

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1964

А. К. КАМИНСКИЙ, Э. С. ЛОНСКИЙ

## РАСЧЕТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТОЛСТОСТЕННЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР

Излагается метод расчета чувствительности толстостенных ионизационных камер для измерения интенсивности  $\gamma$ -лучей с энергией  $0 < W < 100$  Мэв. Расчет производится без предположения о равновесии между  $\gamma$ -излучением и электронами в стенке камеры. Не делается также предположения о том, что толщина передней стенки больше среднего пробега электронов, образованных  $\gamma$ -квантами в стенке камеры. По этому методу была вычислена чувствительность алюминиевых и графитовых камер [1].

### Введение

В настоящее время во многих лабораториях для измерения интенсивности пучка из электронных ускорителей с максимальной энергией  $\gamma$ -квантов менее 100 Мэв используются толстостенные ионизационные камеры из различных материалов.

Толстостенная ионизационная камера представляет собой блок из однородного вещества, в котором имеется небольшая газовая полость. В полости помещен собирающий электрод для сбора ионов, образованных в газовой полости. Более подробно о выборе оптимальной конструкции камеры и материала для изготовления ее стенок изложено в [2].

Пучок  $\gamma$ -квантов, падая на переднюю стенку камеры перпендикулярно к ней, образует в ней поток быстрых электронов и позитронов за счет фотоэффекта, комптон—эффекта и образования электронно-позитронных пар. Такие электроны (их принято называть первичными), двигаясь в камере, тратят свою энергию на ионизацию атомов и тормозное излучение (незначительными потерями энергии на изменения в кристаллической структуре материала стенок можно пренебречь). Ионы, образованные в газовой полости, собираются при помощи электростатического поля, и суммарный ионизационный ток измеряется при помощи радиотехнической схемы. Кроме того,  $\gamma$ -кванты, рассеянные при комптоновских столкновениях и возникшие за счет тормозного излучения первичных электронов и аннигиляции позитронов, образуют поток вторичных электронов. Однако ионизация, создаваемая вторичными электронами, мала по сравнению с ионизацией от первичных электронов. Это позволяет применить приближенный метод расчета [3]. Сначала рассчитывается ионизация от первичных электронов, затем вычисляется поправка, обусловленная вторичными электронами. Расчет чувствительности таких камер проводился рядом авторов

(см., например, [1] и [2]). Нами проделан расчет чувствительности алюминиевых и графитовых ионизационных камер для большой области энергий  $\gamma$ -квантов ( $0 < W < 100$  Мэв) и увеличена точность расчета.

### Расчет вклада первичных электронов

Пусть на переднюю стенку камеры падает  $\gamma$ -квант с энергией  $W$ . В результате какого-то взаимодействия (фотоэффекта, комптон-эффекта или рождения электронно-позитронных пар)  $\gamma$ -квант образует электрон (или позитрон) с полной энергией  $E$ . Пусть доля энергии электрона, затраченная на ионизацию, равна  $\eta(E)$ . Остальная часть энергии электрона затрачена на тормозное излучение. Кроме того, наиболее быстрые электроны не останавливаются в стенке камеры, унося с собой часть энергии. Эта часть растет с уменьшением толщины передней стенки камеры и с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов. Доля энергии  $\eta(E)$  электрона, затраченная на ионизацию и возбуждение атомов, равна

$$\eta(E) = \frac{\int \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{столкн}} dx}{\int \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{столкн}} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{изл}} \right] dx}. \quad (1)$$

Здесь  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{столкн}}$  — потери энергии электрона с полной энергией  $E$  на единице пути, обусловленные столкновениями с атомами среды (потери на ионизацию и возбуждение атомов), а  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{изл}}$  — радиационные потери электрона на единице пути. Здесь и в дальнейшем мы выбираем в качестве единицы пути  $1 \text{ г/см}^2$ . Это удобно для сравнения результатов расчета различных камер, и, кроме того, в различных лабораториях графитовые камеры сделаны из графита с различной плотностью. В настоящей работе формула для  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{столкн}}$  используется с учетом поляризации и проводимости среды [4]. Влияние поляризации и проводимости среды начинает сказываться для графита и алюминия при энергиях электрона  $E < 1$  Мэв и растет с энергией. Для  $E = 25$  Мэв вклад этого эффекта в  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{столкн}}$  равен 16% для С и 17% для Al, для  $E = 50$  Мэв он равен соответственно 20 и 22%. Для камер со стенками из материала с большим атомным номером роль этой поправки, не учтенной в других работах, еще больше. Мы учитывали также различие ионизационных потерь для позитрона и электрона [4]. В области энергий  $1 \text{ Мэв} < E < 100 \text{ Мэв}$  потери электрона на ионизацию примерно на 2% больше, чем потери позитрона. Поэтому  $\eta(E)$  будет различной для электрона и позитрона.

