

Б-22

1569/2-77



25/4 77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P13 - 10367

В.П.Бамблевский

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ γ -КВАНТОВ
КРИСТАЛЛАМИ NaI(Tl)
ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Дубна 1977

В.П.Бамблевский

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ γ -КВАНТОВ
КРИСТАЛЛАМИ NaI(Tl)
ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Направлено в ПТЭ

Объединенный институт
ядерных исследований
БНБЛАНТЕНА

Бамблевский В.П.

P13 - 10367

Эффективность регистрации γ -квантов кристаллами NaI(Tl)
для объемных цилиндрических источников

Рассчитана эффективность регистрации γ -излучения объемных цилиндрических источников кристаллами NaI(Tl). Впервые рассмотрен общий вид геометрии расположения источников и детекторов с осевой симметрией. Предложенная методика позволяет вычислять эффективность регистрации γ -квантов кристаллами NaI(Tl) для источников геометрии Маринелли, в изотропном поле γ -квантов, а также для источников в виде дисков и цилиндров произвольных размеров, "трубок" и колец с внутренними радиусами, превышающими радиус кристалла. Вычисляются коэффициенты ослабления в источнике и упаковке детектора, а также геометрическая эффективность. Представлены результаты расчёта эффективности регистрации γ -квантов в энергетическом интервале 0,1-4 МэВ кристаллами NaI(Tl) $\phi 40 \times 40$ мм, $\phi 63 \times 63$ мм, $\phi 100 \times 100$ мм, $\phi 160 \times 100$ мм для водных источников объемами от 0,1 до 10 л. Проведено сравнение с литературными данными. Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Bamblevskij V.P.

P13 - 10367

Gamma Detection Efficiency of NaI(Tl) Crystals
for Volume Cylindrical Sources

The gamma detection efficiency of NaI(Tl) crystals for volume cylindrical sources is calculated. For the first time the axisymmetrical geometry of arrangement of cylindrical sources and detectors is reviewed. The proposed method permits to calculate the gamma detection efficiency of NaI(Tl) crystals for Marinelli beakers with sources, for isotropic gamma-ray fields, as well as for sources in the form of disks and cylinders of arbitrary sizes, of the tubes and rings with inner radii which exceed the radius of a crystal. Attenuation factors in the sources and in the detector housing are calculated simultaneously as well as the geometrical efficiency.

The results of calculation of gamma detection efficiency in the energy range 0.1 - 4 MeV for NaI(Tl) $\phi 40 \times 40$ mm, $\phi 63 \times 63$ mm, $\phi 100 \times 100$ mm, $\phi 160 \times 100$ mm crystals and for aqueous sources of volumes from 0.1 till 10 liters are presented.

The comparison with other published data is given.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

При решении многих задач с применением сцинтилляционных гамма-спектрометров часто приходится определять γ -активность объемных цилиндрических источников. Однако вычисление эффективности регистрации значительно труднее для объемных источников, чем для точечных /1/ вследствие более сложной геометрии, поглощения в самом источнике и т.д. В работах /2,3/ рассмотрен частный случай: диаметры источника и детектора одинаковы. Следующий шаг в этом направлении был сделан авторами работ /4,5/, которые рассмотрели объемные цилиндрические источники, окружающие детектор /геометрия Маринелли/. Причем в /4/ расчеты проводились методом Монте-Карло для кристаллов NaI(Tl) размерами $\phi 50 \times 50$ мм и $\phi 38 \times 38$ мм без учета влияния упаковки кристалла, расчет же, предложенный в /5/, содержит ряд упрощений, главным из которых является равенство диаметра и высоты кристалла.

В настоящей работе рассмотрен общий вид геометрии расположения цилиндрических источников и детекторов с осевой симметрией, который, естественно, чаще всего имеет место в сцинтилляционной спектрометрии. Представлены результаты расчета эффективности регистрации γ -квантов в энергетическом интервале 0,1-4 МэВ кристаллами NaI(Tl) размерами $\phi 40 \times 40$ мм, $\phi 63 \times 63$ мм, $\phi 100 \times 100$ мм, $\phi 160 \times 100$ мм для водных источников объемами от 0,1 до 10 л.

