



Распределение ионизации вдоль пучка γ -излучения и воспроизведение рентгена нормальными ионизационными камерами

К. К. Аглинцев, Г. П. Остроумова

Установлено, что ионизационный эффект, измеряемый в нормальных ионизационных камерах для воспроизведения рентгена в области γ -излучения, должен быть отнесен к точке пространства, смещенной от центра измерительного электрода камеры к источнику на величину $\sim 0,35 \frac{R_{\max}}{P}$. Поправка на смещение измерительного объема для γ -излучения Cs^{137} и Co^{60} соответственно равна 0,996 и 0,992.

Для измерения дозы излучения в рентгенах в области энергий 0,3—3 Мэв используются нормальные ионизационные камеры (рис. 1), работающие при повышенном давлении

носится значение измеренного ионизационного эффекта. Принято считать, что измеренный ионизационный ток пропорционален энергии излучения, поглощенной в измери-

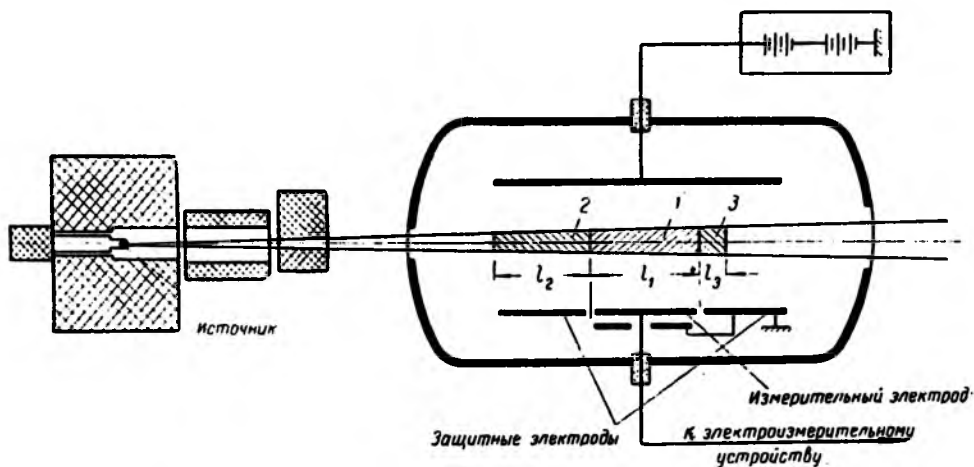


Рис. 1. Схема нормальной камеры для воспроизведения рентгена в области γ -излучений.

нии воздуха [1], [2]; через l_1 обозначена длина измерительного электрода. Измерение в камерах такого типа сводится к определению ионизационного тока и измерительного объема l .

Эталонный метод воспроизведения рентгена требует знания той точки, к которой от-

дельном объеме, а значение мощности дозы относится к центру измерительного электрода.

Ионизация в камере создается за счет электронов, возникающих не только в измерительном объеме, но и в объемах 2, 3, расположенных в пучке по ходу лучей до и после измерительного объема.

Расстояние l_2 между плоскостями, перпендикулярными оси пучка лучей, ограничивающими объем 2, равно $\frac{R_{\max}}{P}$, где $R_{\max}$ —

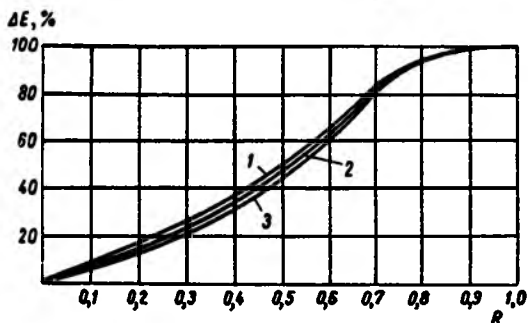


Рис. 2. Потеря кинетической энергии электронами вдоль пробега.
Энергия излучения в Мэв: 1—0,5—1,0; 2—0,1; 3—0,3.

максимальный пробег электронов, возникающих при поглощении измеряемого γ -излучения в воздухе и нормальном давлении, а P — давление воздуха в камере. Соответ-

зом, достаточно учитывать ионизацию за счет поглощения γ -лучей в объемах 1 и 2.

