

А. К. КАМИНСКИЙ, Э. С. ЛОНСКИЙ

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТОЛСТОСТЕННЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР К ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ИЗ УСКОРИТЕЛЯ

С $W_{\max} \leq 100$ Мэв

Ранее [1, 2] была вычислена чувствительность толстостенных алюминиевых и графитовых ионизационных камер к моноэнергетическим γ -квантам. Расчет проведен для алюминиевых камер с толщиной передней стенки $T_1=5$ см, $T_2=7,5$ см и $T_3=10$ см для энергий γ -кванта $0 < W < 50$ Мэв и графитовых камер с $T_1=8,35$ г/см², $T_2=16,7$ г/см² и $T_3=25$ г/см². В работе произведен расчет зависимости ионизационного тока в тех же камерах в зависимости от интенсивности пучка γ -квантов из электронных ускорителей. Использовано выражение для энергетического спектра γ -квантов из мишени ускорителя, полученное Шиффом [3].

Введение

При измерении абсолютных значений эффективных сечений фотоядерных реакций и в ряде других экспериментов на электронных ускорителях необходимо с возможно большей точностью измерять интенсивность γ -пучка из ускорителя. Для этой цели в настоящее время используются калориметры, квантометры, ионизационные камеры и другие приборы. Калориметрический метод измерения интенсивности [4] γ -пучка основан на измерении количества тепла, выделяющегося в поглотителе при поглощении последним определенной дозы γ -излучения.

Принцип Брэгга—Грея явился основой для создания различных ионизационных мониторов: толстостенных ионизационных камер, квантометров. По принципу Брэгга—Грея достаточно малую газовую полость в блоке облучаемого плотного вещества пронизывает тот же поток ионизирующих частиц, который пронизывает облучаемое вещество на данной глубине в отсутствие полости. Вследствие этого ионизационный заряд Q , образованный в 1 г газа в полости, пропорционален поглощенной в 1 г вещества энергии γ -квантов E_γ :

$$E_\gamma = \bar{r}w \frac{Q}{e}, \quad (1)$$

где \bar{r} — усредненное по спектру электронов отношение массовых тормозных способностей вещества и газа, w — средняя энергия образования одной пары ионов в газе, e — заряд электрона.

Выбор конструкции толстостенных ионизационных камер, выбор ее оптимальных параметров (толщин передней и задней стенки, толщины газовой полости, материала стенок и газа — наполнителя) изложен в работе [5].

Конструкция квантометра, определение его чувствительности, а также сравнение калориметрического и ионизационного методов измерения интенсивности γ -излучения описаны в работах [6].

Важной особенностью толстостенной ионизационной камеры является тот факт, что точность расчета ее чувствительности не уменьшается существенно при уменьшении энергии падающих γ -квантов до 1 Мэв. Точность градуировки калориметров и квантометров при таких энергиях падает. Однако при энергиях γ -квантов больше 100 Мэв расчет чувствительности толстостенных ионизационных камер становится крайне трудоемким, тогда как градуировка калориметров и квантометров при таких энергиях производится с высокой точностью. Поэтому при энергиях γ -квантов больше 100 Мэв целесообразно использовать калориметр и квантометр.

В работе [1] было вычислено соотношение между интенсивностью монохроматического γ -излучения с энергией γ -квантов $0 < W < 100$ Мэв и ионизационным током в толстостенной ионизационной камере или чувствительность камеры в зависимости от энергии γ -кванта. Была вычислена чувствительность алюминиевой камеры с толщинами передней стенки $T_1 = 5$ см, $T_2 = 7,5$ см и $T_3 = 10$ см для $0 < W < 50$ Мэв и графитовой камеры с $T_1 = 8,35$ г/см², $T_2 = 16,7$ г/см², $T_3 = 25$ г/см² для $0 < W < 100$ Мэв. При расчете не делалось предположения о равновесии в стенке камеры между γ -излучением и электронами и о том, что толщина передней стенки больше среднего пробега электронов максимальной энергии, образованных γ -излучением в стенке камеры. Были использованы последние данные по пробегам электронов в алюминии и графите, по ионизационным потерям в стенках камеры и газе-наполнителе и по работе ионизации. Метод расчета чувствительности толстостенных ионизационных камер изложен в [2].

