

работе А. Алиханяна, А. Алиханова, В. Морозова, Г. Мусхелишвили и А. Хримяна<sup>4</sup>. Напомним, что в последней работе было установлено существование частиц с массами  $200m_e$ ,  $350m_e$ ,  $500 - 600m_e$ ,  $950m_e$  и с большими массами.

В следующем сообщении, помещённом в том же номере Бюллетеня и принадлежащем Броду, говорится о том, что автором сконструирована аппаратура, установленная на самолёте и специально предназначенная для измерения масс мезотронов на больших высотах. Аппаратура состоит из постоянного магнита, дающего поле напряжённостью 500 эрстед, и трёх камер Вильсона, из которых одна располагается над затором магнита, а две остальные — под ним, одна над другой. Камеры, расположенные непосредственно над и под затором магнита, образуют магнитный анализатор, позволяющий с большой точностью определить изменение направления траекторий, вызванное действием магнитного поля, а следовательно, импульс частицы. Третья камера, в которой располагаются 15 пластинок свинца общей толщиной 9 см, служит для определения пробега частиц. Такая система полностью аналогична магнитному масс-спектрографу, применявшемуся при исследовании спектра масс мезотронов А. Алихановым, А. Алиханяном и их сотрудниками, но обладает значительно меньшей светосилой. Следует ожидать, что в недалёком будущем с помощью описанного прибора будут подтверждены и остальные значения масс, обнаруженные советскими физиками

А. Вайсенберг

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bulletin of the American Physical Society № 1, 1948.
2. А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, Journal of Physics, том XI, № 2.
3. С. Никитин, Journal of Physics, том XI, № 2.
4. А. Алиханян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мусхелишвили и А. Хримян, ДАН СССР, том LVIII, стр. 1331.

#### ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ С ВЫЛЕТОМ ОДНОГО ПРОТОНА<sup>1</sup>

В 20 томе Helvetica Physica Acta за 1947 г. помещена интересная экспериментальная работа Хюрцеля и Веффлера, посвящённая изучению ядерного фотоэффекта (реакции  $(\gamma, p)$ ). Теория этого эффекта была дана Вайскопфом и Юнгом<sup>2</sup>, основывавшимися на известном боровском механизме ядерных реакций. Из их вычислений можно получить отношение эффектив-

ных сечений для вылета протона и нейтрона  $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$  как функцию энергии возбуждающих  $\gamma$ -лучей, энергии связи вылетающей частицы в исходном ядре и максимальной энергии  $\beta$ -лучей ядра-продукта. Авторы реферируемой работы ставили своей целью проверку этих теоретических предсказаний. Они воспользовались  $\gamma$ -лучами, испускающимися при резонансной реакции лития с протонами  $Li^7(p, \gamma)Be^8$ . Как известно, эти лучи, обладающие энергией 17,2 MeV, дают почти со всеми элементами фотоэффект с вылетом нейтрона. Поскольку энергии связи протона и нейтрона в ядре вряд ли серьёзно отличаются друг от друга, можно было думать, что пойдёт и реакция с вылетом протона (исключая, быть может, тяжёлые ядра, у которых суще-

стве́нчо возпастает кулоновский барьер). Факт реакции устанавливался по радиоактивности ядра-продукта. Для того чтобы это можно было сделать с какой-то степенью надёжности, необходимо, чтобы: а) число возможных после фотоэффекта реакций было весьма ограничено и б) возникающие при этом излучения не маскировались аналогичными активностями, вызванными  $(\gamma, n)$ -процессами на соседних изотопах того же элемента.

Измерения производились на установке, описанной в предыдущих работах одного из авторов с сотрудниками<sup>8</sup>. Протоны для получения  $\gamma$ -лучей ускорялись постоянным электрическим полем (максимальное напряжение — 90 кВ), причём можно было создавать проточный ток до 5—8 мА. Препарат помещался над литевой мишенью в полем цилиндриче, толщина стенок которого всегда павнялась по крайней мере максимальному пробегу  $\beta$ -частиц ядра-продукта. Интенсивность  $\gamma$ -лучей непрерывно измерялась счётчиком, помещённым в 1,4 м от мишени за свинцовым экраном толщиной в 1 см (в обычных условиях опыта интенсивность  $\gamma$ -лучей в счётчике была примерно такая, как если бы на месте мишени помещалось 10 мг радия). Активность ядер-продуктов измерялась алюминиевым счётчиком с толщиной стенок в 0,1 мм, внутренним диаметром — 24 мм и длиной — 5 см. Поскольку возникающие при  $(\gamma, p)$ -процессе активности обычно весьма слабы, очень важно было максимально уменьшить фон. Для этого основной счётчик окружался десятью большими (диаметр — 4 см, длина 20 см, толщина стенок — 1 мм) счётчиками из латуни, соединёнными с ним по схеме анти-совпадений. Такое устройство уменьшало фон в 5—6 раз.