1. Рассмотрим вначале случай, когда радиусы источника и кристалла равны /рис. 1/. Эффективность регистрации γ -квантов $\epsilon(E)$ для указанной геометрии определяется формулой

$$\epsilon(E) = \frac{1}{4\pi V} \int_V \int_{\Omega} \{1 - \exp[-\mu(E)Z]\} \cdot \exp[-\tau(E)X] \times \exp[-\kappa(E)Y] d\Omega dV, \quad /1/$$

где V и Ω - области интегрирования по объему источника и телесному углу; $\mu(E)$, $\tau(E)$, $\kappa(E)$ - полные линейные коэффициенты ослабления γ -квантов с энергией $E/6/$ для материалов кристалла, источника и упаковки соответственно; X , Y , Z - пробеги γ -квантов в источнике, упаковке и кристалле NaI(Tl) . Эффективность $\epsilon(E)$, определяемая формулой /1/, означает отношение количества зарегистрированных γ -квантов с энергией E к числу образованных в источнике γ -квантов той же энергии. После расстановки пределов интегрирования в формуле /1/ получаем

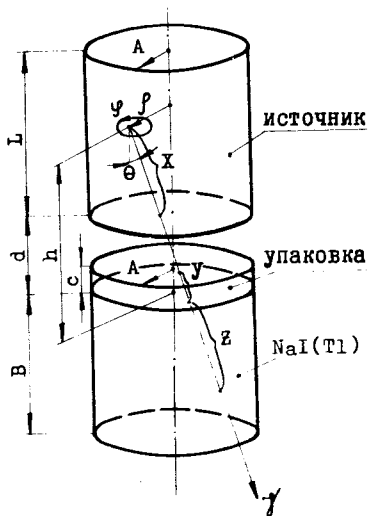


Рис. 1. К расчету эффективности регистрации γ -квантов кристаллами NaI(Tl) для объемных цилиндрических источников.

$$\epsilon(E) = \frac{1}{\pi B A^2} \int_d^{d+L} dh \int_0^A \rho d\rho \int_0^\pi d\phi \int_0^{\theta_2} \{1 - \exp[-\mu(E)Z]\} \times \exp[-\tau(E)X] \cdot \exp[-\kappa(E)Y] \sin \theta d\theta, \quad /2/$$

где

$$X = (h - d) / \cos \theta \quad \text{для } 0 \leq \theta \leq \theta_2; \quad /3/$$

$$Y = c / \cos \theta$$

$$Z = \begin{cases} B / \cos \theta, & \text{если } 0 \leq \theta \leq \theta_1 \\ (\rho \cos \phi + \sqrt{A^2 - \rho^2 \sin^2 \phi}) / \sin \theta - h / \cos \theta, & \text{если } \theta_1 < \theta \leq \theta_2; \end{cases} \quad /4/$$

$$\theta_1 = \arctg [(\rho \cos \phi + \sqrt{A^2 - \rho^2 \sin^2 \phi}) / (h + B)]; \quad /5/$$

$$\theta_2 = \arctg [(\rho \cos \phi + \sqrt{A^2 - \rho^2 \sin^2 \phi}) / h]. \quad /6/$$

Используя формулы /2-6/, можно проводить расчеты $\epsilon(E)$ на ЭВМ.

На рис. 2 показана геометрия расположения объемного источника и детектора, для которой проведены расчеты $\epsilon(E)$ в данной работе. Видно, что весь источник составлен из трех источников I, II, III. Расчеты $\epsilon(E)$ для каждого источника проводились отдельно по формулам, аналогичным /2-6/ с ошибкой не более 2%.

Источник, составленный из источников I и III, будем называть "источник IV", а весь источник, изображенный на рис. 2, будем называть "источник VI". Обозначения на рис. 2 будут использованы в дальнейшем.

Следует отметить, что для источника I можно вычислить $\epsilon(E)$ и для случая, когда радиус этого источ-