Радиационные потери  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{изл}}$  брались с учетом произвольного экранирования поля ядра атомными электронами и кулоновских поправок [5]. Различием  $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{изл}}$  для электрона и позитрона можно пренебречь.

При малых энергиях  $W$   $\gamma$ -квантов, когда средний пробег  $R(E)$  наиболее быстрых электронов, образованных  $\gamma$ -квантами, меньше толщины  $T$  передней стенки, как предполагалось в [3], интегрирование в формуле (1) ведется по всему пути электрона с полной энергией  $E$ .

Так как из-за многократного рассеяния путь электронов в стенке камеры неизвестен, перейдем в (1) к интегрированию по энергии электрона. После простых преобразований получим

$$\eta(E) = \frac{1}{E - \mu} \int_{\mu}^E \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}} dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}}} \quad (2)$$

( $\mu=0,511$  Мэв — энергия  $\mu$ -покоя электрона). При больших энергиях  $E$ -электрона  $R(E)$  становится больше, и интегрирование в числителе (1) необходимо производить по той части пробега электрона, которая

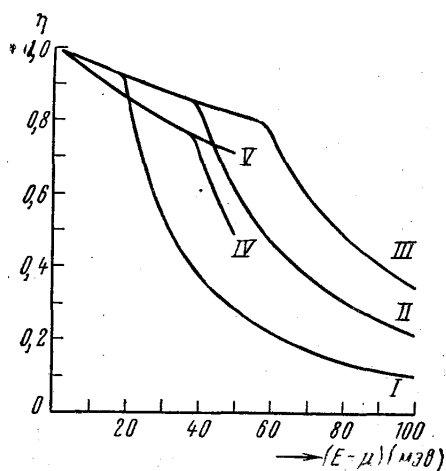


Рис. 1. Доля энергии  $\eta(E)$  электрона, затраченная на ионизацию в зависимости от кинетической энергии  $E-\mu$  электрона. Кривые I, II, III — для графитовой камеры с  $T_1=8,35$  г/см<sup>2</sup>,  $T_2=16,7$  г/см<sup>2</sup>,  $T_3=25$  г/см<sup>2</sup> соответственно, IV — для алюминиевой камеры с  $T_1=5$  см, V с  $T_2=7,5$  см и  $T_3=10$  см. Изломы на кривых происходят при  $R(E)=T$

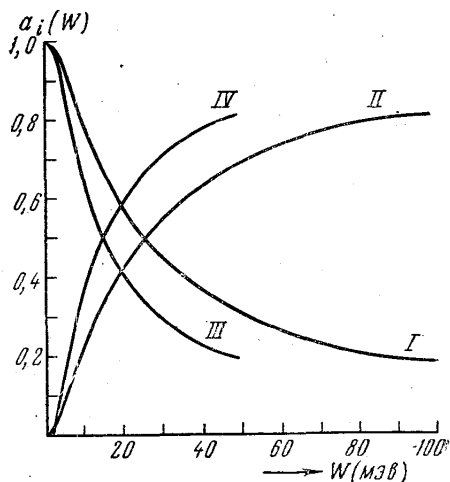


Рис. 2. Относительные вероятности комптон-эффекта  $a_k(W)$  и образования электронно-позитронных пар  $a_n(W)$  в Al и C: I —  $a_k(W)_C$ , II —  $a_n(W)_C$ , III —  $a_k(W)_{Al}$ , IV —  $a_n(W)_{Al}$ . Величина  $a_{\phi}(W)$  на графике не нанесена, так как она существенна лишь при  $W < 1$  Мэв

укладывается в стенке камеры. Перейдя к интегрированию по энергии, получим для  $R(E) > T$

$$\eta(E) = \frac{1}{E - \mu} \int_{E_1}^E \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}} dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}}} \quad (3)$$

Здесь  $E_1$  — энергия электрона с начальной энергией  $E$  после прохождения толщины  $T$  материала стенки. Таким образом,  $\eta(E)$  будет различной для разных толщин передней стенки камеры. Отметим, что  $\eta(E)$ , определенная формулами (1), (2) и (3), является максимальной возможной долей энергии электрона, затраченной на ионизацию. Такую часть своей энергии электрон потеряет в том случае, если он будет образован в самом начале пути  $\gamma$ -кванта в стенке камеры. Тот факт,

что электроны образуются по всей глубине передней стенки, будет учтен ниже.