Авторы определяли выход реакции (под последним они подразумевают активность ядра-продукта при бесконечно долгом освещении  $\gamma$ -лучами заданной «нормальной интенсивности» — 400 импульсов в минуту на счётчике интенсивности). Очевидно, выход реакции  $A$  определяется формулой

$$A = \frac{400}{I_{\gamma}} \frac{\int_{t_1}^t \frac{dN}{dt} dt}{e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda_1 t}}, \quad (1)$$

где  $t$  — время облучения,  $t_1$  — время между концом облучения и началом измерения,  $t_2$  — время между концом облучения и концом измерения,  $I_{\gamma}$  — интенсивность  $\gamma$ -лучей (в импульсах в секунду).

Полученные результаты сравнивались с известным выходом ядерного фотоэффекта на меди. Для этого на место препарата ставился пустой медный цилиндр точно такой же формы и размеров, и тем же счётчиком измерялась 10-минутная активность, возникающая при реакции  $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)\text{Cu}^{62}$ . Зная соотношение выходов, легко вычислить отношение эффективных сечений. В самом деле, легко видеть, что при экспоненциальном ходе кривой поглощения  $\beta$ -лучей (что обычно имеет место) выполняется следующее соотношение:

$$c = \frac{A e^{\mu' d_z}}{c n R}, \quad (2)$$

где  $\mu'$  — коэффициент поглощения  $\beta$ -лучей в алюминии,  $d_z$  — толщина стенки счётчика,  $n$  — число атомов исходного изотопа в 1 см<sup>3</sup>,  $R$  — средний пробег  $\beta$ -лучей в материале препарата,  $c$  — константа, зависящая от интенсивности  $\gamma$ -лучей и угла между направлениями облучения и регистрации. Учитывая, что

$$n = \frac{L \rho}{M}, \quad (3)$$

где  $L = 6 \cdot 10^{23}$ ,  $\rho$  — плотность,  $M$  — молекулярный вес данного изотопа,

$\epsilon$  — его процентное содержание, и выражая  $K$  в  $г/см^2$ , авторы получают для отношения эффективных сечений:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{A_1 M_1 R_2 \epsilon_2}{A_2 M_2 R_1 \epsilon_1} e^{(\mu_1' - \mu_2') dz} \quad (4)$$

Считая поглощение  $\beta$ -лучей известным (соответствующие данные взяты из работы <sup>4)</sup>), авторы могли, таким образом, определить отношение  $\sigma(\gamma, p)$  для данного изотопа к  $\sigma(\gamma, p)$  на  $Cu^{63}$ . Однако интерпретация результатов осложнялась, как отмечают авторы, одним существенным обстоятельством. Именно, интересующие нас  $(\gamma, p)$ -реакции всегда сопровождаются процессами  $(n, p)$  на соседнем изотопе (у которого одним нейтроном меньше, чем у исследуемого), ведущими к тем же активностям, что и реакции  $(\gamma, p)$ . Причины появления нейтронов совершенно ясны: во-первых, при реакции протонов с литием (той самой, при которой испускаются использовавшиеся авторами  $\gamma$ -лучи), возникают ядра бериллия, которые оказываются неустойчивыми и распадаются каждое на две  $\alpha$ -частицы. Последние, реагируя с литием ( $Li^7 (\alpha, n) B^{10}$ ), образуют нейтроны с энергией 4,3 MeV. Во-вторых, в источник протонов, бомбардирующих мишень, подаётся обыкновенный водород, всегда содержащий примесь дейтерия, следовательно, в протонном токе будут присутствовать дейтероны. При реакции  $D + Li^7$  появляются нейтроны с энергией 14,4 MeV. Интенсивность нейтронов в условиях опыта достигала 75 милликюри радие-бериллиевого эквивалента. Подавая в источник протонов водород, подвергнутый электролизу (т. е. с уменьшенным содержанием дейтерия), авторы могли изменять количество дейтеронов, бомбардирующих мишень. Тем самым можно было выяснить, какая часть интенсивности приходится на долю  $(Li + D)$ -нейтронов. Оказалось, что они играют главную роль (из 75 милликюри общей интенсивности только 9 относится на счёт  $(\alpha, n)$ -реакции). Это обстоятельство позволило авторам исключить активности, создаваемые нейтронами. Многократно электролизуя водород, подаваемый в источник протонов, они всё более и более уменьшали количество дейтерия в нём и путём линейной экстраполяции определяли активность при полном отсутствии дейтеронов в протонном токе. Поскольку реакция  $Li^7 (\alpha, n) B^{10}$ , как было показано, не играет роли, эту активность надо приписать протонам, возникающим при интересующем нас  $(\gamma, p)$ -процессе.

