

соединялись с усилительными радиотехническими схемами, существенной особенностью которых было наличие в каждой из них длинной линии (до 100 метров), благодаря чему можно было создавать, при одновременности сигналов на входах, определенное запаздывание одного сигнала относительно другого — на выходе. Усилительная схема умножителей детектора подавала, через длинную линию на выходе, напряжение на одну вертикальную пластину катодного осциллографа, а соответствующий сигнал от умножителей кристалла-рассеивателя — на противоположную пластину. Благодаря этому (разумеется при наличии соответствующей развёртки) умножители детектора и умножители рассеивателя давали на экране катодного осциллографа пики, направленные в противоположные стороны; если один был направлен вверх, то другой был направлен вниз. Расстояние между этими пиками соответствовало запаздыванию одного сигнала относительно другого. Для калибрования на начала обеих длинных линий подавались заведомо одновременные сигналы, а именно — либо просто один и тот же сигнал, либо сигналы от обеих пар счётчиков, которые, однако, в этом случае были расположены около одного кристалла-рассеивателя и, таким образом, регистрировали одно событие — вспышку от электрона отдачи. Калибрование по времени производилось с помощью кривой стандартного генератора с частотой 10 МГц на том же экране осциллографа. Сравнение таких «синтетических» одновременных импульсов с кривой, даваемой комптоновским эффектом показало, что в 89 случаях, где оба пика кривой были обусловлены регистрацией одного элементарного комптоновского процесса, регистрация электрона отдачи и рассеянного фотона совпадают по времени в пределах $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Э. Ш.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Шпольский, Атомная физика т. I, стр. 265 (1950).
2. Э. В. Шпольский, УФН 16, 438 (1936); К. С. Вульфсон, УФН 17, 33 (1937).
3. R. Hofstadter and J. A. Mc. Intyre, Phys. Rev. 78, 24 (1950).

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЯДЕРНОМУ ФОТОЭФФЕКТУ

Работы по ядерному фотоэффекту, опубликованные до ноября 1948 г. (на русском языке см. 1, 2, 3) и позднее (реферируются здесь), привели к установлению следующих основных представлений:

а) эффективное сечение (γ, p)-реакции обладает максимумом (резонансом), расположенным в области энергии падающего γ -кванта (для $A \cong 12$) около 30 Мэв и смещающимся влево с ростом атомного номера;

б) ширина максимума составляет около 10 Мэв (например, Cu^{63});
в) падение эффективного сечения после максимума таково, что γ -кванты с энергией, большей 50 Мэв не оказывают заметного влияния на выход реакции;

г) до сих пор нет фактов, которые свидетельствовали бы о неприменимости этих положений к реакциям (γ, p), (γ, pn), (γ, pp) и (γ, np).

д) боровский механизм ядерных реакций в применении к γ -реакциям приводит к меньшему преобладанию (γ, p)-реакции над (γp)-реакцией, чем наблюдаемое.

Лоусон и Перльман⁴ измеряли выход Si^{12} (γ , n)-реакции по β -активности Si^{11} . γ -излучение (от бетатрона) детектировалось ионизационной камерой, градуированной с помощью γ -спектрометра на число квантов в интервале энергии $30 \pm 7,5$ Мэв.

Измеряемые ими величины имеют следующий смысл:

N_1 — число γ -квантов в интервале энергии около предполагаемого (в ряде случаев, известного) положения резонанса (интервал энергии $\times$ время облучения);

N_2 — число актов данной реакции (число ядер мишени $\times$ время облучения).

$$\text{Частное } \Sigma = \frac{N_2}{N_1} = \int_0^E \sigma(\varepsilon) n(\varepsilon) d\varepsilon, \text{ где } \varepsilon — \text{энергия } \gamma\text{-кванта, } E — \text{верх-}$$

няя граница спектра γ -излучения бетатрона, $n\varepsilon$ — спектр γ -излучения, нормированный так, чтобы $n(\varepsilon) = 1$ при $\varepsilon = \varepsilon_{\text{резонанс}}$. Авторы считают резонанс в области 30 Мэв достаточно резким и поэтому интерпретируют свой результат (см. таблицу I) как площадь эффективного сечения $\Sigma \cong \int \sigma(\varepsilon) d\varepsilon$. Точность измерений составляла $\pm 20\%$. Слабая зависимость от E лишний раз подтверждает резонансный характер эффективного сечения. Пересчет на Si^{63} с помощью

данных работ^{5,6} даёт для реакции $\text{Si}^{63}(\gamma, n)$ величину $\Sigma \cong 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot \text{Мэв}$. Гертнер и Йитер⁷ наблюдали в камере Вильсона расщепления ядер N^{14} ,