В результате единичного столкновения любого типа  $\gamma$ -квант теряет на ионизацию долю энергии, равную

$$\frac{E}{W} \eta(E). \quad (4)$$

Зная энергетический спектр  $n_0(W, E)$  электронов, образованных  $\gamma$ -квантом в стенке камеры, можем вычислить среднюю долю энергии  $\gamma$ -кванта, идущую на ионизацию:

$$F(W) = \frac{\int \frac{E}{W} \eta(E) n_0(W, E) dE}{\int n_0(W, E) dE}. \quad (5)$$

Интегрирование ведется по всем возможным значениям энергии  $E$ . Энергетический спектр электронов  $n_0(W, E)$ , образованных  $\gamma$ -квантами с энергией  $W$  в стенке камеры, пропорционален суммарному эффективному сечению  $\sigma(W, E)$  образования электрона с энергией от  $E$  до  $E+dE$ :

$$n_0(W, E) = \text{const } \sigma(W, E), \quad (6)$$

где

$$\sigma(W, E) = \sigma_k(W, E) + \sigma_\phi(W, E) + \sigma_n(W, E). \quad (7)$$

Здесь  $\sigma_k(W, E)$ ,  $\sigma_\phi(W, E)$  и  $\sigma_n(W, E)$  — эффективные сечения образования электрона с энергией  $E$   $\gamma$ -квантом с энергией  $W$  в стенке камеры в результате комптон—эффекта; фотоэффекта и образования пар соответственно. Эффективное сечение пар использовалось с учетом произвольного экранирования и кулоновских поправок и было получено численным интегрированием формулы [5]. Образование пар в поле атомных электронов учитывалось заменой множителя  $z^2$  в формуле [5] на  $z(z+1)$ . Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами для коэффициента поглощения  $\gamma$ -квантов в Al и C [6].

Подставив (6) и (7) в (5) и разбив интеграл (5) на 3 части, так как пределы интегрирования в (5), определяемые законами сохранения, различны для трех процессов, получим

$$F(W) = a_k(W) F_k(W) + a_\phi(W) F_\phi(W) + a_n(W) F_n(W), \quad (8)$$

где

$$a_i(W) = \frac{\int \sigma_i(W, E) dE}{\int \sigma(W, E) dE} = \frac{\sigma_i(W)}{\sigma(W)}, \quad (9)$$

$$(i = k, \phi, n)$$

$$F_k(W) = \frac{\int_{\mu}^{W+\mu - \frac{\mu W}{2W+\mu}} E \eta(E) \sigma_k(W, E) dE}{W \sigma_k(W)}, \quad (10)$$

$$F_n(W) = \frac{\int_{\mu}^{W-\mu} E [\eta(E) + \eta_1(E)] \sigma_n(W, E) dE}{W \sigma_n(W)} \quad (11)$$

(величина  $F_{\phi}(W)$  будет определена ниже). Величины  $a_k(W)$ ,  $a_{\phi}(W)$  и  $a_n(W)$  (рис. 2) являются относительными вероятностями трех процессов

$$(a_k(W) + a_{\phi}(W) + a_n(W) = 1),$$

они зависят лишь от материала стенки камеры и не зависят от ее толщины. При этом  $a_{\phi}(W)$  существенна лишь при  $W < 1$  Мэв, когда потерями энергии на излучение можно пренебречь и положить  $F_{\phi}(W) = 1$ , так как при энергиях электрона  $E < 1$  Мэв вся энергия электрона тратится на ионизацию. Величина  $\eta_1(E)$  имеет тот же смысл для позитрона, что и  $\eta(E)$  для электрона (они отличаются примерно на 2%). В формуле (11) использована симметрия эффективного сечения образования пар по энергии электрона и позитрона. Значения