В настоящей работе вычислена чувствительность графитовых и алюминиевых камер с теми же толщинами передней стенки к пучку тормозного излучения из электронных ускорителей в зависимости от максимальной энергии γ -квантов $W_{\max} \leq 100$ Мэв. При расчете использована формула для спектра γ -квантов из ускорителя, полученная Шиффом [3].

Вычислено также необходимое для расчета чувствительности камер усредненное по спектру электронов в камере отношение $\bar{r}(W)$ тормозных способностей электронов и позитронов в стенке камеры и газе-наполнителе. В качестве газов-наполнителей выбраны воздух и аргон, так как для них известна с лучшей точностью работа ионизации w .

Расчет $\bar{r}(W)$

В настоящей работе изучается связь между ионизационным током в толстостенной ионизационной камере и интенсивностью падающего на переднюю стенку камеры тормозного излучения из электронного ускорителя. Для этого необходимо выразить ионизацию, создаваемую γ -квантом с энергией W в газовой полости камеры, через ионизацию в стенке камеры.

Если ионизирующими частицами являются электроны с определенной энергией E , то указанная выше зависимость может быть найдена из отношения $r(E)$ ионизационных потерь электронов с энергией E на единице пути в газе-наполнителе и в материале стенки камеры. В [1, 7] и в других работах для этого отношения выбиралась некоторая средняя величина для всех энергий γ -квантов. Однако γ -кванты образуют в камере поток быстрых электронов с непрерывным энергетическим спектром, причем средняя энергия образующихся электронов и позитронов зависит от энергии γ -кванта, а величина $r(E)$ изменяется с энергией E электрона. Зависимость $r(E)$ от энергии E электронов для графитовых и алюминиевых стенок и воздуха и аргона в качестве газов-наполнителей показана на рис. 1.

Для вычисления ионизационного тока в камере необходимо усреднить величину $r(E)$ по энергетическому спектру $n(W, E)$ электронов и позитронов, создаваемых потоком γ -квантов, и вычислить среднее значение $\bar{r}(W)$ в зависимости от энергий W γ -квантов (см. формулу (23) в [2]). В настоящей работе проведено такое усреднение по первоначальному спектру электронов и позитронов, образуемых γ -квантами с энергией W в алюминии и графите. Так как поток быстрых электронов создается γ -квантом за счет трех процессов (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электронно-позитронных пар), то первоначальный энергетический спектр электронов $n_-(W, E)$ пропорционален суммарному эффективному сечению трех процессов:

$$n_-(W, E) = \text{const} [\sigma_\phi(W, E) \sigma_k(W, E) + \sigma_n(W, E)]. \quad (2)$$

В третьем из процессов образуется поток быстрых позитронов, которые также дают вклад в ионизационный ток в камере.

Эффективное сечение образования электронно-позитронных пар практически симметрично относительно энергии электрона и позитрона в рассматриваемой области энергий. Отношения ионизационных потерь в газе-наполнителе и стенке камеры для электронов $r_-(E)$ и позитронов $r_+(E)$ отличаются незначительно. Если полость камеры наполнена воздухом, то это различие возрастает от 0,3—0,4% при $E=10$ Мэв до 0,7% при $E=50$ Мэв для алюминиевых камер и $E=100$ Мэв для графитовых. Для камер, наполненных аргоном, это различие несколько меньше. В предыдущих работах это различие не учитывалось.

Воспользовавшись симметрией эффективного сечения образования электронно-позитронных пар и малостью различия $r_-(E)$ и $r_+(E)$, можем считать, что ионизация производится частицами одного сорта, энергетический спектр которых $n(W, E)$ имеет вид

$$n(W, E) = \text{const} [\sigma_\phi(W, E) + \sigma_k(W, E) + 2\sigma_n(W, E)]. \quad (3)$$

Так как пределы изменения E при трех различных процессах взаимодействия γ -квантов с веществом различны, удобно разбить формулу (23) из [2] на 3 части:

$$\bar{r}(W) = \sum_i b_i(W) \bar{r}_i(W), \quad (4)$$

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

где

$$b_i(W) = \frac{\sigma_i(W)}{\sigma_\phi(W) + \sigma_k(W) + 2\sigma_n(W)}, \quad (5)$$

$$\bar{r}_\phi(W) = r_-(E) \Big|_{E=W+\mu}, \quad (6)$$

$$\bar{r}_k(W) = \frac{1}{\sigma_k(W)} \int_{\mu}^{W+\mu-\frac{W\mu}{2W+\mu}} r_-(E) \sigma_k(W, E) dE, \quad (7)$$

$$\bar{r}_n(W) = \frac{1}{\sigma_n(W)} \int_{\mu}^{W-\mu} [r_-(E) + r_+(E)] \sigma_n(W, E) dE. \quad (8)$$