Для контроля применялся метод, основанный на резонансном характере реакции  $Li^7 (p, \gamma) Be^8$ : препарат облучался протонами с энергией, слегка отличной от резонансной. При этом интенсивность  $\gamma$ -лучей (и, следовательно, порождённая ими активность) уменьшалась раз в 20, в то время как интенсивность нейтронов изменялась всего в два-три раза. Ничтожную  $\gamma$ -активность можно было определить первым способом, после чего, вычитая её из полной активности, авторы находили нейтронный эффект. В этом случае учитываются все нейтроны, а не только возникающие при реакции лития с дейтеронами. Как отмечают авторы, тот факт, что во всех случаях найденные значения активности, обусловленной  $(\gamma, p)$ -процессом, в пределах ошибок совпадают, является хорошим доказательством того, что  $(\alpha, n)$ -нейтроны не играют роли здесь.

Ядерный фотоэффект с вылетом протона был обнаружен на следующих изотопах:  $Mg^{25}$ ,  $Mg^{26}$ ,  $Si^{29}$ ,  $Si^{30}$ ,  $Ti^{60}$ ,  $Cr^{53}$ ,  $Se^{77}$ ,  $Mo^{98}$ ,  $Pd^{115}$ ,  $Cd^{112}$ ,  $Cd^{118}$ ,  $Sn^{117}$  и  $Sn^{118}$ . При  $Z > 50$  эффект обнаружиг не удалось, что понятно ввиду значительности кулоновского барьера. Результаты измерений сведены в таблице 1.

Для сравнения с теорией надо знать ещё отношение

$$\frac{\sigma(\gamma, n) \text{ на меди}}{\sigma(\gamma, n) \text{ на исслед. изотопе}} \quad (5)$$

Таблица I

| Исходное ядро     | Активное ядро-продукт | Период полураспада | $\sigma_{\text{отн.}}$ в % |
|-------------------|-----------------------|--------------------|----------------------------|
| Mg <sup>25</sup>  | Na <sup>24</sup>      | 14,8 часа          | 2,83                       |
| Mg <sup>26</sup>  | Na <sup>25</sup>      | 60 сек.            | 1,56                       |
| Si <sup>29</sup>  | Al <sup>28</sup>      | 2,3 мин.           | 3,45                       |
| Si <sup>30</sup>  | Al <sup>29</sup>      | 6,7 "              | 1,26                       |
| Ti <sup>50</sup>  | Sc <sup>49</sup>      | 57 "               | 1,62                       |
| Cr <sup>53</sup>  | V <sup>52</sup>       | 3,9 "              | 8,1                        |
| Se <sup>77</sup>  | As <sup>76</sup>      | 26,75 часа         | 4,8                        |
| Mo <sup>98</sup>  | Nb <sup>97</sup>      | 75 мин.            | 3,5                        |
| Pd <sup>105</sup> | Rh <sup>104</sup>     | { 44 сек. }        | 7,3                        |
|                   |                       | { 4,2 мин. }       |                            |
| Cd <sup>111</sup> | Ag <sup>110</sup>     | 24,5 сек.          | 4,4                        |
| Cd <sup>112</sup> | Ag <sup>111</sup>     | 75 час.            | 5,3                        |
| Cd <sup>113</sup> | Ag <sup>112</sup>     | 3,2 часа           | 6,0                        |
| Sn <sup>117</sup> | In <sup>116</sup>     | 13 сек.            | 2,9                        |
| Sn <sup>118</sup> | In <sup>117</sup>     | 117 мин.           | 1,5                        |

