

ФИЗИКА

А. МУРИН, Б. ЛУРЬЕ и В. ПАВЛОВ

ОПЫТЫ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ СРЕДНЕГО ПРОБЕГА ЯДЕР
ОТДАЧИ В ТВЕРДЫХ ГАЛОГЕНИДАХ СВИНЦА

(Представлено академиком П. И. Лукирским 8 I 1951)

Современная теория торможения атомов отдачи⁽¹⁾ построена на представлении, что основным механизмом этого процесса является передача энергии атомов α -отдачи атомам тормозящей среды путем ряда соударений. Полное поперечное сечение столкновения атома отдачи с атомом тормозящей среды будет:

$$\sigma = \frac{2\pi\hbar}{c\mu} \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{Z_1^2 + Z_2^2}} \frac{1}{m_0} \left(\frac{1}{v}\right)^2, \quad (1)$$

где $\hbar = h/2\pi$, μ — масса электрона, Z_1 и Z_2 — атомные номера соударяющихся атомов, $m_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — приведенная масса, v — скорость атома отдачи.

Торможение атомов отдачи в веществах с близким атомным весом ($m_1 \approx m_2$) сопровождается диффузным рассеянием, и обычное понятие пробега (одинакового для всех атомов отдачи) в этом случае лишено смысла. В случае торможения свободными атомами возможно указать приближенную формулу для полной тормозной длины атомов отдачи, подразумевая под этим корень квадратный из среднего квадратов расстояний от места возникновения атома отдачи до места его остановки.

В указанном случае ($m_1 \approx m_2$) торможение атомов отдачи аналогично торможению быстрых нейтронов атомами водорода.

Квадрат тормозной длины при этом выражается формулой⁽²⁾

$$\left(\frac{B}{\lambda}\right)^2 = 2(2 + 3x + e^{-x/2}). \quad (2)$$

Здесь $x = \ln(E_0/E)$, где E_0 — начальная энергия нейтрона (или атома); E — энергия, до которой нейtron (или атом отдачи) заторможен. В случае атомов отдачи $\lambda \sim e^{-x}$, т. е. быстро убывает с ростом x . Поэтому оценка полной тормозной длины ($E = 0$) может быть дана с учетом лишь „слабого“ торможения равенством:

$$B_{\text{полн}}^2 \sim 6\lambda_0^2 = \frac{6}{\sigma_0^2 n^2}. \quad (3)$$

Здесь λ_0 — длина первого свободного пробега атома отдачи с первоначальной скоростью v_0 , $\sigma_0 = \sigma(v_0)$, а n — число атомов тормозящего вещества в 1 см³.

В случае торможения атомов отдачи в твердом теле необходимо учесть взаимодействие атома отдачи с кристаллической решеткой вещества. Явление агрегатной отдачи показывает, что в результате столкновения атома отдачи с атомом тормозящей среды в движение может прити значительная группа атомов (или ионов) кристаллической решетки.

Таким образом, в этом случае последовательный ряд столкновений нельзя рассматривать, пользуясь равенством (2). Можно лишь сказать, что среднее значение первого свободного пробега атома отдачи должно быть того же порядка, что и λ_0 .

При выполнении опытов активный осадок торона собирался в эманирующем источнике (RaTh) на торцовую поверхность прессованного цилиндра из PbCl_2 или PbJ_2 . Ядра α -отдачи (ThC'') собирались в вакууме (2 мм рт. ст.) на находившийся под отрицательным потенциалом (-300 в) коллектор из алюминия.

Активность коллектора промерялась на гамма-счетчике. Сбор ядер отдачи повторялся в тех же условиях, и коллектор растворялся в 6N HCl . Активность раствора измерялась по γ -лучам. Активный слой с поверхности цилиндра из PbCl_2 (или PbJ_2) снимался бритвой и после взвешивания растворялся в 6N HCl , насыщенном этиловым эфиром. (Для PbJ_2 растворителем служил раствор КJ.) Содержащийся в растворе ThC'' радиоактивный изотоп таллия быстро экстрагировался эфиром (3). Активность эфирной фракции промерялась на гамма-счетчике. Соляно-кислый слой выпаривался до выпадения осадка (PbCl_2), который высушивался и напрессовывался на подкладку-цилиндр из того же соединения.

Выход ядер отдачи из полученного таким образом сравнительно толстого ($\sim 10^{-2}$ см) слоя определялся сорианием ThC'' на идентичный указанному выше коллектор в тех же условиях.

Распад материнских веществ ThB , ThC и ThC'' всюду учитывался и результаты всех измерений приводились к одному времени.

Введем следующие обозначения: A_1 — активность коллектора при сборе атомов отдачи (ThC'') с поверхности цилиндра; A_2 — активность его в растворе; A_3 — активность эфирной фракции; A_4 — активность коллектора после сбора атомов отдачи из толстого активного слоя; m_1 — масса снятого активного слоя.

В таком случае выход атомов отдачи из толстого (напрессованного) активного слоя выражается равенством

$$\text{выход} = \frac{A_4 / A_3}{A_1 / A_2} \frac{m_1}{m_2}, \quad (4)$$

где m_2 — масса напрессованного слоя (в общем случае не равная m_1).

Величина выхода определяется отношением среднего „пробега“ \bar{R} атомов отдачи* к толщине активного слоя, т. е.

$$\text{выход} = \frac{\bar{R} S \rho}{4 m_2}, \quad (5)$$

где S — площадь основания (торца) цилиндра, m_2 — масса, ρ — плотность активного слоя. \bar{R} выражено в сантиметрах.

Сравнение равенств (4) и (5) дает:

$$\bar{R} = \frac{4}{S} \frac{A_4 / A_3}{A_1 / A_2} \frac{m_1}{\rho}.$$

* В данном случае средний „пробег“ есть среднее значение максимального расстояния, на которое атом отдачи удаляется от места своего возникновения в процессе своего движения в тормозящей среде.

При сравнении результатов эксперимента с оценкой величины, даваемой теорией, мы, по крайней мере в случае $PbCl_2$, считали возможным пренебречь торможением атомов отдачи атомами хлора.

В случае иодистого свинца торможение атомами иода, более тяжелыми, чем хлор, является весьма существенным. В табл. 1 даны результаты экспериментов и их сравнение с теорией.

Таблица 1

Тормозящее вещество	λ_0 выч.	\bar{R} изм. см 10^4	λ_0 выч. число слоев PbX_2	\bar{R} изм.
	см 10^4			
$PbCl_2$	5,3	5,1 4,7 5,2 5,8 5,4 4,6	средн. 5,1	122 117
PbI_2	8,5	5,9 6,3 6,5 5,7 7,5	средн. 6,4	163 123

Хотя теория и не учитывает ряда факторов, влияющих на величину свободного пробега λ_0 (потери на ионизацию и т. д.), мы, на основании полученных данных ($\bar{R} \sim \lambda_0$), все же должны констатировать, что она в основном правильно отображает характер явления торможения ядер α -отдачи в тяжелых средах.

Мы считаем своим приятным долгом выразить благодарность акад. П. И. Лукирскому за ценные критические замечания, сделанные при обсуждении данной работы.

Поступило
9 XII 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Н. Б о р, Прохождение атомных частиц через вещество, М., 1950. ² W. Both e, Ann. d. Phys., **438**, 52 (1948). ³ A. A. Noyes, W. C. Gray and E. B. Spear, Journ. Am. Chem. Soc., **30**, 515, 559 (1908).