(Через μ обозначена энергия покоя электрона.) Сечения комптон-эффекта $\sigma_k(W, E)$ и $\sigma_k(W)$ брались по формулам Клейна—Нишины, дифференциальное сечение образования пар в поле ядра и атомных электронов $\sigma_n(W, E)$ вычислялось с учетом экранирования и кулонов-

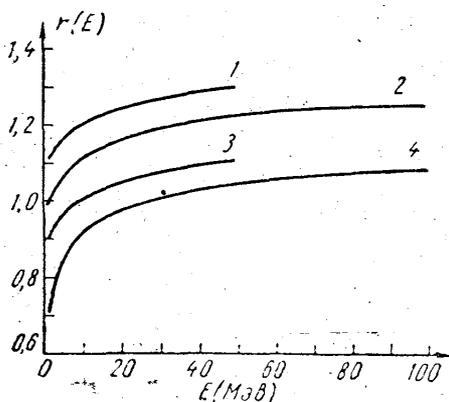


Рис. 1. Зависимость отношения ионизационных потерь электронов в газонаполнителе (1 и 2—воздух, 3 и 4—Ar) и материале стенки камеры (1 и 3—Al, 2 и 4—C) от энергии электрона

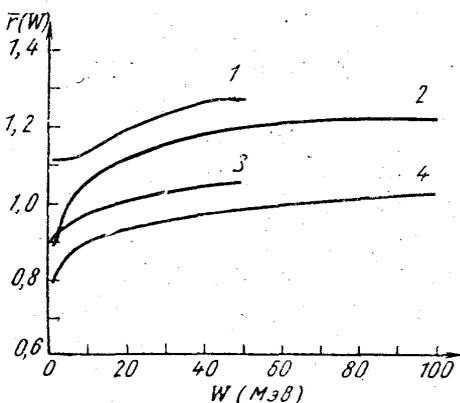


Рис. 2. Зависимость усредненного по спектру электронов и позитронов отношения тормозных способностей газонаполнителя (1 и 2—воздух, 3 и 4—Ar) и материалы стенки камеры (1 и 3—Al, 2 и 4—C) от энергии γ -кванта W

ской поправки [8]. Выражение для ионизационных потерь электронов (и позитронов) $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}}$ бралось с учетом поправок на поляризацию среды и проводимость [9]. Эта поправка начинает сказываться для углерода при $E=0,69$ Мэв, для алюминия при $E=0,77$ Мэв, увеличиваясь с увеличением энергии до 20% для C и 22% для Al при $E=50$ Мэв. Поправка дает большой вклад в $r(E)$ (а следовательно, и в $\bar{r}(W)$). Вклад в $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{столкн}}$ для воздуха и аргона начинает сказываться гораздо позже, чем для алюминия и графита (например, для аргона он начинает сказываться при $E=53,5$ Мэв).

Следует отметить, что при вычислении $r(W)$ нужно было бы усреднять не по начальному спектру электронов и позитронов, как это делается, а по спектру электронов на месте полости. Спектр электронов на глубине T вычислялся в [10] без учета δ -электронов и вторичных γ -квантов при условии равновесия электронов. Учет δ -электронов, хотя и меняет спектр электронов, почти не влияет на среднее отношение тормозных способностей [11]. Более точное, чем в [10], вычисление спектра электронов является трудоемкой задачей. Анализ показывает,

что $r(E)$ и спектр на глубине T таковы, что $\bar{r}(W)$, полученное в данной работе, почти не отличается от $\bar{r}(W)$, полученного со спектром на глубине T . Результаты расчета $\bar{r}(W)$ представлены на рис. 2.

Расчет чувствительности камер

Вычислим соотношение между ионизационным током в толстостенной ионизационной камере и интенсивностью падающего на нее тормозного γ -излучения из электронного ускорителя.

