов (первый источник) и γ -квантов с энергией 7 Мэв (второй источник). Как это обычно бывает на практике, будем считать, что защитой от излучения первого источника является вода, второго — свинец. Поскольку толщину защиты в этом случае можно корректировать главным образом за счет внешних слоев, расположенных примерно на одинаковом расстоянии от источника излучения, то площади S_1 и S_2 с достаточным основанием можно считать равными. Из структуры формулы (8) легко видеть, что площадь участка защиты S можно тогда принять равной единице.

Используя соответствующие данные о сечениях выведения быстрых нейтронов и коэффициентах ослабления γ -квантов с энергией 7 Мэв, по формуле (1) получим:

$$q_{11} = 10 \text{ г}; \quad q_{12} = 104 \text{ г}; \quad q_{22} = 22,2 \text{ г}; \quad q_{21} = 39 \text{ г}.$$

Из соотношения (8) в этом случае легко определить

$$\frac{P_1^0}{P_1^0 + P_2^0} = 0,17. \quad (9)$$

Рассмотренный пример показывает, что при минимальном весе защиты мощность дозы нейтронов должна быть порядка 15—20% от полной мощности дозы проникающих излучений.

Поскольку в расчете использовали сечение выведения быстрых нейтронов, подразумевается, что в защите выполнены условия, необходимые для правомерного использования данной величины.

В настоящей задаче допустимо применение коэффициента ослабления узкого пучка γ -излучения, поскольку при корректировке толщины защиты вблизи оптимума практически можно пренебречь изменением фактора накопления, найденного для полной толщины защиты.

Другим характерным примером использования полученных соотношений может служить рассмотрение вопроса об оптимальном вкладе различных источников γ -излучения ядерно-энергетической установки в полную дозу проникающих излучений. Среди таких источников можно назвать γ -излучение активной зоны, захватное излучение железо-водных конструкций биологической защиты, γ -излучение активированной воды и т. д. Во всех этих случаях интенсивность излучения за защитой определяется в основном жесткой составляющей (с энергией около 7 Мэв) спектра γ -излучения.

Ввиду того, что указанные источники расположены в толще биологической защиты на различном расстоянии от поверхности, в большинстве случаев имеется возможность влиять в отдельности на вклад каждого из них в суммарную мощность дозы за защитой. При этом применима формула (6). Если условие оптимума (6) выполняется за счет корректировки одного и того же материала защиты (например, свинца), то величина qL имеет одинаковое значение для всех источников γ -излучения. В этом случае соотношение (6) дает

$$\frac{P_1^0}{S_1} = \frac{P_2^0}{S_2} = \dots \quad (10)$$

В частности, при рассмотрении плоской задачи следует обеспечивать равный вклад от всех основных источников γ -излучения ядерно-энергетической установки в суммарную мощность дозы проникающих излучений.

Помимо рассмотренных задач, наиболее часто встречающихся в практике расчета защиты, указанный метод оптимизации может быть распространен на другие частные случаи.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность Д. Л. Бродеру за проявленный интерес к работе.

Поступило в Редакцию 23/1 1963 г.

УДК 621.039.538+
550.835

Структура поля γ -излучения точечного изотропного источника в алюминии при барьерной геометрии

В. А. Воробьев

В последние годы опубликован ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению структуры поля γ -излучения локальных источников в барьерной геометрии [1, 2]. Подробные исследования дифференциального спектрально-углового распределения γ -квантов проводились главным образом лишь для точки, находящейся на граничной плоскости в основании нормали, опущенной из центра источника [3, 4]. Для решения многочисленных вопросов прикладной радиометрии (разведочная геофизика, защита от ионизирующих излучений и т. п.) необходимо знать структуру поля γ -излучения в условиях барьерной геометрии поглощающей среды.

В настоящей работе рассмотрено поле γ -излучения, образованное точечным изотропным источником (с энергией квантов E_0 , равной 0,661; 1,0; 1,38; 2,62 Мэв),

находящимся в полубесконечном поглотителе (алюминий) на глубине H , равной 0; 0,5; 1 и 2 свободных пробегов первичного излучения. Основная масса γ -квантов будет испускаться через поверхностную площадку, размеры которой из-за поглощения в материале рассеивателя (алюминий) не превышают 2-3 свободных пробегов, т. е. составляют несколько десятков сантиметров. Поэтому уже на расстояниях больше 1—2 м (наиболее распространенный случай) указанную площадку можно считать точечной и испускаемое ею излучение характеризовать лишь энергией γ -квантов E и азимутальным углом θ , отсчитываемым от нормали к поверхности рассеивателя.