Таблица II

| Реакция                                                   | Максимальная энергия $\beta$ -частиц ядра-продукта в MeV | $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$<br>экспериментально | $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$<br>теоретически (энергия связи 10 MeV) | $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$<br>теоретически (энергия связи 7,5 MeV) |
|-----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| Ti <sup>50</sup> ( $\gamma, p$ ) Sc <sup>49</sup> . . . . | 1,8                                                      | 0,054                                                             | $1,2 \cdot 10^{-2}$ *)                                                               | —                                                                                     |
| Cr <sup>53</sup> ( $\gamma, p$ ) V <sup>52</sup> . . . .  | 1,98                                                     | 0,324                                                             | $4,7 \cdot 10^{-2}$ *)                                                               | —                                                                                     |
| Se <sup>77</sup> ( $\gamma, p$ ) As <sup>76</sup> . . .   | 3,24                                                     | 0,048                                                             | $2,1 \cdot 10^{-4}$                                                                  | $2,0 \cdot 10^{-3}$                                                                   |
| Mo <sup>98</sup> ( $\gamma, p$ ) Nb <sup>97</sup> . . .   | 1,4                                                      | 0,028                                                             | $2,6 \cdot 10^{-4}$                                                                  | $1,4 \cdot 10^{-3}$                                                                   |
| Pd <sup>105</sup> ( $\gamma, p$ ) Rh <sup>104</sup> . . . | 2,3                                                      | 0,055                                                             | $7,8 \cdot 10^{-5}$                                                                  | $7,7 \cdot 10^{-4}$                                                                   |
| Cd <sup>111</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>110</sup> . .   | 2,6                                                      | 0,034                                                             | $1,8 \cdot 10^{-5}$                                                                  | $2,9 \cdot 10^{-4}$                                                                   |
| Cd <sup>112</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>111</sup> . .   | 0,8                                                      | 0,040                                                             | $1,9 \cdot 10^{-4}$                                                                  | $1,0 \cdot 10^{-3}$                                                                   |
| Cd <sup>113</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>112</sup> . .   | 2,2                                                      | 0,046                                                             | $4,6 \cdot 10^{-5}$                                                                  | $5,4 \cdot 10^{-4}$                                                                   |
| Sn <sup>117</sup> ( $\gamma, p$ ) In <sup>116</sup> . . . | 2,8                                                      | 0,022                                                             | $7,7 \cdot 10^{-6}$                                                                  | $1,4 \cdot 10^{-4}$                                                                   |
| Sn <sup>118</sup> ( $\gamma, p$ ) In <sup>117</sup> . . . | 1,73                                                     | 0,011                                                             | $2,1 \cdot 10^{-5}$                                                                  | $1,8 \cdot 10^{-4}$                                                                   |

\*) Энергия связи вычислена по данным Поллардом <sup>5</sup> массам соответствующих стабильных изотопов.

Известно, что для различных изотопов одного и того же элемента (в случае средних и тяжёлых ядер) эффективные сечения  $\sigma(\gamma, n)$  в пределах ошибок оказываются примерно одинаковыми (см.<sup>3</sup>). Поэтому авторы считают, что не произойдёт сколько-нибудь существенной ошибки, если взять отношение (5) для меди и соседнего с исследуемым изотопа интересующего нас элемента. Таким образом, авторы получают экспериментальное значение  $\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}$ , которое и подлежит сравнению с результатами теории. Для этого, правда, надо знать ещё энергию связи протона (нейтрона) в ядре. Авторы проделали вычисления с двумя значениями последней (10 MeV и 7,5 MeV). Результаты сведены в таблице II на стр. 279. Как видно, теоретические значения оказываются значительно меньше экспериментальных. Результаты для лёгких элементов приведены в таблице III. В случае лёг-

Таблица III

| Реакция                            | $\sigma(\gamma, p)$ на данном изотопе | $\sigma(\gamma, n)$ на данном изотопе |
|------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
|                                    | $\sigma(\gamma, n)$ на меди           | $\sigma(\gamma, n)$ на меди           |
| $Mg^{24}(\gamma, n) Mg^{23} \dots$ | —                                     | 1,1% (16,4 MeV) ;                     |
| $Mg^{25}(\gamma, p) Na^{24} \dots$ | 2,84% (12,3 MeV)                      | —                                     |
| $Mg^{26}(\gamma, p) Na^{25} \dots$ | 1,56% (13,0 MeV)                      | —                                     |
| $Al^{27}(\gamma, n) Al^{26} \dots$ | —                                     | 4,0% (14,4 MeV)                       |
| $Si^{28}(\gamma, n) Si^{27} \dots$ | —                                     | 0,7% (16,9 MeV)                       |
| $Si^{29}(\gamma, p) Al^{28} \dots$ | 3,45% (11,7 MeV)                      | —                                     |
| $Si^{30}(\gamma, p) Al^{29} \dots$ | 1,26% (13,7 MeV)                      | —                                     |

ких ядер вероятности  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -процессов оказываются примерно одинаковыми, однако потенциальный барьер здесь все ещё значителен и теоретически этого быть не должно. Авторы считают, что столь резкое (и для средних и для лёгких ядер!) расхождение теории с экспериментом требует изменения боровских представлений о протекании данной ядерной реакции.

*В. Азербак*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Huzel u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **20**, 373 (1947).
2. V. F. Weisskopf a. D. H. Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940).
3. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **16**, 33 (1943).
4. O. Huber, O. Lienhard u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **17**, 195 (1943).
5. O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer u. H. Wäffler, *Helvetica Physica Acta*, **18**, 221 (1945).
6. E. Pollard, *Phys. Rev.*, **57**, 1186 (1940).