

И. БАРИТ, Л. ГРОШЕВ и М. ПОДГОРЕЦКИЙ

## ВОЗМОЖНЫЙ СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 5 VI 1947)

Исследование селективного поглощения  $\gamma$ -лучей может дать ценные сведения об уровнях атомных ядер. Поэтому предпринимались многочисленные попытки обнаружить это явление, изучая поглощение монохроматического  $\gamma$ -излучения в том же самом веществе, которым оно испускается. Однако подобные опыты встречаются с принципиальной трудностью, связанной с влиянием импульса отдачи <sup>(1)</sup>.

Возбуждение атомных ядер с помощью непрерывного спектра  $\gamma$ -излучения, возникающего при торможении быстрых электронов в веществе, наблюдалось Виденбеком <sup>(2)</sup>, использовавшим наличие у ряда ядер метастабильных уровней с сравнительно большой длительностью жизни и связанное с этим испускание конверсионных электронов.

Данная заметка ставит своей целью показать возможность наблюдения селективного поглощения  $\gamma$ -излучения так называемым методом „самоиндикации“, аналог которого широко используется в нейтронной физике. При этом выясняется также возможность измерения ширины линии для резонансного перехода —  $\Gamma_2$ .

Сущность рассматриваемого метода заключается в следующем. Возьмем  $\gamma$ -излучение с непрерывным спектром. Индикатором для него выберем какое-нибудь вещество, обладающее метастабильным уровнем, например золото, как это было в опыте Виденбека. Если верхняя граница  $\gamma$ -излучения лежит между первым и вторым активационными уровнями индикатора, то его активность будет обуславливаться лишь наличием селективного поглощения  $\gamma$ -излучения на первом активационном уровне. С помощью такого индикатора снимем кривую поглощения в том самом веществе, из которого сделан индикатор. Ход этой кривой, по крайней мере частично, определяется наличием селективного поглощения в фильтрующем веществе. При этом легко видеть, что соображения, связанные с влиянием импульса отдачи, здесь не играют никакой роли. Практически возможность обнаружения резонансного поглощения таким путем зависит от соотношения между его эффективным сечением и эффективным сечением всех нерезонансных процессов.

Для резонансного поглощения эффективное сечение дается хорошо известной формулой:

$$\sigma = \frac{\sigma_0 \Gamma_2 \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  — полная ширина линии,  $E_0$  — энергия резонансного уровня и  $\sigma_0 = \lambda^2/4\pi$  (здесь опущен статистический фактор порядка единицы).

Однако естественная ширина резонансной линии обычно много меньше доплеровской тепловой ширины  $\Delta$ . Поэтому (3)

$$\sigma = 2\sqrt{\pi} \sigma_0 \frac{\Gamma_2}{\Delta} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{\Delta^2}}, \quad (2)$$

где  $\Delta = \left(\frac{2kTE_0^2}{Mc^2}\right)^{1/2}$ . Вблизи резонанса

$$\sigma = 2\sqrt{\pi} \sigma_0 \frac{\Gamma_2}{\Delta}. \quad (3)$$

В качестве примера возьмем  $\text{In}^{115}$ , у которого энергия первого активационного уровня  $E_0 = 1,1$  MeV,  $\Delta = 0,7$  eV, при комнатной температуре и  $\Gamma_2 = 0,004$  eV (4). Для него из (3) находим  $\sigma \cong 10^{-23}$  см<sup>2</sup>.

Нерезонансные процессы проявляются, с одной стороны, в поглощении  $\gamma$ -излучения, а с другой — в некотором „замазывании“ интересующей нас узкой энергетической области, например за счет комптоновского смягчения более жестких  $\gamma$ -квантов. Это „замазывание“ приводит к уменьшению коэффициента поглощения. Можно, однако, показать, что для каждого из нерезонансных процессов „замазывание“ много меньше, чем поглощение, и вызываемое им уменьшение коэффициента поглощения можно не учитывать.

Нерезонансное поглощение вызывается в основном эффектом Комптона, рождением пар, фотоэффектом. Для среднетяжелых ядер, например для рассмотренного ранее  $\text{In}^{115}$ , при энергиях порядка 1 MeV основную роль играет эффект Комптона, эффективное сечение для которого  $\sigma_k \cong 10^{-23}$  см<sup>2</sup>.

Таким образом, резонансное и нерезонансное поглощения — одного и того же порядка и могут быть отделены друг от друга. Всего проще это можно сделать путем сравнения поглощения в исследуемом элементе с поглощением в элементе с атомным номером, большим или меньшим на единицу.

Используя результаты подобных измерений, можно определить естественную ширину  $\Gamma_2$ . При этом из формул выпадает неизвестная точно абсолютная интенсивность падающего излучения. Если  $I_1 - I_2$  — изменение активности индикатора, обусловленное наличием резонансного поглощения, а  $I_1$  — активность индикатора без поглотителя, то

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_0 \frac{\Gamma_2}{\Delta} Nl,$$

где  $N$  — число атомов в см<sup>3</sup> поглотителя, а  $l$  — его толщина в см. Так как величины  $\sigma_0$  и  $\Delta$  известны, то знание величины  $\frac{I_1 - I_2}{I_1}$  позволяет определить  $\Gamma_2$ . При таком методе определения не нужно учитывать влияния, вообще говоря, возможного перехода из активационного уровня на основной, минуя нестабильный, т. е. без излучения конверсионных электронов. Не нужно также учитывать абсолютной величины коэффициента конверсий. В отличие от этого при определении ширины  $\Gamma_2$  по абсолютной величине выхода необходимо учитывать оба эти фактора.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии Наук СССР

Поступило  
5 VI 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> И. Я. Барит и М. И. Подгорецкий, ДАН, 54, 591 (1946). <sup>2</sup> M. Widenbeck, Phys. Rev., 67, 92, 267 (1945); 68, 1, 237 (1945). <sup>3</sup> H. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937). <sup>4</sup> E. Guth, Phys. Rev., 59, 325 (1941).