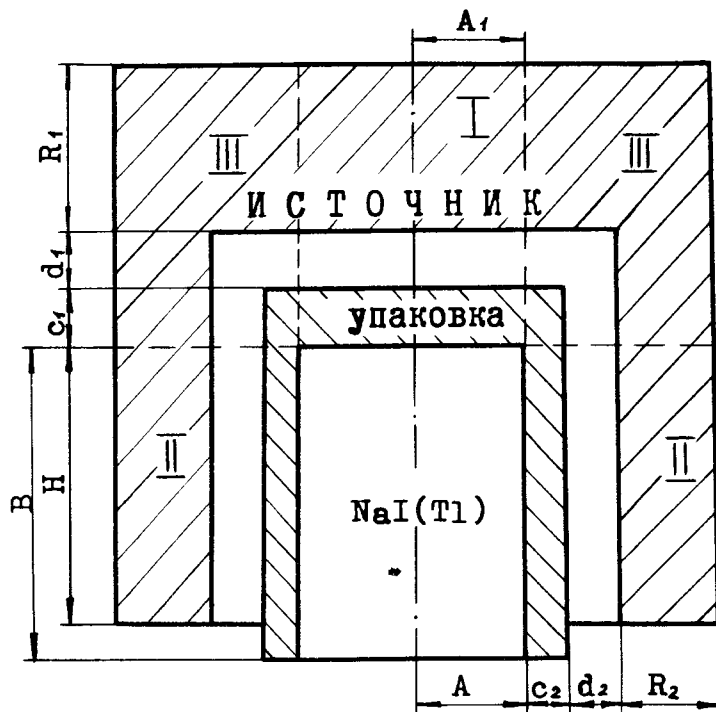


Рис. 2. Рассматриваемая при расчетах геометрия расположения детектора и объемного источника /геометрия Маринелли/.

ника A_1 меньше, чем радиус кристалла A , а если положить $R_2=0$, то можно вычислить $\epsilon(E)$ для источника IV, который представляет собой цилиндрический источник диаметром больше диаметра кристалла.

II. С целью сравнения расчетов с экспериментом определялись $\epsilon(E)$ для источников, представляющих собой водный раствор изотопа ^{198}Au . Измерения проводились на однокристаллическом γ -спектрометре с кристаллом NaI(Tl) размером $\text{Ø}79 \times 58$ мм, имеющем разрешение по ^{137}Cs около 10%. Экспериментальные значения ϵ определялись по формуле:

$$\epsilon = \frac{S}{qVF\eta} \times 100\%, \quad /7/$$

где S [имп/с] - площадь фотопика в спектре, полученного от объемного источника; V [мл] - объем источника; F - фото часть кристалла NaI(Tl) размером $\text{Ø}79 \times 58$ мм и γ -квантов точечного источника ^{198}Au ; q [расп/с.мл] - удельная активность источника, определенная методом β - γ -совпадений; η - выход γ -квантов на распад изотопа ^{198}Au /7/.

Значение F определялось экспериментально и оказалось равным 0,70, что хорошо согласуется с данными /8/. Следует отметить слабую зависимость F от расстояния между точечным источником и поверхностью кристалла /9/. Результаты эксперимента представлены в таблице, где для каждого источника указаны размеры, объем, экспериментальные и рассчитанные эффективности. Видно, что согласие между экспериментом и расчетами хорошее.

III. На наш взгляд, представлялось целесообразным и интересным сравнить наши результаты с результатами аналогичных расчетов других авторов. Наши расчеты $\epsilon(E)$ для геометрий источник-кристалл, указанных в /2,5/, отличаются от расчетов $\epsilon(E)$ в этих работах не более чем на 0,4% и 1,0% соответственно. На рис. 3 показаны результаты расчета методом Монте-Карло и экспериментального определения ϵ из /4/, а также наш расчет ϵ для кристалла NaI(Tl) размером $\text{Ø}50 \times 50$ мм и источника IV, представляющего собой газовый источник ^{41}Ar .

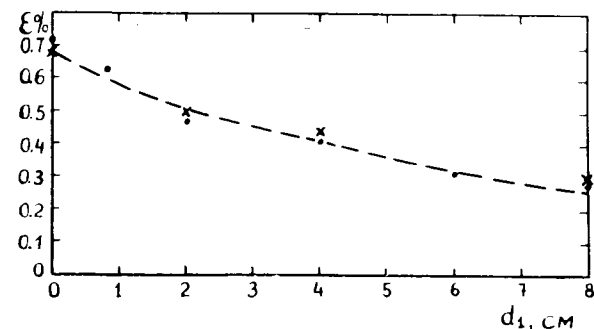


Рис. 3. Зависимость ϵ от расстояния d_1 для кристалла NaI(Tl) размером $\text{Ø}50 \times 50$ мм и газового ^{41}Ar источника IV / $R_1 = 15$ см, $R_2 = 0$, $d_2 = 12,5$ см, $c_1 = c_2 = 0$; x - эксперимент /4/, . - расчет /4/, --- - наш расчет.

