

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Величины $N(\theta)$ можно было бы легко показать, вполне достаточно для того, чтобы выбрать необходимую статистику для построения функции возбуждения реакции $O_1^{18}(\gamma, p) N_1^{17}$ и установить резонансом.

Следует отметить, что регистрация запаздывающих нейтронов может быть также использована как удобный метод для определения и других функций возбуждения нейтронных реакций [например, $B_1^{11}(\gamma, 2p) Li_1^9$; $^{10}B(\gamma, 2n) ^{12}C$; $F_1^{19}(\gamma, 2p) N_1^{17}$].

В заключение авторы благодарят А. К. Вальтера, В. В. Балашова, П. И. Вацета, В. М. Грижко, Е. А. Гриншва, А. Н. Литвиненко, А. К. Берзина за ценные замечания при обсуждении ряда вопросов, затронутых в настоящей работе.

Поступило в Редакцию 18/XI 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Петржак и др. «Атомная энергия», 15, 157 (1963).
2. C. Mascati, J. Goldemberg. Phys. Rev., 126 1088 (1962).

3. Л. Е. Лазарева, Б. С. Ратнер, И. В. Штраших. ЖЭТФ, 29, 274 (1955).
4. W. Stephens, J. Halpern, R. Sher. Phys. Rev., 82, 511 (1951).
5. В. И. Гомонай, И. Ю. Кривский, В. А. Шкода-Ульянов. «Атомная энергия», 7, 476 (1959).
6. Л. Е. Лазарева и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-мат. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 306.
7. Б. И. Гаврилов, Л. Е. Лазарева. ЖЭТФ, 30, 855 (1956).
8. Н. П. Мазюкевич, Л. А. Шабалина, В. А. Шкода-Ульянов. «Доклады и сообщения Ужгор. гос. ун-та. Серия физ.-мат. наук», № 5, 30 (1962).
9. С. З. Беленький. Лазерные процессы в космических лучах. М.—Л., Гостехтеориздат, 1948, стр. 79.
10. В. А. Шкода-Ульянов. Труды Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 485.
11. М. Р. Уэр, Д. А. Ричардс. Физика атома. М., Госатомиздат, 1961, стр. 286.

УДК 539.12:621.039.538

О прохождении β -частиц через вещество

К. К. Аглицнев, В. П. Касаткин

В настоящей работе описываются экспериментальные исследования прохождения β -частиц через фильтры поливалентного вещества ($Z_{эфф} \approx 7$).

Спектры рассеянных β -частиц исследовались с помощью искровой на рис. 1 установки со спиритализованным β -спектрометром. Алюминиевый коллиматор ($l = 1$ мм), β -источник и фильтры жестко крепились на одной оси и могли поворачиваться в вертикальной плоскости вокруг точки O на угол от 0 до 90° . Коллиматорный источник, фильтры, кристалл стильбена (диаметром $17 \times 5 \times 3$ мм) и фотокатод фотоэлектронного умножителя находились в вакуумной камере при давлении воздуха $< 0,01$ мм рт. ст. Для предотвращения испарения кристалла на его поверхность наклеивали алюминиевую фольгу толщиной $0,5$ мк. Фокусировка определялась без нарушения вакуума с помощью плексигласовой пластины толщиной 1 мм, помещаемой между кристаллом и фильтром.

Мы исследовали угловое распределение рассеянных β -частиц радиоактивных Pm^{147} ($E_{\max} = 0,22$ Мэв), W^{185} ($E_{\max} = 0,43$ Мэв), Tl^{204} ($E_{\max} = 0,765$ Мэв), ^{90}Sr ($E_{\max} = 1,7$ Мэв) при активности источников ~ 1 мкюри.

На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные кривые угловых распределений β -частиц p_{22} после прохождения фильтров толщиной 7,5; 37,5; 75; 120 и 200 мк-см⁻¹.

При расчете предполагали, что угловое распределение рассеянных электронов подчиняется уравнению $N(\theta) = e^{-\theta/\theta_{1/2}} e^{-0,424\theta^2}$, причем зависимость $\theta_{1/2}$ от

Z, A, ρ и x вещества фильтра взята из работы [1]:

$$\theta_{1/2} = 1,48 \frac{C}{E} \cdot \frac{(E+0,51)}{(E+1,02)} Z \sqrt{\frac{\rho x}{A}}, \quad (1)$$

где $\theta_{1/2}$ — угол при вершине конуса, внутри которого рассеивается 50% всех выходящих из фильтра электронов; E — кинетическая энергия электрона, Мэв; Z, A, ρ и x — соответственно атомный номер, атомный вес, плотность и толщина фильтра; C — величина, зависящая от E, Z, ρ и x (для C было принято значение 0,65 Мэв).