вызванные γ -излучением 100 Мэв бетатрона. Камера Вильсона работала синхронно с бетатроном со скоростью одно расширение в пять секунд. Медный детектор (реакция $\text{Si}^{63}(\gamma, n)$) контролировал (через посредство ионизационной камеры) интенсивность γ -излучения вблизи $\varepsilon = 22$ Мэв (положение резонанса для Si^{63}). Фоторасщепления с одним и двумя треками интерпретируются авторами как (γ, n) и (γ, pn)-реакции, соответственно. Бóльшее число треков соответствует звёздам. При $E = 100$ Мэв число одиночных и двойных треков составляет 16% и 64% от общего числа расщеплений. При изменении режима бетатрона с 50 Мэв на 100 Мэв количество парных треков, отнесённое к активности меди, изменяется с 1,00 до 0,89. Приближённая нормализация результатов, полученных при $E = 20$ Мэв, даёт выход около 0,05. Таким образом, основной выход парных треков приходится на интервал $\varepsilon = 20 - 50$ Мэв. Таблица II даёт отношение числа звёзд к числу парных треков при различных E . Имеется возрастание доли звёзд вблизи 60 Мэв.

Во второй работе⁸ те же авторы наблюдали расщепления в азоте, кислороде и воздухе. Смысл наблюдаемых результатов тот же, что и в работе⁴, исключая разницу в экспериментальных средствах. Величина N_1 определялась по числу пар, образованных в газе камеры Вильсона γ -квантами с энергиями в интервале 30 ± 10 Мэв. Полученная таким образом величина Σ для парных треков в воздухе равна $0,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot \text{Мэв} \pm 20\%$. Число парных треков в кислороде и азоте в отдельности составляет при равных интенсивностях γ -излучения 166 и 185, т. е. величина Σ одинакова для этих ядер. Для азота Σ получена независимым способом (γ -излучение детектировалось так же, как и в работе⁴, и равно $0,36 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot \text{Мэв} \pm 40\%$). Измеренное число оди-

Т а б л и ц а I

E (Мэв)	98	98	50
Σ ($10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{Мэв}$)	0,148	0,148	0,146

ночных треков составляет 25% и 52% от числа парных, а отношение числа парных треков к числу звёзд составляет 3 и 4,4 для азота и кислорода соответственно. Авторы считают, что эффективные сечения фоторасщеплений имеют достаточно резкие максимумы, расположенные при 30 Мэв (образование одиночных и парных треков) и при 40 Мэв (звёзды). Тогда для эффективного сечения поглощения γ -кванта

Таблица II

E (Мэв)	Число треков в каждом расщеплении				Отношение числа звёзд к числу парных треков
	2	3	4	5	
20	6	0	0	0	0
25	40	0	1	0	0,02
30	125	4	1	0	0,04
40	493	57	20	0	0,16
50	517	79	40	0	0,23
60	197	29	24	0	0,36
70	197	44	22	0	0,34
100	2346	469	296	17	0,33

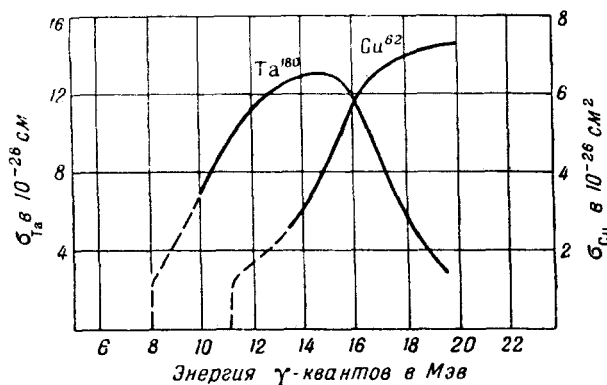
получается оценка $\int \sigma_{\text{погл}} dz \cong 0,6 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 \cdot \text{Мэв}$. Результаты авторов хорошо согласуются с работами ⁴ и ⁵.

Ещё одна работа ⁹ тех же авторов была посвящена обнаружению γ -квантов, упруго рассеянных ядрами (углерода и меди) при энергиях γ -квантов, близких к резонансной энергии γ -реакций. Рассеянные в мишени γ -кванты от 100-Мэв бетатрона образовывали пары в камере Вильсона, могущей устанавливаться под разными углами наблюдения. Абсолютная интенсивность излучения бетатрона определялась по числу пар при угле наблюдения 11° . Считалось, что главная масса рассеянных γ -квантов возникает в результате рассеяния на электронах мишени и в результате тормозного излучения вторичных электронов. Выделение искомого ядерного резонансного рассеяния производилось на основании теоретического углового распределения. Результаты дают верхний предел упругого резонансного рассеяния в 1 и 3% от эффективного сечения поглощения γ -кванта ядрами C^{13} и Si^{63} соответственно. Это много меньше, чем предсказывали Гольдгабер и Теллер ¹⁰ на основе предложенной ими модели дипольных колебаний ядра.