Таблица
 Экспериментальные и расчетные значения эффективности регистрации γ -квантов кристаллом NaI(Tl) \varnothing 79x58 мм для водных источников ^{198}Au

Источ- ник	Размеры, см.						Объем		Э%	
	R ₁	R ₂	c ₁	d ₁	c ₂	d ₂	H	л.	эксперим.	расчет
VI	2.85	3.0	0.50	0.55	0.55	0.30	4.9	1.25	6.3±0.5	6.0
II	—	3.0	—	—	0.55	0.30	4.9	0.58	7.7±0.6	7.3
I	1.5	—	0.50	0.40	—	—	—	0.075	11.8±0.9	11.8
I	3.0	—	0.50	0.40	—	—	—	0.150	9.7±0.8	9.0
I	6.0	—	0.50	0.40	—	—	—	0.300	6.6±0.6	5.9
IV	1.3	0	0.50	0.40	0.50	2.65	—	0.20	7.5±0.6	7.5
IV	3.2	0	0.50	0.40	0.50	2.65	—	0.50	5.4±0.4	5.5
IV	3.7	0	0.70	0.40	0.70	4.65	—	1.00	3.1±0.3	3.5
IV	7.4	0	0.70	0.40	0.70	4.65	—	2.00	2.3±0.2	2.3

В^{/10/} рассчитана эффективность $\epsilon_i(E)$ кристаллов NaI(Tl) в изотропном поле γ -квантов. В этом случае $\epsilon_i(E)$ определяется как вероятность регистрации γ -кванта, падающего на кристалл. На рис. 4 представлены результаты расчета $\epsilon_i(E)$ авторов работы^{/10/} и данной работы.

Если в формулах расчета $\epsilon(E)$ полный линейный коэффициент ослабления γ -квантов в кристалле заменить полным линейным коэффициентом для фотоэффекта, то можно вычислить эффективность $\epsilon_f(E)$, показывающую,

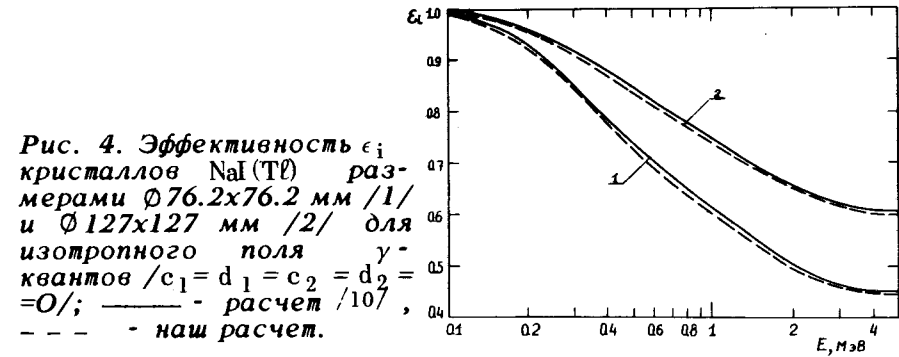


Рис. 4. Эффективность ϵ_i кристаллов NaI(Tl) размерами $\varnothing 76.2 \times 76.2$ мм /1/ и $\varnothing 127 \times 127$ мм /2/ для изотропного поля γ -квантов / $c_1 = d_1 = c_2 = d_2 = 0$ /; — — — — — расчет /10/ , — — — — — наш расчет.

какая часть первичных γ -квантов, испущенных источником, вызовет фотоэффект в кристалле. Значения $\epsilon_f(E)$, рассчитанные в^{/11/} и в данной работе, представлены на рис. 5.

Сравнение $\epsilon(E)$, определенных по нашей методике, с результатами других авторов обнаруживает, с одной стороны, очень хорошее согласие, а с другой - демонстрирует широкие возможности применения нашего метода.

IV. На рис. 6 представлены результаты расчета эффективности $\epsilon(E)$ для различных размеров кристаллов NaI(Tl) и водных источников VI. В качестве материала упаковки рассматривался алюминий. Размеры кристаллов указаны на этом рисунке в миллиметрах, остальные - в сантиметрах.

