

Результаты измерений

S/M	$A_{\text{бл}}/A_{\text{см}}$	ξ	$K_{\text{бл}}$	$K_{\text{п}}$	$I_{\infty}^{\text{Th}}, \text{б}$	$I_{\text{эф}}^{\text{Th}}, \text{б}$
0,0778	$0,1676 \pm 0,0022$	0,9545	} $0,7246 \pm 0,0131$	$0,9818 \pm 0,0039$	85 ± 3 [7]	$9,68 \pm 0,41$
0,1024	$0,1753 \pm 0,0020$	0,9667				$10,25 \pm 0,43$
0,1616	$0,1914 \pm 0,0022$	0,9898				$11,46 \pm 0,47$
0,2905	$0,2259 \pm 0,0029$	0,9921				$13,56 \pm 0,57$
0,4610	$0,2608 \pm 0,0030$	0,9971				$15,73 \pm 0,65$

Вследствие существенно разного пространственного распределения интенсивности γ -излучения в фольгах, облученных в ториевых стержнях и в замедлителе, выравнивалась зональная характеристика детектора. Обработка γ -спектра проводилась ЭВМ с аппроксимацией экспериментальных точек фотопика ^{233}Pa гауссианом и линейной интерполяцией фона под ним по методу наименьших квадратов.

Значения величин, входящих в выражение (1), и полученные значения эффективного резонансного интеграла приведены в таблице. Основной вклад в погрешность экспериментально определенных значений $I_{\text{эф}}^{\text{Th}}$ ($>50\%$) вносит неопределенность истинного резонансного интеграла. Погрешности в значениях $I_{\text{эф}}^{\text{Th}}$, вызванные неравномерностью зональной характеристики $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора, вкладом γ -излучения продуктов деления ^{232}Th в область фотопика ^{233}Pa , незначительны и при оценке общей погрешности не учитывались.

После обработки экспериментальных значений $I_{\text{эф}}^{\text{Th}}$ методом наименьших квадратов были получены два вида зависимости:

$$I_{\text{эф}}^{\text{Th}} = (5,41 + 15,16 \sqrt{S/M}) \pm 4,1$$

$$\text{и } (4,48 + 16,12 \sqrt{S/M + 0,026}) \pm 4,1\%$$

параметры которых хорошо согласуются с соответствующими параметрами, полученными расчетным путем [1]:

$$(I_{\text{эф}}^{\text{Th}} = 4,96 + 15,46 \sqrt{S/M}$$

$$\text{и } 4,56 + 15,68 \sqrt{S/M + 0,020}).$$

Поступило в Редакцию 21/I 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sehgal B. «Nucl. and Engng», 1967, v. 27, p. 95.
2. Weisman J. «Nucl. Sci. and Engng», 1964, v. 18, p. 246.
3. Hellstrand E. In: Reactor Physics in Resonance and Thermal Regions. V. II. Cambridge, MIT Press, 1966, p. 151.
4. Рухло В. П., Топильский Л. Н. В сб.: Физика ядерных реакторов. Вып. 2. М., Атомиздат, 1970, с. 187.
5. Хлебников Г. П., Дергунов Е. П. «Атомная энергия», 1960, т. 9, вып. 5, с. 406.
6. Бурмистров А. Я., Кочуров Б. П. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 2, с. 122.
7. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1973.

УДК 539.121.72

Расчет полных коэффициентов обратного рассеяния бета-частиц от толстых поглотителей

КУЗЬМИНЫХ В. А., ВОРОБЬЕВ С. А.

В настоящей работе приведены значения коэффициентов обратного рассеяния (к. о. р.), полученные из расчета переноса β -частиц через вещество с помощью модели отрезков [1, 2]. В расчете учтены флуктуации в потерях энергии; многократное рассеяние частиц рассчитывалось по Говдсмицу — Саундерсону с использованием дифференциального сечения по Спенсеру [3]. Метод учета энергетического спектра источника изложен в работе [4]. Граничная энергия, при которой прекращалась процедура расчета, равна 10 кэВ.

