

ленном реакторе температура защиты почти одинакова во всех точках и равна температуре окружающего воздуха.

Температура наиболее горячей точки чугунной защиты, равная 49° С, при работе реактора на мощности 10 Мвт близка к температуре дистиллята в баке аппарата и колеблется при изменении последней. Температура же бетона не превышает температуру воды в баке аппарата.

Стационарные значения температуры графита тепловой колонны при работе реактора на уровнях мощно-

сти 1, 2, 5 и 10 Мвт показаны на рис. 3. Температура графита прямо пропорциональна мощности реактора и несколько колеблется в зависимости от условий работы вентиляций и температуры окружающего воздуха. Однако ее можно снизить на 50—80° С, охлаждая графит водяным контуром, который при нормальной работе реактора отключен.

Авторы весьма признательны научному руководителю Д. М. Каминкеру за помощь в работе.

Поступило в Редакцию БИП 1963 г

УДК 539.122.16

Структура γ -поля плоского изотропного источника Cs^{137}

В. А. Воробьев

Для решения многих практических задач радиометрии необходимо детально знать спектрально-угловую функцию, описывающую структуру γ -поля, образованного плоским изотропным источником. Однако в настоящее время в литературе указанная функция известна лишь для источника с первичной энергией $E_0 = 1$ Мэв, причем рассеянное излучение рассмотрено только в интервале энергий 0,477—0,864 Мэв [1]. В настоящей работе полуаналитическим методом Монте-Карло рассчитывалась спектрально-угловая функция рассеянного γ -излучения бесконечного плоского изот-

ропного источника Cs^{137} ($E_0 = 0,661$ Мэв) в воздушно-эквивалентной среде на расстоянии H (H равно 0,5; 1 и 2 свободным пробегам) от источника. Поверхностная плотность активности источника принималась равной 1 квант/см²·сек.

Принимая во внимание то, что плотность распределения γ -квантов в мягкой области спектра существенно выше, чем в жесткой, для выравнивания статистической точности результатов расчеты проводились в два приема: с обрезанием по минимальной энергии 0,15 и 0,05 Мэв. Кроме того, вводилось обрезание по оси

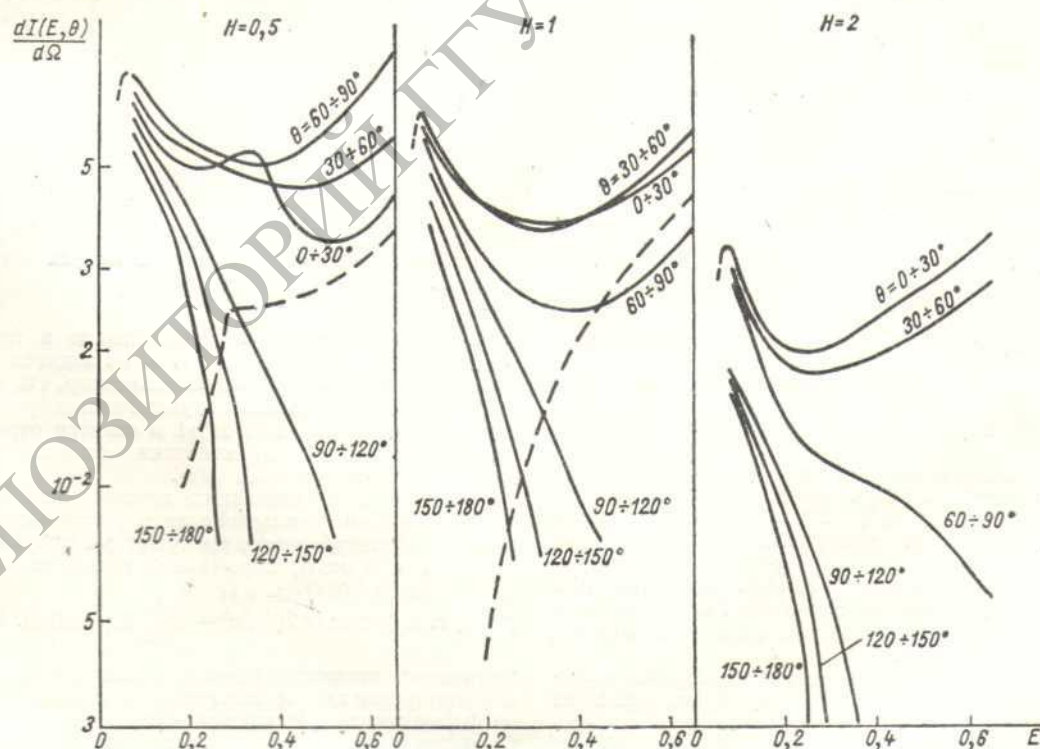


Рис. 1. Спектры энергетической интенсивности γ -излучения в разных интервалах углов θ на расстояниях 0,5; 1 и 2 свободных пробегов от плоскости источника. Пунктиром показаны спектры однократно рассеянных γ -квантов в направлении $\theta = 0$.