Для определения спектрально-углового распределения γ -излучения, выходящего через границу раздела, был применен метод Монте-Карло [5].

Для удобства расчетов коэффициентов взаимодействия со средой, взятые из работы [6], аппроксимировались полиномами с точностью не хуже 10%.

Псевдослучайные числа генерировались электронно-вычислительной машиной по специально выбранной программе.

Каждый γ -квант прослеживался до тех пор, пока он не вылетал из среды или его энергия не падала ниже $0,03 \text{ Мэв}$.

Исследования показали, что вклад рассеянного излучения от глубоколежащих слоев в интегральную энергетическую интенсивность убывает экспоненциально и для $N > 2$ становится пренебрежимо мал.

Поэтому для экономии времени работы вычислительной машины γ -кванты, ушедшие на глубину больше 2 пробегов, считались поглощенными и не рассматривались.

В матрице конечных результатов градации по углам брались через 15° . В градации по энергии первые интервалы брались $0,03-0,05$ и $0,05-0,10 \text{ Мэв}$, а затем через $0,1 \text{ Мэв}$, кроме случая $E_0 = 2,62 \text{ Мэв}$, где, начиная с $E = 0,5 \text{ Мэв}$, ширина интервала была выбрана равной $0,25 \text{ Мэв}$.

литуда которого почти линейно убывает с ростом угла наклона θ с небольшим ($\sim 20^\circ$) провалом при $\theta \approx 40^\circ$. При изменении E_0 относительный вклад пика в альbedo, а также его абсолютная величина изменяются по закону, близкому к линейному*.

С ростом угла θ в отраженном излучении появляются более жесткие кванты, приводящие к образованию второго максимума (пика) в основном за счет однократно рассеянных квантов, с амплитудой, практически не зависящей от θ . Верхняя энергетическая граница пика соответствует максимально возможной в данном направлении энергии однократно рассеянных γ -квантов.

2. Были вычислены средние энергии отраженных γ -квантов в зависимости от угла наблюдения θ , а также средние энергии полного альbedo для каждого E_0 , т. е. величины

$$\bar{E}(E_0, \theta) = \frac{\int I(E_0, E, \theta) dE}{\int N(E_0, E, \theta) dE} = \frac{I(E_0, \theta)}{N(E_0, \theta)}$$

и

$$\bar{E}(E_0) = \frac{2\pi \int I(E_0, \theta) \sin \theta d\theta}{2\pi \int N(E_0, \theta) \sin \theta d\theta} = \frac{I(E_0)}{N(E_0)}$$