Расчет проведен для радиоизотопных источников в интервале максимальной энергии β -частиц от 309 до 1707 кэВ для электронов и от 542 до 1894 кэВ для позитронов. Энергетический спектр источников рассчитывали по теории β -распада с учетом электрического поля атома [5]. Угловое распределение потока β -частиц

принималось изотропным в телесном угле 2π . Результаты расчета полных коэффициентов обратного рассеяния электронов и позитронов для тонких источников на полубесконечных подложках представлены в таблице.

С ростом максимальной энергии β -частиц радиоизотопа к. о. р. электронов несколько увеличивается, но зависимость от $E_{\text{макс}}$ слабая; к. о. р. позитронов от максимальной энергии β -частиц практически не зависит. В случае нормального падения пучка частиц зависимость к. о. р. от энергии выражена более явно и заключается в уменьшении к. о. р. с ростом $E_{\text{макс}}$ по линейному закону. По-видимому, для изотропного источника β -частиц энергетическая зависимость $\eta(E)$ компенсируется зависимостью полного к. о. р. от угла падения частиц на поглотитель θ , которая сложным

Значения полных к. о. р. электронов и позитронов, %

Радионуклид	$E_{\text{макс}}, \text{МэВ}$	Материал поглотителя				
		C	Al	Cu	Sn	Pb
^{60}Co	0,306	29,57	35,75	42,8	47,51	—
^{204}Tl	0,765	28,75	35,33	43,05	48,2	52,15
^{170}Tm	0,950	28,6	35,21	43,2	49,7	53,0
^{137}Cs	1,180	29,6	35,74	43,3	48,4	52,05
^{89}Sr	1,462	—	35,03	43,8	49,75	54,9
$^{32}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S}$	1,707	27,65	35,0	44,0	50,3	55,8
^{22}Na	0,540	24,8	34,2	42,15	47,2	51,0
^{64}Cu	0,656	23,8	33,9	42,4	48,0	51,55
^{69}Ge	1,213	—	34,1	42,5	28,05	52,25
^{68}Ga	1,894	23,0	33,35	42,4	47,7	52,2

образом зависит от энергии. В работе [6] показано, что при высокой энергии частиц к. о. р. с увеличением θ растет быстрее.

На рисунке показаны расчетные кривые зависимости $\eta(Z)$ для электронного (а) ^{170}Tm - и позитронного (б) ^{69}Ge -источников. Полученные значения к. о. р. лежат выше экспериментальных точек. Приведенные результаты для изотропных β -источников, если пренебречь

слабой зависимостью $\eta(E_{\text{макс}})$, можно описать следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\eta^- &= 0,2290 \lg Z + (0,1045 \pm 0,02); \\ \eta^+ &= 0,2395 \lg Z + (0,0625 \pm 0,02).\end{aligned}\quad (1)$$

Для тонкого радиоизотопного источника на массивной подложке интенсивность потока частиц $I_{2\pi}$ в полусферу зависит от материала подложки. Используя эмпирическое соотношение (1), можно записать выражение для определения активности β -источника:

$$\begin{aligned}A^- &= I_{2\pi} (0,1145 \lg Z + 0,5522 \pm 0,01)^{-1}; \\ A^+ &= I_{2\pi} (0,1197 \lg Z + 0,5312 \pm 0,01)^{-1}.\end{aligned}\quad (2)$$