Расчет $\theta_{1/2}$ по формуле (1) производился для электронов, обладающих кинетической энергией, достаточной для того, чтобы пройти фильтр данной толщины. Эмпирическая формула (1) справедлива для рассеяния моноэнергетических электронов. При расчете гауссовской кривой для спектра β -частиц последний разбивался на ряд участков, которые соответствовали определенным значениям энергии моноэнергетических электронов. Каждая кривая, изображенная на рис. 2, представляет собой суммарную кривую гауссовских распределений моноэнергетических электронов, прошедших фильтр определенной толщины. По оси ординат отложено отношение числа β -частиц, рассеянных из фильтра на угол θ , к числу β -частиц, не отклонившихся от первоначального направления падения ($\theta = 0^\circ$): $N(\theta)/N(0^\circ)$. За 100% взято число β -частиц, вылетающих из фильтра определенной толщины под углом 0° . Кривые углового распределения β -частиц, полученные для Pm^{147}, W^{185} и Tl^{204} , имеют сходный

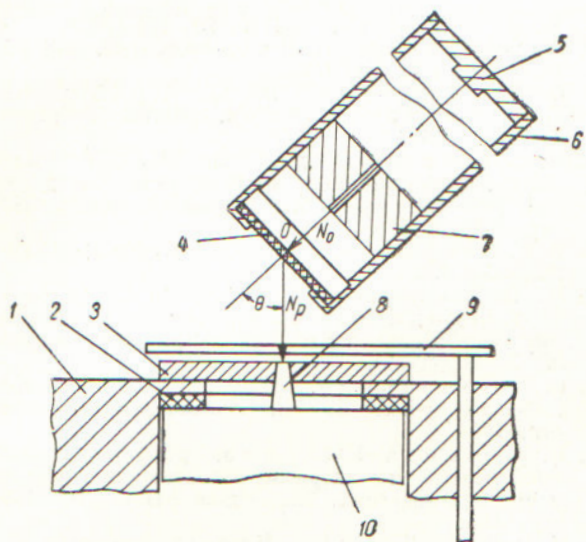


Рис. 1. Схема регистрации рассеянных β -частиц: О — ось вращения; 1 — основание установки; 2 — вакуумное уплотнение; 3 — алюминиевая диафрагма детектора; 4 — тканезквивалентный фильтр; 5 — источник; 6 — алюминиевый цилиндр; 7 — алюминиевый коллиматор; 8 — кристалл стильбена; 9 — вращающаяся пластинка для снятия фона; 10 — фотоэлектронный умножитель.

характер. На этом рисунке пунктиром показано диффузное распределение электронов, соответствующее $N(\theta) \sim \cos^2 \theta$.

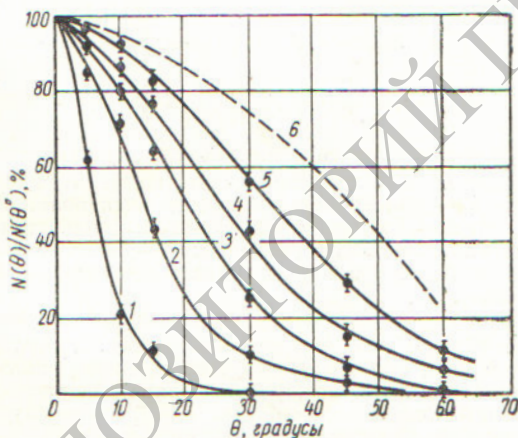


Рис. 2. Угловое распределение рассеянных β -частиц P^{32} после прохождения фильтров толщиной ($\text{мг} \cdot \text{см}^{-2}$): 1 — 7,5; 2 — 37,5; 3 — 75; 4 — 120; 5 — 210; 6 — $N(\theta) \sim \cos^2 \theta$; ● — эксперимент; — — расчет.

На рис. 3 представлена зависимость $\theta_{1/2}$ от толщины фильтра, выраженной в долях слоя половинного ослабления δ , для β -излучения Pm^{147} , W^{185} и P^{32} . Как видно из рисунка, при одних и тех же значениях толщины фильтра, выраженной в долях δ , значения $\theta_{1/2}$ практически одинаковы для всех исследованных изотопов.