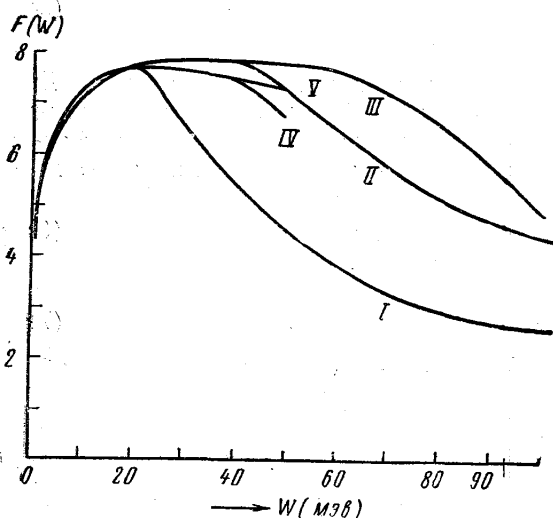


Рис. 3. Средняя доля  $F(W)$  энергии  $\gamma$ -кванта, идущая на ионизацию в результате единичных столкновений, вычисленная по формулам (8—11). Обозначения кривых те же, что и на рис. 1. (На графике нанесена величина  $10F(W)$ .)

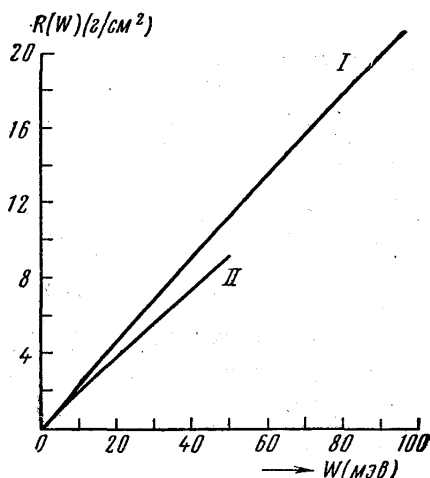


Рис. 4. Средние пробеги  $R(W)$  электронов, образованных  $\gamma$ -квантами с энергией  $W$  в графите (I) и алюминии (II). Значения  $R(W)$  вычислены теоретически [8]

$F(W)$ , полученные численным интегрированием по формулам (8—11), представлены на рис. 3.

Определим теперь долю энергии  $\gamma$ -кванта  $S_0(W)$ , теряемую на ионизацию на единице пути в стенке камеры в результате однократных столкновений  $\gamma$ -кванта. Пусть интенсивность пучка, падающего нормально на переднюю стенку камеры, равна единице. Интенсивность пучка на глубине  $x$  равна тогда  $e^{-\tau(W)x}$ , где  $\tau(W)$  — полный коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов с энергией  $W$ . Если бы пробег электронов в стенке был равен 0, то в слое  $dx$  на глубине  $x$  в стенке камеры доля энергии  $\gamma$ -кванта, теряемая на ионизацию, равнялась бы

$$F(W) \tau(W) e^{-\tau(W)x} dx. \quad (12)$$

Для учета конечного пробега электронов удобно воспользоваться средним пробегом  $R(W)$  электронов, образованных  $\gamma$ -квантом с энергией  $W$  в стенке камеры. Величина  $R(W)$  может быть определена экспериментально и вычислена теоретически. В работе [7] приведены результаты измерений и расчетов  $R(W)$  в Al для  $0 < W < 25$  Мэв.

Нами были рассчитаны [8]  $R(W)$  в Al для  $0 < W < 50$  Мэв и в C для  $0 < W < 100$  Мэв. Были использованы последние данные по среднему

пробегу  $R(E)$  моноэнергетических электронов с энергией  $E$  в Al и C, усреднение производилось по первоначальному спектру электронов. Результаты расчета  $R(W)$  воспроизведены на рис. 4.

При малых энергиях  $\gamma$ -кванта, когда средний пробег электронов  $R(W)$  меньше толщины передней стенки камеры, электроны попадают в газовую полость в основном из слоя толщины  $R(W)$ . При  $R(W) > T$  в ионизационный ток в камере вносят существенный вклад электроны, образующиеся по всей толщине передней стенки. Ионизационные потери электрона в рассматриваемой области энергий слабо изменяются

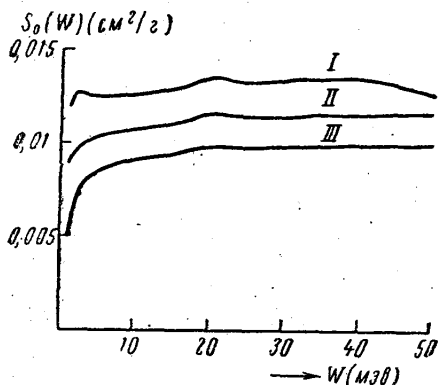


Рис. 5. Чувствительность  $S_0(W)$  алюминиевой камеры, обусловленная первичными соударениями. I, II и III соответствуют  $T_1=5$  см,  $T_2=7,5$  см и  $T_3=10$  см