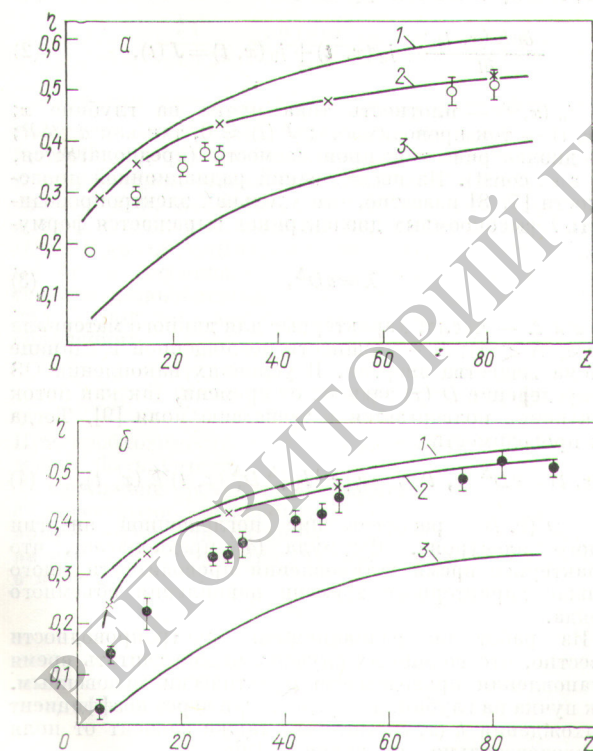
Приведенные на рисунке кривые I получены для средних энергий соответствующих нуклидов. При этом поток частиц падает на поглотитель изотропно в 2π . Кривые 3 получены для мононаправленных спектральных источников. Зависимости полного к. о. р. от Z поглотителя имеют плавный характер и для приведенных геометрий расчетные кривые оказываются взаимно параллельными. Для мононаправленных пучков к. о. р. значительно ниже, чем для изотропных, так как в последнем случае в полный к. о. р. значительный вклад вносят к. о. р. для частиц, падающих на поглотитель под большим углом θ .

Таким образом, значения к. о. р. зависят от геометрии эксперимента. При этом различия во взаимодействии электронов и позитронов с веществом сказываются по-разному в обратном рассеянии. Отношение η^-/η^+ имеет наибольшее значение при нормальном падении частиц на поглотитель, а для изотропного падения различия в к. о. р. электронов и позитронов незначительны.

Поступило в Редакцию 16/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Evdokimov O., Valovets A. «Nucl. Sci. and Engng», 1974, v. 55, p. 67.
2. Kuzminikh Y., Tsekhanovski I., Vorobiev S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 118, p. 269.
3. Berger M. Methods in Computational Physics. N.Y.—London, Acad. Press, 1963, p. 135.
4. Воробьев А. А., Кузьминых В. А., Воробьев С. А. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 5. М., Атомиздат, 1975, с. 6.



Расчетные данные к. о. р.:

1 — изотропный источник с энергией, равной средней энергии спектра; 2 и 3 — изотропное и нормальное падение на поглотитель частиц со сплошным спектром; $\circ$, $\bullet$ — эксперимент работ [7,8] для электронов и позитронов соответственно

5. Джелепов Б. С., Зырянова А. Н. Влияние электрического поля атома на бета-распад. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.
6. Kuzminikh Y., Vorobiev S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 129, p. 561.
7. Гейдельман А. Ф. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. [Вып. 4. М., Атомиздат, 1974, с. 26.
8. Mackenzie I. e. a. «Phys. Rev. A», 1973, v. 7, N 1, p. 135.

УДК 539.124.17:539.2

Пробег быстрых электронов в диэлектрических материалах

ЕВДОКИМОВ О. Б., КОНОНОВ Б. А., ЯГУШКИН Н. И.

Облучение диэлектрических материалов быстрыми электронами и β -частицами сопровождается значительным накоплением объемного заряда вплоть до электрического пробоя [1, 2]. Возникающие электрические поля заметно уменьшают толщину слоя, в котором поглощается энергия электронов, что важно при оценке радиационного воздействия заряженных частиц на высокоомные материалы. Уменьшение пробега электронов в органических полимерах измерялось в работах [3, 4]. Теоретическая оценка кинетики пробега электронов в процессе облучения проведена в работе [5], однако она не учитывает релаксацию объемного заряда (ОЗ) в процессе облучения. При том же приближении в работе [6] получено выражение для пробега тяжелых нерелятивистских заряженных частиц.

В настоящей работе дан расчет кинетики пробега быстрых электронов в диэлектрической пластине, толщина которой в несколько раз превышает величину пробега ($d \gg R$) в зависимости от времени облучения с учетом наведенной проводимости.