Нами найдено, что диффузное распределение для всех изученных β -излучателей с простыми формами β -спектров наступает при толщинах фильтров, приблизительно равных трем слоям половинного ослабления. Следует отметить, что для этих толщин средняя энергия β -частиц, выходящих из фильтров, становится меньше на 20—30% средней энергии β -частиц, падающих на фильтр.

Общее число β -частиц, вылетающих из фильтра, получается при умножении $N(\theta)$ на $\sin \theta$. В случае малых толщин фильтров максимальное число рассеянных β -частиц приходится на малые углы. По мере повышения толщины фильтра число частиц, рассеянных

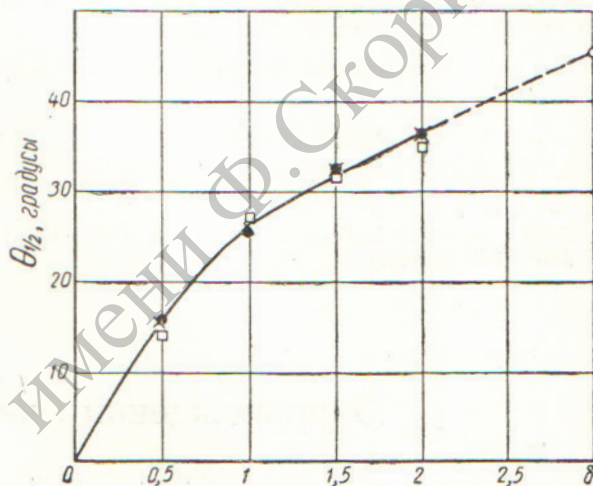


Рис. 3. Зависимость среднего угла рассеяния β -частиц P^{32} (●), Pm^{147} (×) и W^{185} (□) от толщины фильтра [$\square - N(\theta) \sim \cos^2 \theta$].

на большие углы, увеличивается. Так, например, максимальное число β -частиц, вылетающих из фильтра толщиной $7,5 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$, лежит в интервале $7-10^\circ$. Для β -частиц, вылетающих из фильтра толщиной $150 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$, максимум находится около $25-30^\circ$.

Кроме β -частиц, рассеянных из фильтра в направлении падающего пучка (N_p), имеются β -частицы, рассеянные назад ($N_{o.p}$). Число обратных рассеянных частиц $N_{o.p}$ зависит от атомного номера фильтра и для толщины $\sim 0,1 R_{\text{макс}}$ достигает максимальной величины ($R_{\text{макс}}$ — максимальный пробег β -частиц).

Для определения $N_{o.p}$ вплотную к толстому кристаллу диаметром 30 мм располагался тонкий β -источник диаметром 5 мм , нанесенный на коллоидную пленку толщиной $\sim 10 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$. Измеряли спектр и число β -частиц, попадавших в кристалл. Затем над источником со стороны противоположной кристаллу, вплотную к источнику помещались фильтры различной толщины. При этом за счет рассеяния от фильтров число β -частиц, попадающих в кристалл, увеличивалось. Значение $N_{o.p}$ получалось из разности счета с фильтрами и без них. Таким образом мы определили две компоненты N_p и $N_{o.p}$.

Кроме рассеянных β -частиц «вперед» и «назад» имеются частицы, которые затормозились в фильтре (N_T). Число затормозившихся β -частиц в фильтре

$$N_T = N_0 - (N_p + N_{o.p}). \quad (2)$$

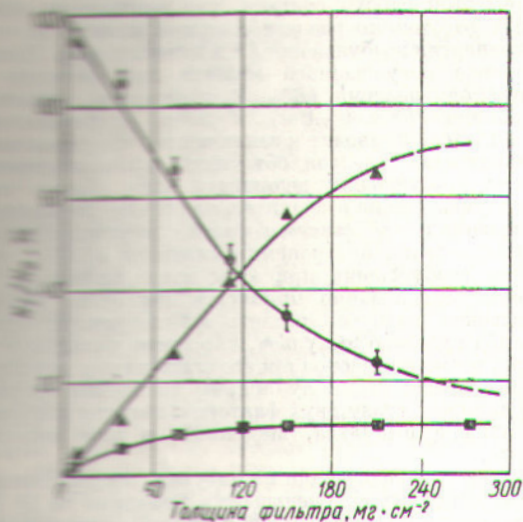


Рис. 4. Зависимость N_p (●), N_T (▲) и $N_{o.p}$ (■) в зависимости от толщины облучаемой среды для β -частиц P^{32} ($N_i - N_p$; N_T ; $N_{o.p}$).