Резонансное рассеяние наблюдали также Дрессель ¹¹ и др. на 22-Мэв бетатроне, используя в качестве детектора рассеянных фотонов реакцию $\text{Pb}^{208}(\gamma, n)$. Для свинца они получили $(1,1 \pm 0,6)$ и $(2,0 \pm 1) \times 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерадиан}$ при $\theta = 90^\circ$ и 145° соответственно. Это согласуется с теорией Гольдгабера и Теллера ¹⁰. Для более лёгких ядер авторы получили много меньшие результаты. Для Si^{64} их результат в 10 раз меньше приведённого в предыдущей работе ⁹.

Макелинней и др. ¹² продолжили начатую Болдуином и Кохом ¹³ (см. также ³) работу по определению порогов (γ, n) -реакций для различных элементов. Они измеряли β -активность продуктов реакции как

функцию граничной энергии γ -излучения 22-Мэв бетатрона. Интенсивность излучения определялась ионизационной камерой. Для Ta^{180} и Cu^{62} авторы дают сечение (γ, n) -реакции, как функцию энергии, вплоть до 21 Мэв (см. рис.). Сплошная часть кривых получена из об-



работки данных с помощью теоретического спектра тормозного излучения, пунктирная — с учётом толщины мишени. Видно, что эффективное сечение резко возрастает до заметной величины сразу же в точке порога. Этот результат согласуется с ранее известными из работы ¹⁴ (см. также ³) двумя точками на кривой для Cu^{62} . Наблюдённые пороги см. в таблице III.

Таблица III

Наблюдаемые пороги (γ, n) - и (γ, p) -реакций

Реакции	Наблюдаемые пороги	Пороги, вычисленные из значений масс ядер
$H^2 (\gamma, n)$	$2,20 \pm 0,05$	$2,19 \pm 0,03$
$Be^9 (\gamma, n)$		$1,63 \pm 0,03^*$
$Li^7 (\gamma, p)$	$9,8 \pm 0,5^{**}$	$10,1 \pm 0,5$
$C^{12} (\gamma, n)$		$18,7 \pm 0,1^*$
$N^{14} (\gamma, n)$	$10,65 \pm 0,2$	$10,51 \pm 0,1$
$Mg^{24} (\gamma, n)$	$16,2 \pm 0,3$	$15,5 \pm 1,0$
$Mg^{25} (\gamma, p)$	$11,5 \pm 1,0$	$10,9 \pm 1,0$
$Mg^{26} (\gamma, p)$	$14,0 \pm 1,0^{**}$	$15,0 \pm 1,6$
$Al^{27} (\gamma, n)$	$14,0 \pm 0,4$	$11,1 \pm 1,0$
$Si^{28} (\gamma, n)$	$16,8 \pm 0,4$	$16,0 \pm 1,0$
$P^{31} (\gamma, n)$	$12,35 \pm 0,2$	$11,1 \pm 1,0$
$S^{32} (\gamma, n)$	$14,8 \pm 0,4$	$16,7 \pm 0,5$
$K^{39} (\gamma, n)$	$13,2 \pm 0,2$	$12,7 \pm 1,5$
$Ca^{40} (\gamma, n)$	$15,9 \pm 0,4$	$13,7 \pm 1,5$
$Fe^{54} (\gamma, n)$	$13,8 \pm 0,2$	—
$Cu^{65} (\gamma, n)$	$10,2 \pm 0,2$	—

Продолжение

Реакция	Наблюдаемые пороги	Пороги, вычисленные из значений масс ядер
$\text{Cu}^{68} (\gamma, n)$	$10,9 \pm 0,2$	—
$\text{Br}^{79} (\gamma, n)$	$10,7 \pm 0,2$	—
$\text{Br}^{81} (\gamma, n)$	$10,2 \pm 0,2$	—
$\text{Sb}^{121} (\gamma, n)$	$9,25 \pm 0,2$	—
$\text{J}^{127} (\gamma, n)$	$9,3 \pm 0,2$	—
$\text{Ta}^{181} (\gamma, n)$	$7,7 \pm 0,2$	—
$\text{Bi}^{209} (\gamma, n)$	$7,45 \pm 0,2$	—

Звёздочкой отмечены пороги, по которым градуировалась шкала масс.