Если на переднюю стенку камеры падает перпендикулярно стенке γ -излучение интенсивности $I(W_{\max})$ с энергетическим спектром $\Phi(W_{\max}, W)$, то ионизационный ток $J(W_{\max})$ в камере может быть вычислен [2] по формуле

$$J(W_{\max}) = \frac{e\rho V}{\omega} I(W_{\max}) \frac{\int_0^{W_{\max}} S(W) \bar{r}(W) \Phi(W_{\max}, W) W dW}{\int_0^{W_{\max}} \Phi(W_{\max}, W) W dW} \quad (9)$$

Чувствительность $S(W)$ была вычислена в [1] с точностью до 3—5% для $0 < W < 50$ Мэв для алюминиевых камер и для $0 < W < 100$ Мэв для графитовых и может быть использована для интегрирования по различным спектрам γ -квантов, получаемых от различных источников.

Отметим, что наши результаты расчета чувствительности $S(W)$ алюминиевых камер при $W < 20$ Мэв лишь незначительно отличаются от результатов, полученных ранее в работе Флауэrsa, Лоусона и Фосси [7]. В литературе нет расчетов для чувствительности алюминиевых камер при больших энергиях, а имеющиеся расчеты по графитовым камерам [12, 13] выполнены с худшей точностью. Проверка точности расчетов чувствительности толстостенных ионизационных камер может быть произведена экспериментально.

Формула (9) получена в предположении, что камера помещена в центр пучка γ -квантов, и диаметр пучка больше диаметра d газовой полости в камере. Так как тормозное излучение из электронных ускорителей сосредоточено в основном внутри угла $\frac{\mu}{W_{\max}}$, где μ — энергия покоя электрона, то условие применимости формулы (9) может быть записано [2] в виде

$$\frac{\mu}{W_{\max}} l \gg d, \quad (10)$$

где l — расстояние от мишени ускорителя до ионизационной камеры. При работе с ускорителями с верхней границей $W_{\max} < 100$ Мэв выполнение условия (10) не вызывает больших трудностей.

Формула (9) дает связь ионизационного тока $J(W_{\max})$ в камере с интенсивностью $I(W_{\max})$ γ -излучения, т. е. с энергией γ -излучения, падающей на 1 см^2 передней стенки камеры в 1 сек. Если используются узкие коллимированные пучки γ -квантов, диаметр которых меньше диаметра газовой полости камеры, то ионизационный ток в камере будет определяться не интенсивностью падающего γ -излучения, а всей энергией γ -излучения, падающего на переднюю стенку камеры в 1 сек. Чувствительность толстостенных ионизационных камер к коллимированным пучкам γ -квантов будет определена экспериментально.

Диаметр газовых полостей в квантометрах и цилиндров-поглотителей в калориметрах может быть значительно больше диаметра газовой полости в толстостенных ионизационных камерах, поэтому при сравнении их показаний необходимо следить за выполнением условия (10).

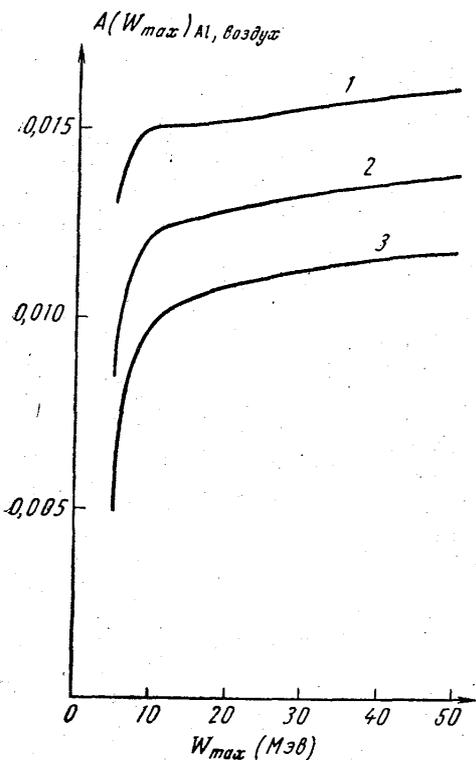


Рис. 3. Зависимость чувствительности алюминиевой ионизационной камеры с воздухом к тормозному γ -пучку из электронного ускорителя от максимальной энергии γ -квантов W_{max} для трех толщин: 1—5 см, 2—7,5 см, 3—10 см