Одновременно с расчетами $\epsilon(E)$ вычислялся ряд величин, полезных в прикладной гамма-спектрометрии: геометрический фактор, эффективность регистрации пер-

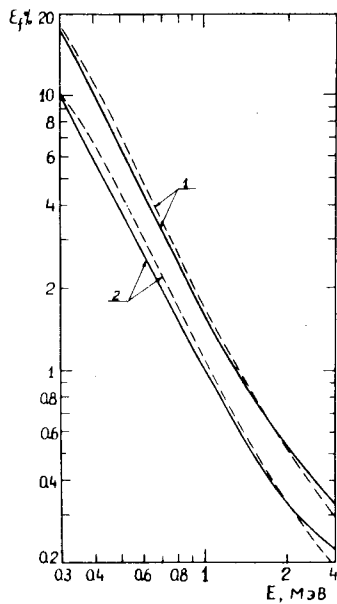


Рис. 5. Эффективность ϵ_1 кристалла NaI(Tl) размером $\Phi 76,2 \times 76,2$ мм для алюминиевого источника I; $A_1 = 1,90$ см, $c_1 = 0$, $d_1 = 0,3$ см, $R_1 = 1$ см /1/, $R_1 = 3$ см /2/. — - расчет /11/, - - - наш расчет.

вичного γ -кванта, достигшего кристалла, а также значения функций $T_1(E)$ и $T_2(E)$, показывающих, соответственно, какая часть первичных γ -квантов, летящих в сторону кристалла, не взаимодействует в самом источнике и в упаковке. Если самоослаблением γ -квантов в источнике можно пренебречь /например, для газового источника/, то эффективность регистрации $\epsilon_1(E)$ в этом случае связана с $\epsilon(E)$ соотношением

$$\epsilon_1(E) = \epsilon(E)/T_1(E). \quad /8/$$

Если же влияние упаковки несущественно, то эффективность $\epsilon_2(E)$ можно вычислить по формуле:

$$\epsilon_2(E) = \epsilon(E)/T_2(E). \quad /9/$$

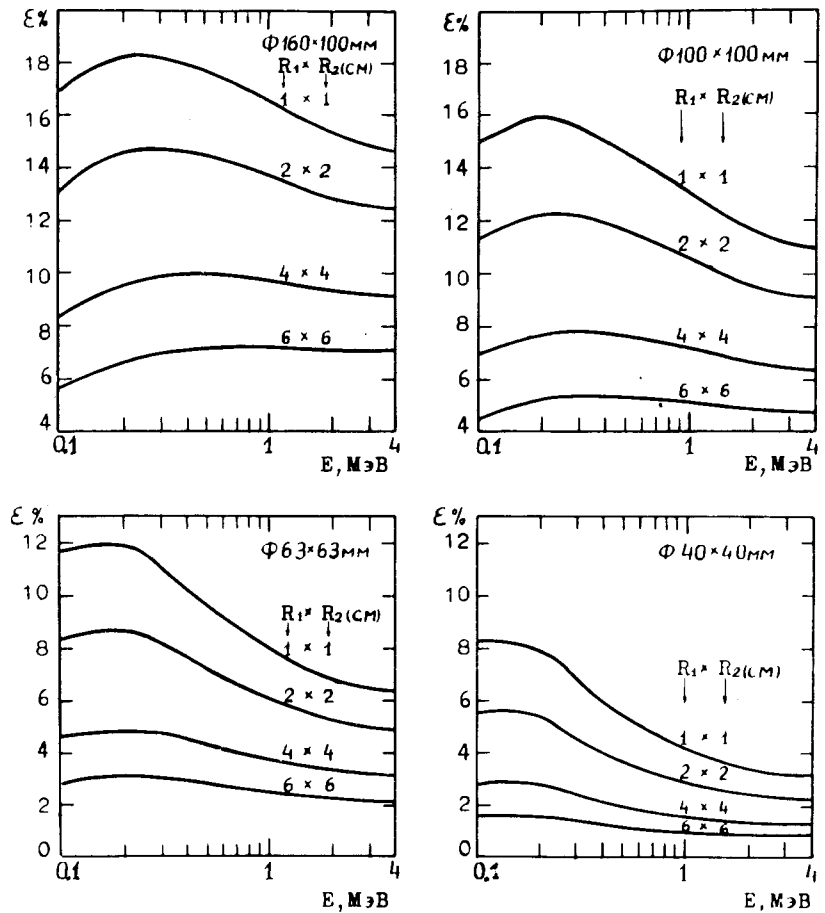


Рис. 6. Эффективность регистрации γ -квантов кристаллами NaI(Tl) размерами $\Phi 160 \times 100$ мм, $\Phi 100 \times 100$ мм, $\Phi 63 \times 63$ мм, $\Phi 40 \times 40$ мм для водных источников VI; $c_1 = d_1 = c_2 = d_2 = 0,4$ см, $B-H = 0,5$ см.