координат z (γ -кванты, уходящие от места наблюдения на расстояние больше четырех пробегов, считались поглощенными). В окончательном результате γ -кванты группировались в энергетических интервалах шириной $\Delta E = 0,05$ Мэв, а по полярному углу θ (отклонению от нормали к поверхности) ширина интервала $\Delta\theta$ принималась равной 15° в переднем полупространстве ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) и 30° в заднем ($90^\circ < \theta < 180^\circ$).

ного γ -излучения показал, что пик образован за счет γ -квантов первого поколения, рассеянных под углами $\sim 70^\circ$. Жесткий конец истинного спектра при наблюдении под углом $\theta = 0^\circ$ совпадает со спектром однократно рассеянных γ -квантов и по абсолютной величине пропорционален $e^{-H} H$, в случае же наблюдения под углами, отличными от нуля, он пропорционален $e^{-H \sec \theta} H \sec^2 \theta$.

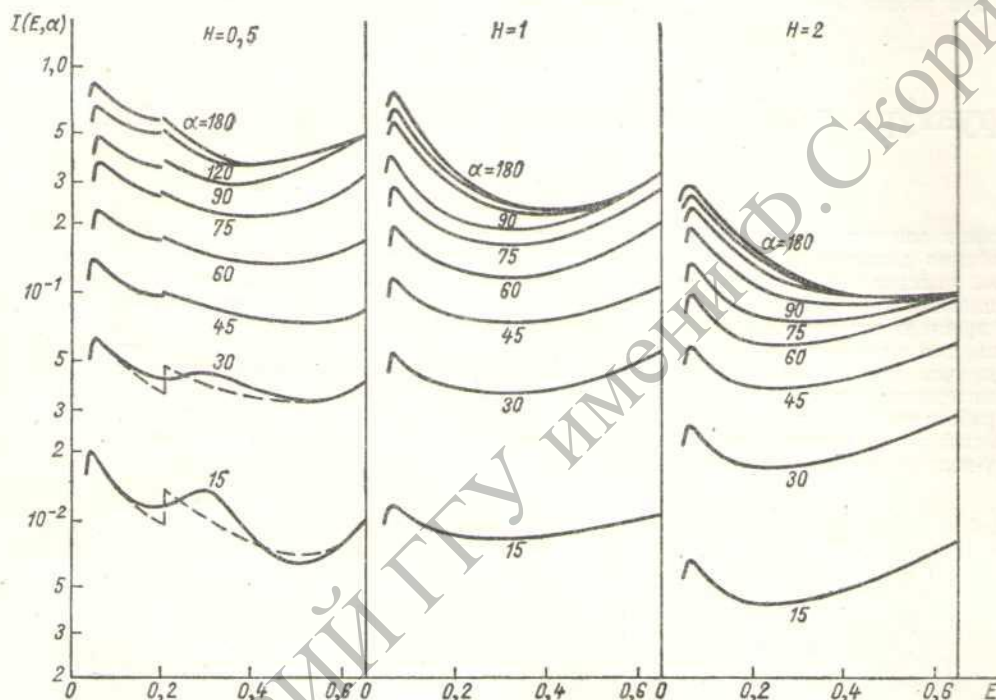


Рис. 2. Интегральные энергетические спектры γ -излучения, падающего внутри конуса с углом раствора α .

На рис. 1 приведены вычисленные спектры энергетической интенсивности $\frac{dI}{d\Omega} = E \frac{dN}{d\Omega}$ в Мэв/Мэв·стер·см² × сек для набора углов θ на расстояниях H , равных 0,5; 1 и 2.

На расстоянии $H=0,5$ от источника наибольший вклад от рассеянного излучения в единицу телесного угла вносится под углом $\theta \approx 75^\circ$. При этом интенсивность в жесткой области возрастает почти в три раза по сравнению с интенсивностью γ -излучения, падающего в направлении нормали ($\theta \approx 0^\circ$). На расстоянии $H=1$ максимум достигается при $\theta \approx 60^\circ$. С дальнейшим ростом H положение максимума смещается к $\theta \approx 0^\circ$ практически при $H \approx 2$.

В отличие от излучения жестких γ -квантов излучение в мягкой области ($E \lesssim 0,1$ Мэв) практически не зависит от угла наблюдения при $\theta < 90^\circ$.

На малых расстояниях от источника ($H \approx 0,5$) при наблюдении в направлении нормали ($\theta \approx 0^\circ$) в энергетическом спектре четко выделяется пик с максимумом в области $E \approx 0,3$ Мэв. Аналитический расчет спектрально-углового распределения однократно рассеян-

ных γ -излучения, приходящего в точку наблюдения под углами $\theta > 90^\circ$, т. е. из заднего полупространства, имеют падающий характер, и крутизна спектра резко возрастает с увеличением угла наблюдения, в частности, при $H > 1$ в спектре отраженного излучения ($\theta > 90^\circ$) практически остаются γ -кванты лишь с энергией $E < 0,4$ Мэв.