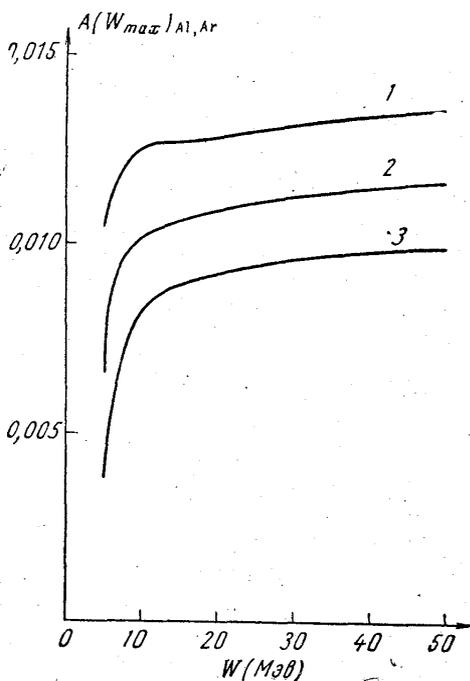


Рис. 4. Зависимость чувствительности алюминиевой ионизационной камеры с аргоном к тормозному γ -пучку из электронного ускорителя от максимальной энергии γ -квантов W_{max} для трех толщин: 1—5 см, 2—7,5 см, 3—10 см

По аналогии с величиной $S(W)$ для монохроматического излучения назовем величину

$$A(W_{max}) = \frac{\int_0^{W_{max}} S(W) \bar{r}(W) \varphi(W_{max}, W) W dW}{\int_0^{W_{max}} \varphi(W_{max}, W) W dW} \quad (11)$$

чувствительностью толстостенной ионизационной камеры к тормозному γ -пучку из электронных ускорителей. Связь между интенсивностью $I(W_{max})$ падающего на переднюю стенку камеры тормозного γ -излучения с ионизационным током в камере может быть записана в виде

$$J(W_{max}) = \frac{e\rho V}{\omega} A(W_{max}) I(W_{max}). \quad (12)$$

При помощи быстродействующей электронной машины «Стрела» было проведено численное интегрирование формулы (11) для алюминиевых и графитовых камер, для которых ранее была вычислена $S(W)$. При расчетах мы приняли, что спектр $\varphi(W_{\max}, W)$ тормозного γ -излучения из электронного ускорителя описывается формулой Шиффа [3].

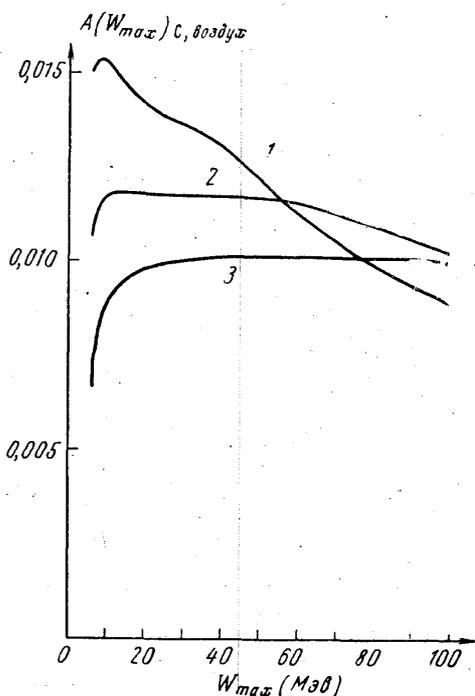


Рис. 5. Зависимость чувствительности графитовой ионизационной камеры с воздухом к тормозному γ -пучку из электронного ускорителя от максимальной энергии γ -квантов W_{\max} для трех толщин: 1 — 8,35 г/см², 2 — 16,7 г/см², 3 — 25 г/см²