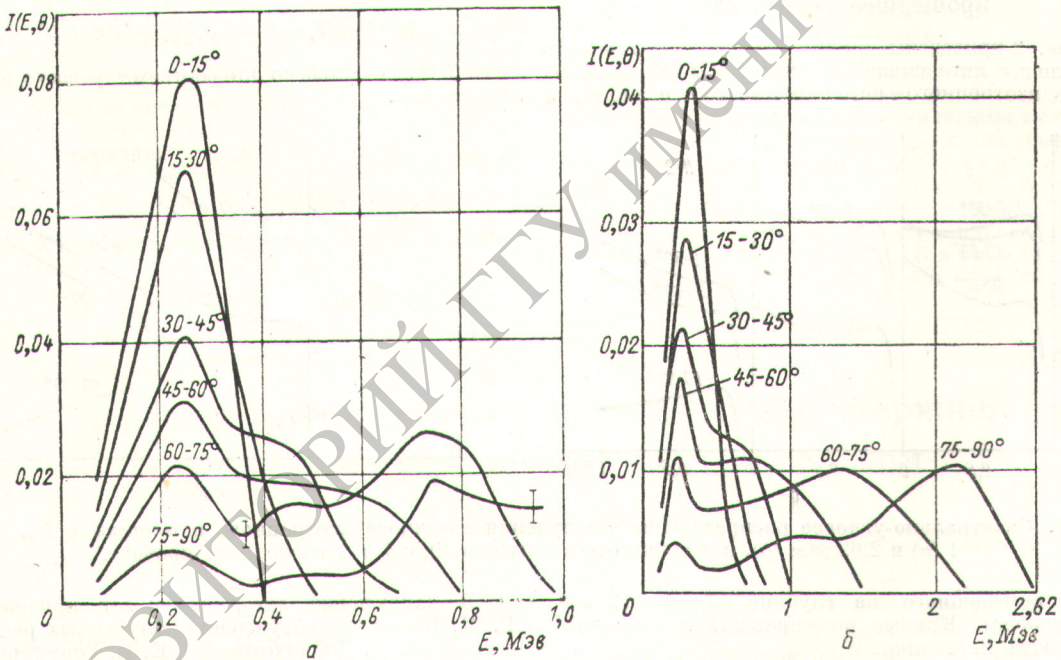


Рис. 1. Спектрально-угловое распределение интенсивности отраженного γ -излучения точечного изотропного источника с E_0 :

а — 1 Мэв ; б — $2,62 \text{ Мэв}$.

Результаты расчета альbedo

На рис. 1, а, б приведены кривые спектрально-углового распределения интенсивности отраженного γ -излучения $I(E_0, E, \theta) = EN(E_0, E, \theta)$ для E_0 , равной $1,0$ и $2,62 \text{ Мэв}$, нормированные к единичным потокам первичного излучения.

Анализируя результаты расчетов можно сделать следующие выводы:

1. Во всех энергетических распределениях γ -излучения имеется максимум (пик) при $E \approx 0,25 \text{ Мэв}$, амплитуда которого почти линейно убывает с ростом угла наклона θ с небольшим ($\sim 20^\circ$) провалом при $\theta \approx 40^\circ$. При изменении E_0 относительный вклад пика в альbedo, а также его абсолютная величина изменяются по закону, близкому к линейному*.

$\bar{E}(E_0, \theta)$ с ростом угла θ возрастает, причем наиболее быстро для $\theta > 60^\circ$. Для альbedo в вертикальном на-

* Расчет, проведенный с учетом отражения от верхнего полупространства (однородная среда), показывает, что благодаря наличию многократного альbedo, дающего вклад главным образом в мягкой области спектра, положение максимума пика смещается к $E \approx 0,1 \text{ Мэв}$ в соответствии с данными, полученными методом моментов [7].

правлении, т. е. при $\theta = 0^\circ$, $\bar{E}(E_0, \theta) \approx 0,2 E_0^{0,2}$, а при $\theta > 75^\circ$ $\bar{E}(E_0, \theta) \approx 0,5 E_0^{0,75}$.

Как показали расчеты, $\bar{E}(E_0) = 0,30 \sqrt{E_0}$ с точностью порядка нескольких процентов.

3. Угловое распределение полного числа отраженных γ -квантов на единицу телесного угла $N(E_0, \theta)$ мало зависит от первичной энергии, и для углов наблюдения $\theta < 70^\circ$ с точностью около 15% описывается

функцией $a e^{-\frac{\theta}{75}}$. Угловое распределение потока энергии на единицу телесного угла $I(E_0, \theta)$ для $\theta < 70^\circ$ при $E_0 > 2$ Мэв близко к изотропному (с небольшим спадом ~15% в области $\theta \sim 45^\circ$) и с уменьшением первичной энергии стремится к косинусоидальному.

4. Полное альbedo по числу частиц в рассматриваемом интервале первичных энергий может быть аппроксимировано функцией $R_N(E_0) = 0,41 \cdot E_0^{-0,2}$, а энергетическое альbedo $R_E(E_0) = 0,12 \cdot E_0^{-0,75}$. Полученные значения с точностью лучше 10% согласуются с результатами работы [1].

Гамма-излучение точечного источника, прошедшее сквозь слой

На рис. 2 приведены кривые спектрально-углового распределения интенсивности γ -квантов $I(E_0, E, \theta, H)$ точечного изотропного источника с E_0 , равной 1 и