Для водных источников VI функция T_1 слабо зависит от размеров кристалла /см. рис. 7/, а T_2 слабо зависит как от размеров кристалла, так и от геометрических размеров источника /см. рис. 8/.

Отметим также, что расчет геометрического фактора, функций T_1 и T_2 может оказаться целесообразным при

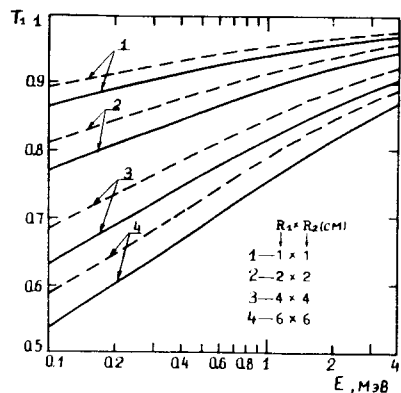


Рис. 7. Зависимость функции T_1 от энергии γ -квантов для водных источников VI и детекторов размерами $\varnothing 160 \times 100$ мм и $\varnothing 40 \times 40$ мм. $c_1 = d_1 = c_2 = d_2 = 0,4$ см, В-Н = $0,5$ см. — $\varnothing 160 \times 100$ мм; - - - - $\varnothing 40 \times 40$ мм.

градуировке не только детекторов на основе кристалла NaI(Tl), но и других типов детекторов.

Предложенная в настоящей работе методика позволяет вычислять эффективность регистрации γ -квантов кристаллами NaI(Tl) для источников в геометрии Мари-нелли, в изотропном поле γ -квантов, а также для источников в виде дисков и цилиндров произвольных размеров, "трубок" и колец с внутренними радиусами не меньше радиуса кристалла.

Результаты данной работы могут с успехом применяться в нейтронно-активационном анализе, радиа-

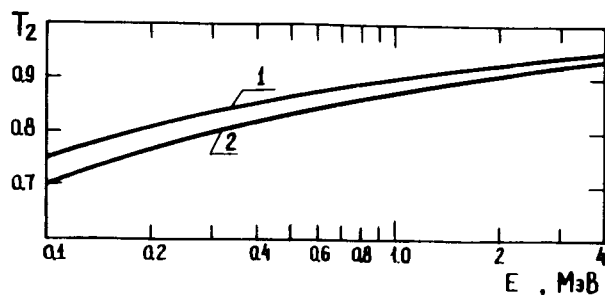


Рис. 8. Зависимость функции T_2 от энергии γ -квантов для источников VI и детекторов размерами $\varnothing 160 \times 100$ мм и $\varnothing 40 \times 40$ мм с упаковкой из алюминия. $c_1 = d_1 = c_2 = d_2 = 0,4$ см; В-Н = $0,5$ см. 1 - $\varnothing 40 \times 40$ мм, $R_1 \times R_2 = 6 \times 6$ см; 2 - $\varnothing 160 \times 100$ мм, $R_1 \times R_2 = 1 \times 1$ см.

онной медицине, в исследованиях радиоактивности окружающей среды, контроле выбросов радиоактивных отходов АЭС и в других научных и прикладных областях, связанных с применением сцинтилляционных гамма-спектрометров.

В заключение автор выражает благодарность М.М.Комочкову за постоянное внимание и интерес к работе, а также А.И.Салтыкову за консультации при разработке алгоритма расчета.

Литература

1. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. М., Атомиздат, 1975.
2. Verheijke M.L. Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, 1964, v.15, p.559.
3. French R.L.D. and Telfer N. Nucl. Instr. Meth., 1967, v.51, p.159.
4. De Franceschi L. and Pagni F. Nucl. Instr. Meth., 1969, v.70, p.325.
5. Verheijke M.L. Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, 1970, v.21, p.119.
6. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Справочник, М., Атомиздат, 1973.
7. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник, М., Атомиздат, 1972.
8. Mishra U.C. and Sadasivan S. Nucl. Instr. Meth., 1969, v.69, p.330.
9. Белов О.Х., Вартанов Н.А., Самойлов П.С. В кн.: "Труды Союзного научно-исследовательского института приборостроения". Вып. XII. М., Атомиздат, 1970, с. 244.
10. Schaarschmidt A. and Keller H.-J. Nucl. Instr. Meth., 1969, v.72, p.82.
11. Rieppo R. Nucl. Instr. Meth., 1973, v.107, p.209.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1977 года.