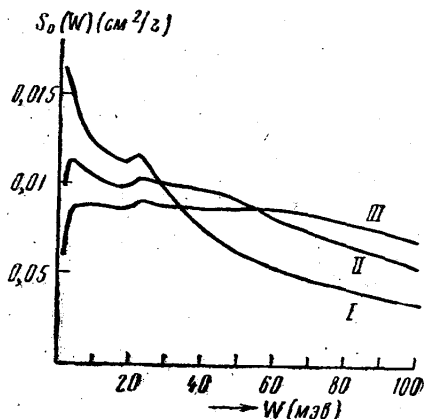


Рис. 6. Часть чувствительности  $S_0(W)$  графитовой камеры, обусловленная первичными соударениями. I, II и III соответствуют  $T_1=8,35$  г/см<sup>2</sup>,  $T_2=16,7$  г/см<sup>2</sup>,  $T_3=25$  г/см<sup>2</sup>

вдоль следа электрона, поэтому средняя доля энергии  $\gamma$ -кванта, теряемая на ионизацию на единице пути в камере в результате единичных столкновений, с учетом конечного пробега электронов в стенке, может быть приближенно вычислена по формулам:

$$S_0(W) = \frac{1}{R(W)} \int_{T-R(W)}^T F(W) \tau(W) e^{-\tau(W)x} dx = \frac{1}{R(W)} F(W) e^{-\tau(W)T} (e^{\tau(W)R} - 1) \quad (13)$$

для  $R(W) < T$

и

$$S_0(W) = \frac{1}{T} \int_0^T F(W) \tau(W) e^{-\tau(W)x} dx = \frac{1}{T} F(W) e^{-\tau(W)T} (e^{\tau(W)T} - 1) \quad (14)$$

для  $R(W) > T$ .

При небольших толщинах  $T$  и энергиях  $W$  расчеты по формулам (13) и (14) отличаются мало, однако для графитовой камеры с  $T=25$  г/см<sup>2</sup> при  $W \approx 100$  Мэв результаты расчета по формуле (14) более чем на 10% ниже, чем результаты счета по формуле (13). Результаты расчета  $S_0(W)$  по формулам (13) и (14) представлены на рис. 5 и 6.

## Учет вторичных электронов и других поправок

Величина  $S_0(W)$ , вычисленная по формулам (13) и (14), представляет собой главную часть чувствительности камеры, обусловленную первичными столкновениями. Вычислим теперь вклад вторичных электронов. При небольших энергиях падающих  $\gamma$ -квантов главной поправкой к  $S_0(W)$  является поправка  $S_1(W)$ , обусловленная вторичными электронами, образованными  $\gamma$ -квантами, испущенными при комптон—эффекте. Средняя энергия вторичных  $\gamma$ -квантов, образовавшихся при комптон—эффекте, значительно ниже энергии первичных  $\gamma$ -квантов. При энергии первичных  $\gamma$ -квантов  $W=100$  Мэв средняя энергия вторичных квантов в графите равна 20 Мэв. Пробеги электронов, образованных  $\gamma$ -квантом с энергией до 20 Мэв, меньше любой из толщин передней стенки, для которых производится расчет, поэтому расчет  $S_1(W)$  будем производить в предположении, что  $R(W') < T$ , как это сделано в [3].

Пусть опять интенсивность падающего нормально на переднюю стенку камеры  $\gamma$ -излучения равна 1. Пусть первичный  $\gamma$ -квант с энергией  $W$ , пройдя расстояние  $x$  в передней стенке без столкновений, испытывает комптоновское столкновение в объеме  $dV$  и, пройдя расстояние  $r$  в новом направлении под углом  $\theta$  к предыдущему, достигает газовой полости. Интенсивность неотклоненного потока на глубине  $x$  равна

$$I(W, x) = e^{-\tau(W)x} = e^{-\tau(W) \cdot (T-r\nu)}, \quad (15)$$

где  $\nu = \cos \theta$ .

Энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта  $W' = W - E$  однозначно связана с углом рассеяния  $\theta$  соотношением

$$\frac{W}{W'} = 1 + \frac{W}{\mu} (1 - \nu). \quad (16)$$

Угловое распределение интенсивности вторичных  $\gamma$ -квантов выражается формулой

$$\psi(\nu) = \frac{W'}{W} \sigma_k(W, \nu) = \frac{1}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1 + \nu^2}{\left[ 1 + \frac{W}{\mu} (1 - \nu) \right]^3} + \frac{\frac{W^2}{\mu^2} (1 - \nu)^2}{\left[ 1 + \frac{W}{\mu} (1 - \nu) \right]^4} \right\}. \quad (17)$$

Через  $r_0$  обозначен классический радиус электрона. Вклад вторичных  $\gamma$ -квантов, однократно рассеянных в объеме  $dV$ , содержащем  $NZ$  электронов в  $см^3$ , на глубине  $T$  в направлении падающего излучения равен

$$dI' = INZ dV \frac{\nu \psi(\nu)}{r^2} e^{-\tau(W')r}. \quad (18)$$

Подставив  $dV = 2\pi r^2 dr d\nu$  в (18) и проинтегрировав, получим

$$I' = 2\pi NZ e^{-\tau(W)T} \int_0^1 \frac{\psi(\nu)}{\omega(\nu)} [1 - e^{-\omega(\nu)T}] d\nu, \quad (19)$$

где

$$\omega(\nu) = \frac{\tau(W') - \nu\tau(W)}{\nu}$$

Воспользовавшись тем, что пробеги вторичных электронов малы, можем вычислить вклад вторичных электронов, образованных  $\gamma$ -квантами, претерпевшими однократные комптоновские столкновения, в чувствительность камеры по формуле, аналогичной формуле (12)

$$S'(W) = 2\pi NZ e^{-\tau(W)T} \int_0^1 \frac{\Psi(\nu)}{\omega(\nu)} (1 - e^{\omega(\nu)T}) \tau(W') F(W') d\nu. \quad (20)$$

Формула (20) не учитывает конечности пробега вторичных электронов, однако максимальная ошибка в  $S'(W)$  за счет этого равна примерно 5%, что дает лишь доли процента в суммарную чувствительность. В формуле (19) не учитываются фотоны, которые рассеиваются

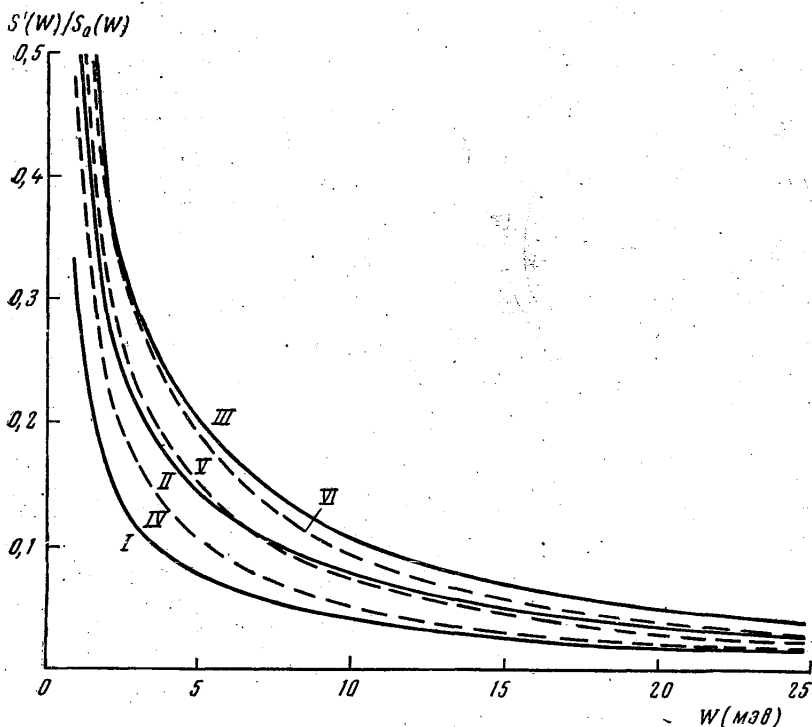


Рис. 7. Отношение  $S'(W)/S_0(W)$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -кванта. I, II, III отвечают графитовой камере с  $T_1, T_2$  и  $T_3$ . IV, V и VI — алюминиевой камеры с  $T_1, T_2, T_3$