Две звёздочки указывают на то, что данная величина равна разности экспериментально наблюдаемого порога и приблизительно половине максимальной высоты кулоновского потенциального барьера для протона.

Следует упомянуть о работе Перльмана¹⁵, являющейся дополнением к работе Перльмана и Фридляндера. Новые данные (см. таблицу IV), полученные автором, свидетельствуют (в совокупности со ста-

Таблица IV

Реакция		$\text{Ni}^{48} (\gamma, n)$	$\text{G}^{50} (\gamma, n)$	$\text{Fe}^{54} (\gamma, n)$	$\text{Ni}^{58} (\gamma, n)$	$\text{Cu}^{65} (\gamma, n)$	$\text{Zn}^{64} (\gamma, n)$
Относительный выход	100 Мэв	1	13	15	$>6,3$	41	26
	50 Мэв	1	12	15	$>6,0$	32	26

$\text{Ge}^{76} (\gamma, n)$	$\text{J}^{127} (\gamma, n)$	$\text{Pr}^{141} (\gamma, n)$	$\text{Ge}^{74} (\gamma, p)$	$\text{Ge}^{70} (\gamma, pn)$
54	>29	73	2,5	3,4
	>30	76		

рыми, реферированными в УФН) о существовании возрастания выхода (γ , n)-реакции в области $A \approx 60$ (A — атомный номер) в несколько раз на протяжении примерно 15 атомных номеров и вероятности подобного же скачка в области $A \approx 130$.

Ливингер и Бете в работе, содержание которой выходит за рамки настоящего реферата, пользуясь минимальными и простейшими предположениями о волновых функциях ядра и ядерных силах*), получают величину $\int \sigma_{\text{поглощён}} d\varepsilon$ и среднюю энергию поглощающихся квантов $\bar{\varepsilon} = \int \sigma_{\text{поглощён}} \varepsilon d\varepsilon / \int \sigma_{\text{поглощён}} d\varepsilon$. Упругое резонансное рассеяние γ -квантов по их теории несколько меньше, чем у Гальдгабера и Теллера¹⁰. В статье содержится указание на то, что модель α -частиц даёт качественное объяснение закономерности, отмеченной в пункте *a* настоящего реферата, а также известного из работ Хирцеля и Веффлера¹⁷ и Перльмана и Фридляндера⁵ факта аномально большого отношения выхода (γ , p)-реакции к выходу реакции (γ , n), по сравнению с требуемым боровским механизмом ядерных реакций. Обсуждая экспериментальные данные, авторы не приходят к противоречиям со своей теорией.

Ю. Хохлов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Л. Бурштейн, УФН 37, 2 (1949).
2. В. Авербах, УФН 35, 2 (1948).
3. Г. А. Бёте, Физика ядра, ч. II.
4. I. L. Lawson a. M. L. Perlman, Phys. Rev. 74, 1190 (1948).
5. M. L. Perlman a. G. Friedlander, Phys. Rev. 74, 442 (1948).
6. G. C. Baldwin a. G. S. Klaiber, Phys. Rev. 73, 1156 (1948).
7. E. R. Gaerttner a. M. L. Leater, Phys. Rev. 77, 570 (1950).
8. E. R. Gaerttner a. M. L. Leater, Phys. Rev. 77, 714 (1950).
9. E. R. Gaerttner a. M. L. Leater, Phys. Rev. 76, 363 (1949).
10. M. Goldhaber и E. Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
11. Ralph Dressel и др., Phys. Rev. 77, 754 (1950).
12. I. McElinney и др., Phys. Rev. 75, 542 (1949).
13. G. C. Baldwin a. H. W. Koch, Phys. Rev. 76, 1 (1945); 63, 482 A (1943).
14. W. Bothe, W. Gentner, Zeits. f. Physik 112, 45 (1939).
15. M. L. Perlman, Phys. Rev. 75, 988 (1949).
16. I. S. Livingston и H. A. Bethe, Phys. Rev. 78, 115 (1950).
17. H. H. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta 20, 373 (1947).

ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ ДЛЯ ПРОТОНА И УТОЧНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЯ e/m

Развитие магнитных резонансных методов позволило с высокой степенью точности измерять гиромагнитные отношения для различных ядер. При этом точность относительных измерений оказалась значительно выше точности абсолютных, ибо последняя лимитируется по-

*) Основные черты метода и некоторые результаты содержатся уже в работе А. Б. Мигдала, ЖЭТФ 15, 81 (1945).