В настоящей работе установлено, что измеряемый ионизационный эффект должен быть отнесен к точке, смещенной от центра измерительного электрода к источнику излучения, а также определена величина этого смещения для γ -излучения Co^{60} и Cs^{137} . Расчеты основывались на знании пространственного и энергетического распределений электронов отдачи и знании изменения ионизирующей способности электронов вдоль пробега.

Результаты эксперимента с γ -излучением Co^{60} подтверждают правильность проведенных расчетов.

Потеря электронами энергии на ионизацию происходит неравномерно вдоль пробега. На рис. 2 приведены построенные по данным Спенсера [3] графики потери энергии ΔE на ионизацию электронами с энергиями 0,1—1 Мэв в зависимости от длины пробега R , условно принятой за единицу. Практически 100% энергии теряется электронами на пути, равном 0,9 R .

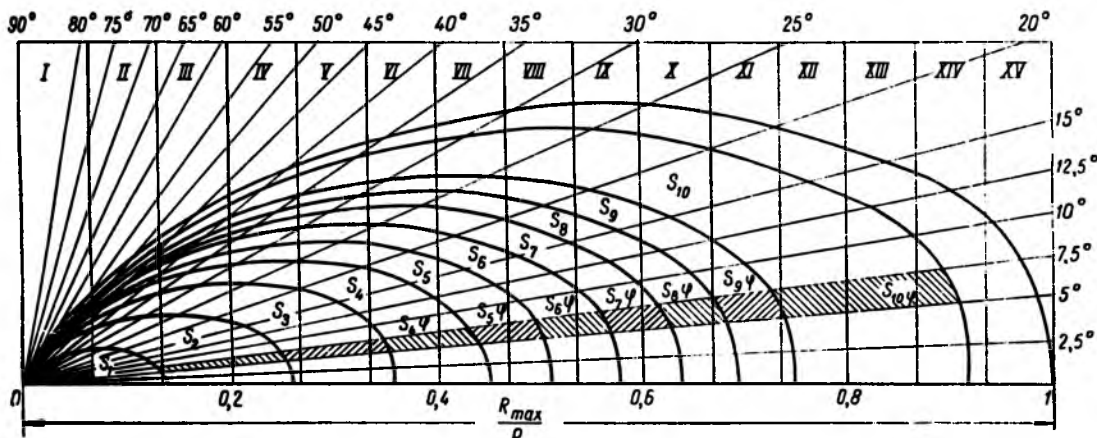


Рис. 3. Пробеги электронов отдачи, вылетающих под разными углами.

ственно l_3 — расстояние между плоскостями, перпендикулярными оси пучка лучей, ограничивающими объем 3. Ионизация за счет поглощения излучения в объеме 3 обусловлена исключительно электронами, испытавшими обратное рассеяние. Вследствие того, что обратное рассеяние в средах с низкими атомными номерами очень мало [3], вклад за счет ионизации из объема 3 будет незначителен и им можно пренебречь. Таким обра-

На рис. 3 в полярных координатах изображены относительные значения пробегов электронов, вылетающих под разными углами φ при поглощении γ -излучения Co^{60} в воздухе. За единицу принят пробег электронов, летящих под углом $\varphi=0^\circ$, равный $\frac{R_{\max}}{P}$; для $t=20^\circ$ с $R_{\max}=380$ см.

Для расчета каждый радиус-вектор (рис. 3) разбиваем на несколько участков,

например на 10, вдоль которых данным электроном теряется одна и та же доля его начальной энергии (10%). При этом предполагаем, что на выделенных отрезках потеря энергии происходит равномерно. Соединим границы соответственных участков на различных радиусах-векторах кривыми и обозначим через $S_1, S_2, \dots S_{10}$ площади, ограниченные построенными кривыми и нулевым радиусом-вектором. Каждую выделенную площадь S_n (на рис. 3 n имеет значения от 1 до 10) можно в свою очередь представить как сумму элементарных площадей $S_{n\varphi}$, ограниченных соседними радиус-векторами (φ_1, φ_2). Если все площади $S_{n\varphi}$ умножить на среднее число электронов N_φ , проходящих в интервале углов φ_1, φ_2 , то каждая из сумм этих произведений