Допустим, на внешнюю поверхность ($x = 0$) диэлектрика ($x \geq 0$) падает нормально пучок электронов с энергией T_0 и плотностью тока I_0 ($I_0 < 0$). Термализуясь в веществе, электроны захватываются ловушками и создают электрическое поле $E(x, t)$, где t — время облучения. Время термализации и захвата электронов в плотной среде, согласно оценкам, менее 10^{-9} с. Если пучок не ограничен собственным объемным зарядом, то в этом случае характерное время изменения поля больше времени термализации, поэтому можно принять, что электрон движется в статическом поле

(квазистационарное приближение). Далее рассматриваем диапазон энергии электронов (сотни кэВ и более), где средние удельные потери энергии $B(T)$ слабо зависят от энергии T :

$$T_0 \approx \langle B \rangle R(t) + e \int_0^{R(t)} E(x, t) dx \equiv \langle B \rangle R(t) + eU(t), \quad (1)$$

где $\langle B \rangle = T_0 R^{-1}(t=0)$; $R(t)$ — пробег в момент t ; $e > 0$.

Соотношение (1) относится к тем электронам, которые слабо рассеиваются и, следовательно, достигают глубины, соответствующей пробегу. Динамика поля $E(x, t)$ определяется уравнением полного тока $J(t)$:

$$\frac{\partial \varepsilon E(x, t)}{\partial t} + j_c(x, t) + j_0(x, t) = J(t), \quad (2)$$

где $j_0(x, t)$ — плотность тока пучка на глубине x ; $j_c(x, t)$ — ток проводимости; $J(t) \approx 0$, так как $d \gg R$; ε — диэлектрическая проницаемость (предполагается, что $\varepsilon = \text{const}$). Из исследований радиационной проводимости [7, 8] известно, что удельная электропроводимость λ высокоомных диэлектриков выражается формулой

$$\lambda = aD^\Delta, \quad (3)$$

где a и Δ — числа, характерные для данного материала ($0,5 < \Delta < 1$); D — мощность поглощенной в единице объема вещества энергии. В условиях накопления ОЗ распределение $D(x)$ зависит от времени, так как поток электронов подвергается воздействию поля [9]. Тогда ток проводимости

$$j_c(x, t) = aD^\Delta(x, t) E = a |e^{-1} I_0|^\Delta D_1^\Delta(x, t) E(x, t), \quad (4)$$

где $D(x, t)$ — распределение поглощенной энергии одного электрона. Формула (4) предполагает, что характерное время установления проводимости много меньше характерного времени накопления объемного заряда.

Из работ по радиационной электропроводности известно, что во многих случаях можно считать время установления проводимости практически мгновенным. Ток пучка на глубине x определяется через коэффициент прохождения $h(x, t)$, который также зависит от поля и, следовательно, от времени [9]:

$$j_0(x, t) = I_0 h(x, t). \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в формулу (2), интегрируя результат по x от 0 до $R(t)$, выражая из (1) $U(t)$ через $R(t)$ и учитывая, что $dU = -e^{-1} \langle B \rangle dR$, получаем уравне-

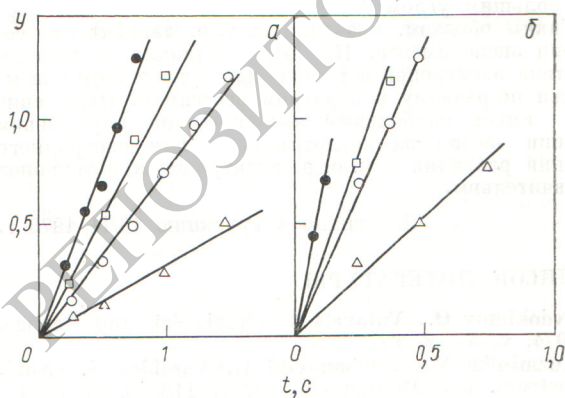


Рис. 1. Зависимость величины y от времени облучения, построенная по данным работы [4], для полиметилметакрилата (а) и полистирола (б) при начальной энергии электронов 1,3 МэВ. Экспериментальные данные при $I_0 = 0,5$ (Δ); 1,0 ($\circ$); 1,5 ($\square$) и 2,0 мкА/см² ($\bullet$).