в обратном направлении, однако их вклад в чувствительность мал, так как эксперименты [9] показывают, что вклад задней стенки в ионизационный ток в камере мал. При расчете рассеянной интенсивности (19) учитывался лишь нормальный компонент потока. Однако при больших энергиях  $\gamma$ -кванта  $\nu \approx 1$ , а при энергиях меньше 1 Мэв, когда большинство вторичных фотонов вылетает под большими углами, этим компенсируется выход вторичных  $\gamma$ -квантов из стенки камеры до того, как они достигнут полости. Роль  $S'(W)$  убывает с увеличением  $W$  (рис. 7)



и с уменьшением толщины передней стенки. Чувствительность камеры с учетом вторичного комптон—эффекта равна

$$S(W) = S_0(W) + S'(W). \quad (21)$$

Графики чувствительности  $S(W)$  приведены в работе [1]. Была произведена также оценка вклада в ионизационный ток в камере  $\gamma$ -квантов, претерпевших двукратное комптоновское рассеяние. Как показывают расчеты (рис. 8), вклад вторичного комптон—эффекта существен лишь при энергиях  $\gamma$ -квантов  $W < 2$  Мэв, превышая 2% при  $W \approx 0,2$  Мэв.

В настоящей работе учтен также вклад в чувствительность камеры фотоядерных реакций в передней стенке камеры. В области гигантского резонанса поглощение  $\gamma$ -квантов в результате фотоядерных реакций ( $\gamma, p$ ) и ( $\gamma, n$ ) составляет несколько процентов от общего коэффициента поглощения  $\tau(W)$   $\gamma$ -квантов. Фотопротоны, образованные  $\gamma$ -квантами в стенке камеры, приходят в газовую полость из очень тонкого слоя передней стенки, так как они сильно тормозятся в стенке. Однако их ионизирующая способность значительно больше, чем у электронов. Поэтому в области гигантского резонанса вклад фотопротонов в ионизационный ток в камере может достигать нескольких процентов. Проведенный нами детальный расчет ионизационного тока в камере, создаваемого фотопротонами, показал, что для приближенного учета этого тока

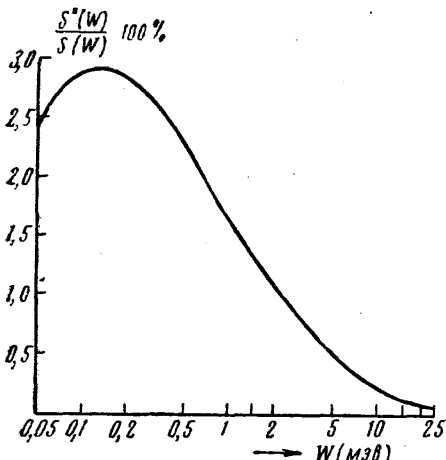


Рис. 8. Отношение части  $S''(W)$  чувствительности алюминиевой камеры, обусловленной двукратными комптоновскими столкновениями к  $S(W) = S_0(W) + S'(W)$

достаточно заменить в формулах (12), (13) и (14) электронный коэффициент поглощения  $\tau(W)$  на полный (электронный и фотоядерный) коэффициент поглощения. При расчете использованы экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций, приведенные в работе [6]. Учет влияния фотоядерных реакций приводит к появлению на кривых чувствительности камеры (см. рис. 5 и 6) «горбов» в районе 20 Мэв.

### Ионизационный ток в камере

Если интенсивность  $\gamma$ -излучения, падающего нормально на переднюю стенку камеры, равна  $I(W)$ , то ионизационный ток в камере вычисляется по формуле

$$J(W) = e \frac{I(W)}{\omega} \bar{r}(W) \rho S(W) V, \quad (22)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\omega$  — средняя энергия, необходимая для образования одной пары ионов в газе-наполнителе,  $\rho$  — плотность газа-наполнителя,  $V$  — объем газовой полости камеры. Усредненное по спектру электронов отношение тормозных способностей газа-наполни-

теля и материала стенок камеры  $\bar{r}(W)$  может быть вычислено по формуле

$$\bar{r}(W) = \frac{\int \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн. } Z}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн. газ}}} n(W, E) dE}{\int n(W, E) dE} \quad (23)$$

Энергетический спектр  $n(W, E)$  электронов, пересекающих полость камеры, зависит не только от энергии  $W$   $\gamma$ -кванта и атомного номера материала стенки, но и от толщины передней стенки камеры. Расчет таких спектров представляет собой сложную задачу. В настоящее время имеются лишь грубо приближенные расчеты, основанные на каскадной теории, и расчеты [10], выполненные в предположении, что имеется равновесие между  $\gamma$ -квантами и электронами. При небольших толщинах передней стенки для приближенных расчетов может быть использован первоначальный спектр  $n_0(W, E)$  электронов, образуемых  $\gamma$ -квантом в передней стенке. С увеличением толщины передней стенки в  $n(W, E)$  существенно уменьшится лишь относительное число электронов крайне малых энергий за счет торможения их в стенке. Потери энергии электронов в интересующей нас области энергий практически полностью обусловлены ионизацией атомов среды, а ионизационные потери слабо зависят от энергии электрона, резко возрастают лишь при малых энергиях электрона.