На рис. 4 изображена зависимость N_p , N_T и $N_{o.p}$ от толщины фильтра для β -частиц P^{32} . За 100% по оси ординат принято число β -частиц N_0 , падающее на поверхность фильтра. Как видно из рис. 4, при малых толщинах ослабление параллельного пучка происходит в основном за счет рассеяния β -частиц. При толщине фильтра, приблизительно равной слою половинного ослабления, $N_p \approx N_T$. С ростом толщины фильтра N_p падает, N_T увеличивается, а $N_{o.p}$ практически остается постоянным.

При исследовании прохождения β -частиц в среде с $Z_{\text{эф}} \approx 7$ удалось установить следующее соотношение между коэффициентом ослабления числа частиц μ и максимальной энергией β -спектра $E_{\text{макс}}$:

$$\mu = 0,0157 \cdot E_{\text{макс}}^{-1,61} \quad (3)$$

На рис. 5 приводятся зависимость μ от $E_{\text{макс}}$ для β -частиц с $E_{\text{макс}}$, равной 0,17—3 Мэв. Для срав-

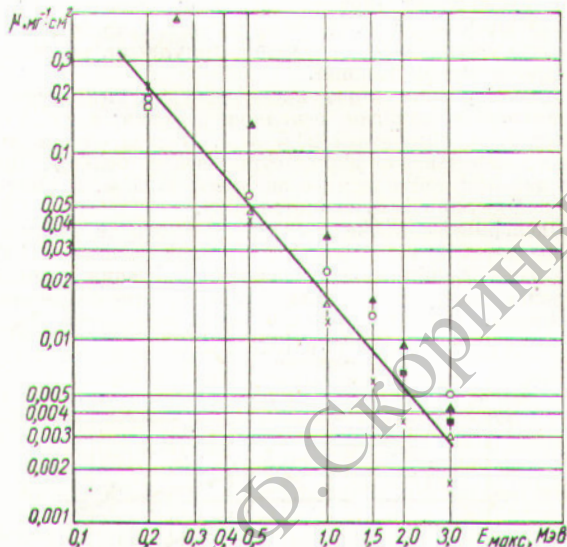


Рис. 5. Зависимость коэффициента ослабления μ от максимальной энергии β -частиц $E_{\text{макс}}$. Данные работ: ○ — [2]; ■ — [3]; × — [4]; ▲ — [5]; △ — [6].

нения на этом же рисунке приводятся данные работ [2—6]. В этих работах зависимость μ от $E_{\text{макс}}$ получена для алюминия.

Поступило в Редакцию 11/XI 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Knecht, W. Bathe. Z. Naturforsch., 8, 805 (1933).
2. R. Evans. The Science and Engineering of Nuclear Power. Cambridge, Mass, 1947.
3. G. Gleason, I. Taylor, D. Tabern. Nucleonics, 8, No. 5, 12 (1951).
4. I. Roalsving, R. Haslam. Canad. J. Phys., 37, 499 (1959).
5. L. Yaffe, I. Tischman. Metrology of Radionuclides. Vienna, IAEA, 1960, p. 196.
6. С. В. Белов и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 56 (1961).

УДК 539.173.16:546.791.022.83

Деление ядер U^{238} α -частицами с энергией 26,5 Мэв

Б. А. Бочагов, С. С. Васильев, Г. Г. Семенчук, Г. Е. Солякин

В работе [1] было показано, что при делении ядер U^{238} нейтронами и спонтанном делении зависимость кинетической энергии E_n осколков от отношения масс R (при $R \geq 1,3$) хорошо описывается формулой

$$E_n = aA' - (R+1)b. \quad (1)$$

Здесь $A' = A - \nu$, где A — массовое число составного ядра; ν — среднее число мгновенных нейтронов, образующихся при делении; a , b — коэффициенты, равные

$1,07 \pm 0,02$ и $33,3 \pm 3$ Мэв соответственно, причем b определяет наклон прямой, соответствующей приведенному уравнению.

Анализ данных по фотоделению ядер U^{238} [2] и Th^{232} [3], а также по делению ядер U^{235} [4] и Th^{232} [5] нейтронами с энергией 14 Мэв показал, что в первом случае зависимость E_n от R хорошо согласуется с формулой (1), во втором случае значение b несколько меньше.

Так как величины энергии возбуждения делящихся