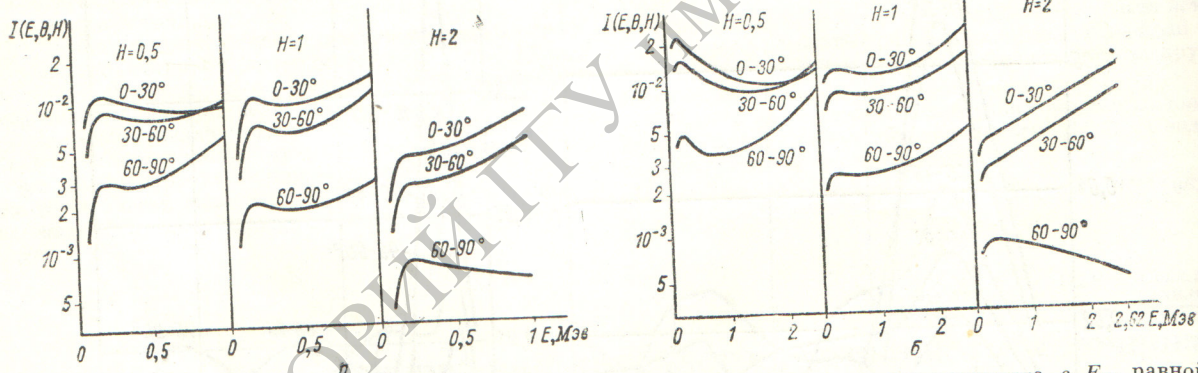


Рис. 2. Спектрально-угловое распределение γ -излучения точечного изотропного источника с E_0 , равной 1 (а) и 2,62 Мэв (б), находящегося на глубине 0,5; 1 и 2 свободного пробега.

2,62 Мэв, помещенного на глубине 0,5; 1 и 2 свободного пробега. Кривые нормированы к единичной интенсивности источника.

Анализ подобных графиков для набора первичных энергий и глубин приводит к следующим выводам: 1. В отличие от энергетического распределения γ -излучения в однородной среде спектр квантов, проходящих сквозь слой больше 1 пробега, практически не имеет пика в мягкой области.

2. Средние энергии рассеянных γ -квантов $\bar{E}(E_0, \theta, H)$ для глубин $H \leq 0,7$ растут с увеличением угла θ , достигая приблизительно $0,5 E_0$.

3. Для больших толщин поглотителя величина $\bar{E}(E_0, \theta, H)$ меняется сравнительно мало (~30%) и принимает максимальные значения порядка $0,4 E_0$ при углах $40 \leq \theta \leq 60^\circ$.

4. Угловая зависимость числа рассеянных квантов на единицу телесного угла слабо зависит от первичной

энергии и для $H \geq 0,5$ с точностью около 20% описывается линейной функцией H и θ . В частности, при $E_0 = 1$ Мэв для источника с единичной активностью $N(E_0, \theta, H) = \frac{0,27 - 0,1 H}{1 - \frac{\theta}{90}}$. Угловая характеристика

потока энергии рассеянных квантов $I(E_0, \theta, H)$ для $H = 0,5$ близка к косинусоидальной. С ростом H направленность несколько возрастает.

4. Полная интенсивность как по числу вылетающих рассеянных квантов $N(E_0, H)$, так и по их энергии $I(E_0, H)$ достигает максимума, если источник находится в поглотителе на глубине $H \approx \frac{1}{3}$ от границы раздела.

5. Отношения $N(E_0, H)$ и $I(E_0, H)$ к интенсивностям первичного излучения, имеющие характер интегральных факторов накопления $B_N(E_0, H) - 1$ и $B_E(E_0, H) - 1$, в рассматриваемом интервале глубин и энергий могут быть аппроксимированы с точностью около 10-15% зависимостями

$$B_N(E_0, H) - 1 = R_N(E_0) + 2,95 \cdot E_0^{-0,42} H,$$

$$B_E(E_0, H) - 1 = R_E(E_0) + 1,08 \cdot E_0^{-0,57} H,$$

где $R(E_0)$ — альbedo для соответствующего первичного излучения.

В заключение автор выражает признательность Р. М. Когану за обсуждение полученных результатов, а также З. Д. Доброхотовой и Е. Н. Горяниной за помощь в расчетах.

Поступило в Редакцию 6/VII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Berger, D. Raso. Radiation Res., 12, 20(1960).
2. M. Berger. J. Appl. Phys., 28, 1052 (1957).
3. Ю. А. Казанский. «Атомная энергия», 8, 432 (1960).
4. G. Whyte. Canad. J. Phys., 33, 96 (1955).
5. M. Berger. J. Res. Nat. Bur. Standards, 55, 343 (1955).
6. C. Davisson, R. Evans. Rev. Mod. Phys., 24, 79 (1952).
7. H. Goldstein, I. Wilkins. Calculation of Penetration of Gamma Rays. NYO-3075 (1954).