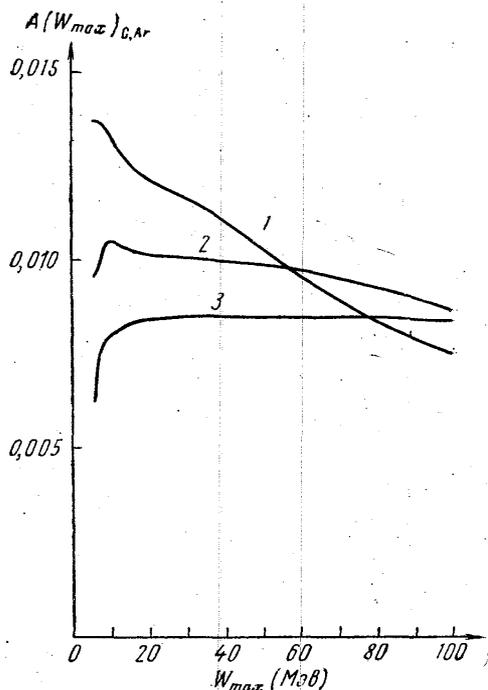


Рис. 6. Зависимость чувствительности графитовой ионизационной камеры с аргоном к тормозному γ -пучку из электронного ускорителя от максимальной энергии γ -квантов W_{\max} для трех толщин: 1 — 8,35 г/см², 2 — 16,7 г/см², 3 — 25 г/см²

Эта формула используется в большинстве работ при обработке экспериментальных данных по фотоядерным и другим реакциям. В последнее время был выполнен ряд теоретических работ [15], в которых были вычислены различные поправки к спектру Шиффа. Были опубликованы результаты экспериментальной проверки спектра Шиффа [16, 17] при различных энергиях. При небольших толщинах мишени спектр Шиффа удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Результаты расчетов по формуле (11) представлены на рис. 3 и 4 для алюминиевых камер и на рис. 5 и 6 для графитовых. Для алюминиевых камер, наполненных воздухом или аргоном, $A(W_{\max})$ монотонно возрастает с ростом W и монотонно убывает с ростом толщины T передней стенки. Зависимость $A(W_{\max})$ от W и T для графитовых камер является более сложной. Точность расчета $A(W_{\max})$ равна 5%. Ошибка в расчете $A(W_{\max})$ складывается из ошибок в $S(W)$ и $r(W)$. Мы приняли значения $\omega = 34$ эв [14] для воздуха и $\omega = 27$ эв для аргона.

В настоящее время производится экспериментальная проверка точности расчета чувствительности камер и зависимости чувствительности камер от ее конструкции. Результаты экспериментов будут опубликованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каминский А. К., Лонский Э. С. ЖТФ, 34, 527, 1964.
2. Каминский А. К., Лонский Э. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физики, астрономии, № 2, 32, 1964.
3. Schiff L. I. Phys. Rev., 83, 252, 1951.
4. Круглов С. П. ЖТФ, 28, 2310, 1958; Круглов С. П., Лопатин И. В. ЖТФ, 30, 424, 1960; Круглов С. П., Лопатин И. В. ЖТФ, 32, 1399, 1962.
5. Каминский А. К., Лонский Э. С. Сб. трудов физико-математического факультета Университета дружбы народов им. П. Лумумбы, 1964 (в печати).
6. Комар А. П., Круглов С. П. ЖТФ, 30, 1369, 1960; Круглов С. П. ЖТФ, 1092 и 1451, 1961; Комар А. П., Круглов С. П., Лопатин И. В. ДАН СССР, 145, 309, 1962.
7. Flowers B. H., Lawson I. D., Fossey E. B. Proc. Phys. Soc., 65B, 286, 1952.
8. Bethe H., Maximon L. Phys. Rev., 93, 768, 1954.
9. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 88, 851, 1952.
10. Круглов С. П., Лопатин И. В. ЖТФ, 31, 876, 1961.
11. Bernier I. P., Skarsgard L. D., Cormack D. V., Johns H. E. Rad. Res., 5, 613, 1956.
12. Lax M. Phys. Rev., 72, 61, 1947.
13. Schuhl C. Journ. phys. rad, phys. appl. suppl., 17, 97A, 1956.
14. Единицы активности и дозы ионизирующих излучений. ИЛ, М., 1959.
15. Koch H. W., Motz I. W. Revs. Mod. Phys., 31, 920, 1959.
16. Адо Ю. М., Беловинцев К. А., Столяров С. Н. «Атомная энергия», 12, 1933, 1962.
17. Долбилкин Б. С., Запевалов В. А., Корин В. И., Николаев Ф. А. ЖЭТФ, 44, 866, 1963.

Поступила в редакцию
11. 9 1963 г.

НИИЯФ