Во многих практических приложениях представляет интерес интегральный спектр γ -излучения, падающего в рассматриваемую точку внутри конуса с углом раствора α и осью, нормальной к поверхности источ-

ника, т. е. функция $I(E, \alpha) = \int_0^\alpha \frac{dI}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta$. На рис. 2

приведены соответствующие кривые. В рассматриваемом интервале глубин изменение H слабо сказывается на форме спектра. Исключение составляют малые глубины, где при $\alpha < 30^\circ$ выделяется пик однократно рассеяния.

При увеличении угла α свыше 90° в спектре γ -излучения наблюдается быстрый рост интенсивности в мягкой области.

В интегральной энергетической интенсивности вклад от γ -излучения, приходящего из заднего полупространства, составляет около 26% для H , равных 0,5 и 1, и падает до 21% при $H=2$. В интегральной интенсив-

данные об альbedo при разных углах падения γ -квантов [2].

Интегральный спектр γ -излучения плоского изотропного источника ($\alpha = 180^\circ$) можно сравнить с аналогичным спектром, полученным интегрированием γ -излучения точечных источников в однородной среде [3], для которых опубликованы подробные спектры, вычисленные методом моментов [4]. Результаты согласуются в пределах 10–15%.

При решении многих практических задач регистрируется γ -излучение лишь с энергией выше некоторого минимального значения. Для исследования влияния нижней энергетической границы обрезания на интегральную интенсивность γ -излучения, падающего в вертикальном конусе с углом раствора α , вычислялась функция

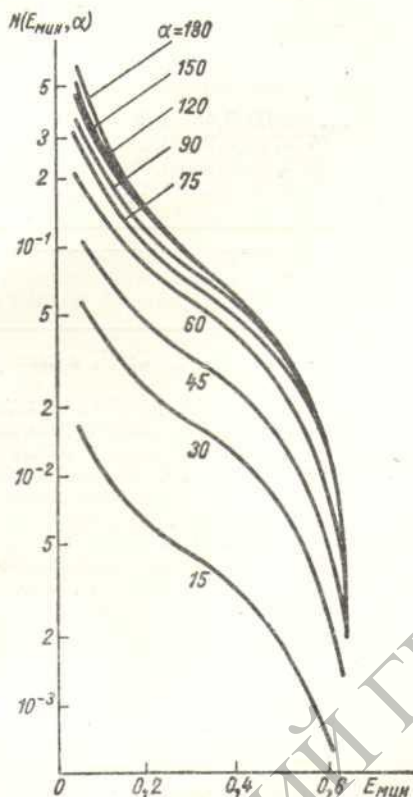


Рис. 3. Интегральная интенсивность γ -излучения с энергией выше $E_{\text{мин}}$ и $\theta < \alpha$ (расстояние от источника $H=2$).

ности по числу γ -квантов доля излучения из заднего полупространства составляет около 36% для H , равных 0,5 и 1, и 26% для $H=2$. Указанные значения хорошо подтверждаются расчетами вклада от излучения из заднего полупространства, если использовать

$$N(E_{\text{мин}}, \alpha) = \int_{E_{\text{мин}}}^{0,66} dE \int_0^\alpha \frac{dN}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Результаты расчетов приведены на рис. 3. Как видно из графиков, зависимость функции $N(E_{\text{мин}})$ от $E_{\text{мин}}$ для энергий $0,1 < E_{\text{мин}} < 0,4$ Мэв хорошо аппроксимируется экспонентой

$$N(E_{\text{мин}}) \sim e^{-E_{\text{мин}}/0,25}$$

Были рассчитаны факторы накопления по числу частиц и по энергии. В интервале рассматриваемых расстояний они с хорошей точностью описываются функциями $B_N = 1 + 9,6 H$ и $B_E = 1 + 2,7 \cdot H$, что хорошо согласуется с расчетами B_E методом моментов [5].

В заключение авторб лагодарит Р. М. Когана и И. М. Назарова за ценные замечания, а также Г. Н. Касьянову за помощь в расчетах.

Поступило в Редакцию 3/V 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Berger, J. Appl. Phys., 26, 1504 (1955).
2. M. Berger, D. Ras o. Radiation Res., 12, 20 (1960)
3. Р. М. К о г а н, Ш. Д. Ф р и д м а н: «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 4, 530 (1960).
4. H. Goldstein, J. Wilkins. Report NYO-3075, 1954.
5. Г. Г о л ь д ш т е й н. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

УДК 621.039.84 : 622.7 + 669.1

Методика выбора γ -излучателей для контроля плотности пульпы с атомными номерами ≤ 30

М. Л. Гольдин

Методы контроля плотности пульпы с помощью радиоактивных изотопов находят все более широкое применение в горнообогатительной промышленности, черной и цветной металлургии [1, 2], химической, угольной и других отраслях промышленности. Выбор источников γ -излучения для этих целей в основном определяется значениями периода полураспада изотопа и энергии испускаемых γ -квантов.

Для того чтобы исключить влияние изменений химического состава пульпы рудных и нерудных полезных ископаемых, содержащих элементы с атомными номерами ≤ 30 , следует применять изотопы, испускающие γ -кванты такой энергии, что их поглощение в веществе происходит только за счет комптон-эффекта.

В работе [3] было показано, что значение периода полураспада и количество γ -квантов, испускаемых на