$\sum_{\varphi=0^\circ}^{\varphi=90^\circ} S_{n\varphi} N_\varphi$ характеризует потерю энергии, равную 10% от полной энергии E всех электронов отдачи. Разделив нулевой радиус-вектор прямыми, перпендикулярными ему, на ряд равных отрезков, можно определить относительную потерю энергии dE_m на ионизацию всеми электронами отдачи на каждом выделенном участке m (на рис. 3 m имеет значения от I до XV). Измерив планиметром и умножив на N_φ все элементарные площади, попадающие на рассматриваемый участок, определим, какую

долю соответствующих сумм $\sum_{\varphi=0^\circ}^{\varphi=90^\circ} S_{n\varphi} N_\varphi$ они составляют. Результаты для γ -излучения Co^{60} и Cs^{137} представлены на рис. 4.

На рис. 4 площади, ограниченные кривыми и осью абсцисс, пропорциональны полной энергии E электронов отдачи.

Предположим, что через ионизационную камеру проходит узкий пучок лучей с интенсивностью излучения в центре камеры I_1 .

Разобьем измерительный электрод камеры на ряд элементарных участков dx , отстоящих от конца измерительного электрода на расстояниях x , причем x меняется от 0 до l . Ионизационный ток в элементарном объеме dV , соответствующем элементарному участку dx , обусловлен электронами, долетаю-

щими до выделенного объема. Относительная доля ионизации от электронов, возникающих на разных расстояниях от объема, будет разной. Относительное значение ионизационного тока в объеме dV , создаваемого электронами, летящими с разных центров локализации поглощения γ -квантов, будет меняться по кривым, которые являются зеркальным отражением от вертикали кривых рис. 4.

Обозначим через $x_0 + x$ координату точки,

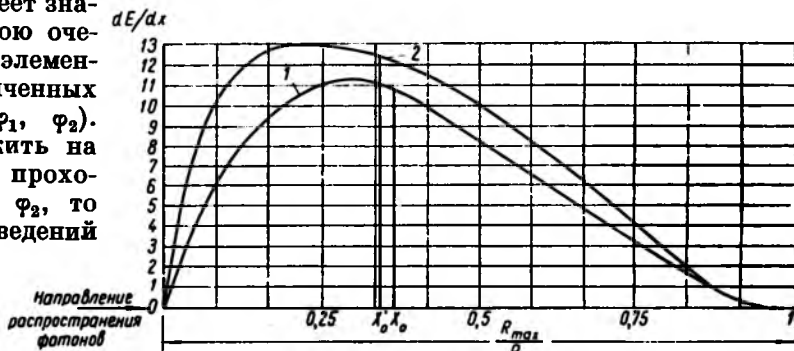


Рис. 4. Ионизационные потери $\frac{dE}{dx}$ вдоль направления распространения фотонов для электронов отдачи, возникающих при поглощении γ -квантов Co^{60} (кривая 1) и Cs^{137} (кривая 2).

смещенной на расстояние x_0 от объема dV ; x_0 определим из условия, что прямая, восстановленная в точке x_0 перпендикулярно направлению распространения фотонов, делит площадь, заключенную между осью абсцисс и кривыми 1 или 2 (рис. 4), пополам. Измерения показали, что для кривых 1 и 2 x_0 равно соответственно:

$$x_0 = 0,36 \frac{R_{\max}}{P}; \quad (1)$$

$$x'_0 = 0,34 \frac{R_{\max}}{P}. \quad (2)$$

Ионизационный ток в рассматриваемом объеме dV будет пропорционален $I_{(x_0+x)} S_{(x_0+x)} dx (\tau + \sigma_\beta)$, где $S_{(x_0+x)}$ — сечение пучка лучей со средневзвешенным значением интенсивности $I_{(x_0+x)}$; $(\tau + \sigma_\beta)$ — сумма линейных коэффициентов: фотоэлектрического поглощения и поглощения при некогерентном рассеянии.

Суммируя значение ионизационного тока для всех элементарных участков dx вдоль измерительного электрода, получаем, что измеренный ионизационный ток в камере пропорционален энергии излучения, поглощенной в объеме, смещенном по отно-

нению к измерительному объему на расстоянии x_0 , т. е. пропорционален

$$I\left(x_0 + \frac{l}{2}\right) S\left(x_0 + \frac{l}{2}\right) l(\tau + \sigma_3),$$

где $S\left(x_0 + \frac{l}{2}\right)$ — сечение пучка лучей на расстоянии x_0 от центра измерительного электрода.