Величина  $\bar{r}(W)$  слабо зависит от энергии  $\gamma$ -кванта, поэтому в первом приближении можно пренебречь этой зависимостью и воспользоваться формулами (2) и (3) из [1].

Отметим, что расчет чувствительности камер производился в предположении, что камера помещена в центр  $\gamma$ -пучка и размеры пучка не меньше диаметра газовой полости в камере. Это требование выполняется при условии

$$\frac{\mu}{W_{\max}} l \gtrsim d, \quad (24)$$

где  $l$  — расстояние от мишени ускорителя до ионизационной камеры,  $d$  — диаметр газовой полости в камере,  $W_{\max}$  — верхняя граница энергетического спектра  $\gamma$ -квантов.

Если камера облучается не монохроматическими  $\gamma$ -квантами, а пучком интенсивности  $I(W_{\max})$  из ускорителя с энергетическим спектром  $\varphi(W_{\max}, W)$ , то ионизационный ток в камере вычисляется по формуле

$$J(W_{\max}) = I(W_{\max}) \frac{\frac{e}{w} \rho V \int_0^{W_{\max}} S(W) \bar{r}(W) \varphi(W_{\max}, W) W dW}{\int_0^{W_{\max}} \varphi(W_{\max}, W) W dW} \quad (25)$$

### Выводы

Изложенный выше метод был использован для расчета чувствительности толстостенных ионизационных камер из алюминия для  $0 < W < 50$  Мэв и графита для  $0 < W < 100$  Мэв для трех различных тол-

щин передней стенки [1]. Большая трудоемкость расчета делает необходимым использование вычислительных машин. По созданным программам можно производить расчет и для камер с другими материалами стенок и другими газами-наполнителями.

Приведенные в работе кривые рассчитаны при помощи быстродействующей электронно-счетной машины «Стрела» с точностью до 1%. Однако при расчете использован ряд величин, известных в настоящее время с худшей точностью (сечения образования пар, пробеги электронов), что не позволило достичь точности расчета чувствительности камер выше 3—5%.

В настоящее время заканчивается численное интегрирование величин  $\bar{\tau}(W)$  и  $J(W_{\max})$  по формулам (23) и (25), результаты расчета будут опубликованы в следующей статье. Будет произведена также экспериментальная проверка точности расчета путем сравнения показаний алюминиевых и графитовых камер с различными толщинами передней стенки.

При энергиях  $\gamma$ -квантов  $W > 100$  Мэв, по-видимому, целесообразно использовать калориметр или квантометр, так как точность градуировки их может быть доведена до 2—3% [10], а градуировка их менее трудоемка.

В заключение выражаем искреннюю благодарность Ю. М. Широкову и Л. Е. Лазаревой за постоянный интерес и ценное обсуждение результатов работы. Благодарим также М. И. Кабанова за помощь в программировании формул для счета на машине «Стрела».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Каминский А. К., Лонский Э. С. ЖТФ, 34, вып. 3, 527, 1964.
2. Каминский А. К., Лонский Э. С. Сб. трудов физико-математического факультета Университета дружбы народов им. Патриса Лумумбы (в печати).
3. Flowers B. H., Lawson I. D., Fossey E. B. Proc. Phys. Soc., 65B, 286, 1952.
4. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 103, 511, 1956.
5. Davies H., Bethe H. A., Maximon I. C. Phys. Rev., 93, 788, 1954.
6. Wyckoff J. M., Koch H. M. Phys. Rev., 117, 1261, 1960.
7. Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T. Rev. Mod. Phys., 20, 236 (1948).
8. Каминский А. К. Сб. трудов физико-математического факультета Университета дружбы народов им. Патриса Лумумбы (в печати).
9. Cogmask D. V., Johns H. E. Rad. Reserch, 1, 133, 1954.
10. Круглов С. П., Коварж З., Лопатин И. В. «Изв. вузов». Физика, № 1, 3, 1960.

Поступила в редакцию  
10. 5 1963 г.

НИИЯФ