Расчетные данные для Co^{60} проверялись экспериментально. Для этого в ионизационную камеру ставилась пластина из плексигласа толщиной 6 мм, в центре которой имелось отверстие. Пластина располагалась

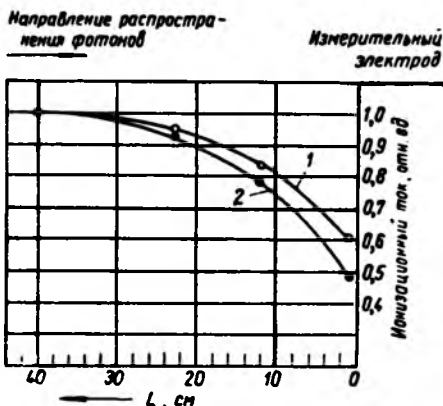


Рис. 5. Значение измеряемого ионизационного тока в камере для различных расстояний L между пластиной и электродом: 1 — экспериментальная кривая; 2 — исправленная экспериментальная кривая.

между источником излучения и измерительным электродом длиной 25 см перпендикулярно направлению распространения фотонов. Диаметр отверстия, равный 20 мм, был выбран так, чтобы пучок проходил, не задевая его стенок. Ионизационный ток, создаваемый γ -излучением Co^{60} , измерялся при различных расстояниях L между измерительным электродом камеры и пластиной. Давление воздуха P составляло в камере 9,5 атм. Результаты измерения представлены на рис. 5 (кривая 1). Значение ионизационного тока при $L=40$ см равнялось величине ионизационного тока без пластины. При уменьшении L до минимального значения (1 см) ток в камере уменьшался.

Отверстие пластины не позволило задерживать все электроны, возникающие в области, расположенной впереди нее. Мы изме-

рили добавочную ионизацию, создаваемую электронами, прошедшими через отверстие из пространства впереди пластины. Учитывая диаметр отверстия ограничивающей пластины и пространственное распределение энергии [4], переносимой в разных направлениях электронами, образующимися при поглощении γ -квантов Co^{60} , легко определить, какую долю измеряемого ионизационного тока J составляет добавочная ионизация для разных положений пластины. Введя в экспериментальную кривую 1 (рис. 5) поправку на проникновение электронов через отверстие пластины, получим кривую 2. Абсцисса точки, соответствующая ординате 0,5 и определяющая, таким образом, положение той точки x_0 , к которой должен относиться измеряемый эффект, оказывается равной примерно 1,5 см. Следовательно, экспериментальное определение дает смещение точки, к которой следует отнести измеряемый ионизационный ток, от центра измерительного электрода к источнику излучения. Это смещение составляет 14 см.

Расчет по соотношению (1) дает для смещения $x_0=14,5$ см, т. е. результаты расчета и опыта хорошо совпадают.

Из всего сказанного следует, что общепринятая методика измерения дозы γ -излучения при помощи нормальных ионизационных камер из-за неправильного учета поглощения γ -излучения в воздухе связана с систематической ошибкой. Чтобы избежать этой ошибки, необходимо учесть поглощение γ -излучения на участке x_0 между эффективной точкой поглощения γ -квантов и центром измерительного электрода; это достигается умножением измеренного значения ионизационного тока на коэффициент k , равный

$$k = e^{-\mu P x_0},$$

где μ — линейный коэффициент ослабления измеряемого излучения в воздухе при $P=1$ атм и $t=20^\circ\text{C}$.

Численное значение поправочного коэффициента k для Co^{60} равно 0,992 и для Cs^{137} — 0,996.

Поступила в Редакцию 1/IX 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Аглинцев, Ф. М. Караваев, А. А. Константинов, Г. П. Остроумова, Е. А. Хольнова. Атомная энергия, № 2, 55 (1956).
2. G. R. Grove. Res. Nat. Bur. Standards, 48, 147 (1952).
3. L. V. Spencer. Phys. Rev., 98, 1609 (1955).
4. G. M. Davisson and R. D. Evans. Rev. mod. Phys., 24, 107 (1952).