

Л. В. ГРОШЕВ

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ИМПУЛЬС ЯДРА ДЛЯ ПАР В АЗОТЕ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 31 XII 1939)

1. В предыдущем сообщении<sup>(1)</sup> был рассмотрен вопрос о вероятности образования и о распределении по энергии пар, создаваемых в азоте  $\gamma$ -лучами  $\text{ThC}''$ . Для тех же пар было изучено угловое распределение направлений вылета позитронов и электронов. Полученные результаты для 79 пар, попадающих в интервал энергий 1350—1850 экВ, приводятся ниже.

С помощью стереокомпаратора<sup>(2)</sup> для каждой пары определялось положение в пространстве ее вершины, одной точки на следе позитрона и одной точки на следе электрона. По разности координат этих точек находились соответствующие углы. При этом вводились поправки на искривление следов в магнитном поле.

Были определены следующие углы: 1) угол  $\chi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета позитрона; 2) угол  $\psi$ , образуемый направлением фотона и направлением вылета электрона; 3) угол  $\varphi$  между направлениями вылета позитрона и электрона; 4) двугранный угол  $\Phi$  между двумя плоскостями, одна из которых определяется направлением фотона и направлением вылета позитрона, а другая—направлением фотона и направлением вылета электрона. Этот двугранный угол наряду с углами  $\chi$  и  $\psi$  входит в качестве переменной в выражение для дифференциального эффективного сечения процесса образования пар<sup>(3)</sup>.

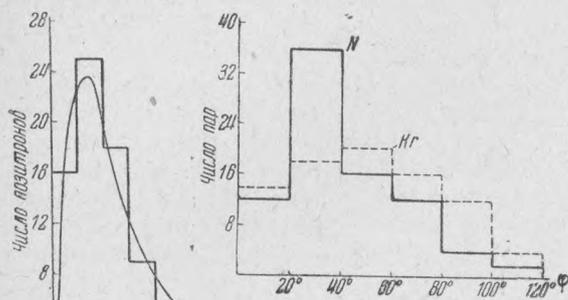
На фиг. 1 приведено распределение для углов  $\chi$  и  $\psi$ . По оси абсцисс отложен соответствующий угол, по оси ординат—число частиц, приходящееся на интервал углов в  $10^\circ$ . Из фигуры видно, что между распределениями для  $\chi$  и  $\psi$  практически не имеется никакого различия. Если подсчитать средние значения углов  $\chi$  и  $\psi$ , то для них получается  $\bar{\chi} = \bar{\psi} = 23^\circ$ .

На фиг. 2 дано распределение для угла  $\varphi$ . По оси абсцисс нанесены углы, по оси ординат—число пар в интервале  $20^\circ$ . Для среднего значения угла  $\varphi$  получается  $\bar{\varphi} = 40^\circ$ .

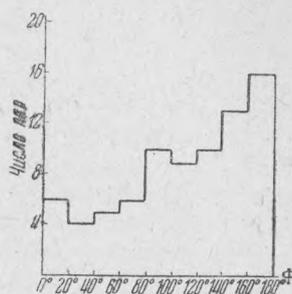
Можно показать, что для распределений фиг. 1 и 2 средние величины  $\bar{\chi}$ ,  $\bar{\psi}$  и  $\bar{\varphi}$  обладают сравнительно большой устойчивостью. Действительно, на основании формулы, приведенной в предыдущей статье<sup>(1)</sup>, находим для дисперсии средних значений  $\bar{\chi}$ ,  $\bar{\psi}$  и  $\bar{\varphi}$   $\sigma_{\bar{\chi}}^2 = \sigma_{\bar{\psi}}^2 = 3,2$  и  $\sigma_{\bar{\varphi}}^2 = 6,2$ . Это дает для соответствующих стандартных отклонений  $\sigma_{\bar{\chi}} = \sigma_{\bar{\psi}} = 1,8^\circ$  и  $\sigma_{\bar{\varphi}} = 2,5^\circ$ . Поэтому средние значения углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\varphi$  на основании нашего материала устанавливаются с достаточно большой точностью.

На фиг. 3 приведено распределение для угла  $\Phi$ . По оси абсцисс нанесен угол, по оси ординат — число пар, приходящееся на интервал в  $20^\circ$ . При этом для каждой пары из двух возможных значений угла  $\Phi$  всегда берется то, которое меньше  $180^\circ$ .

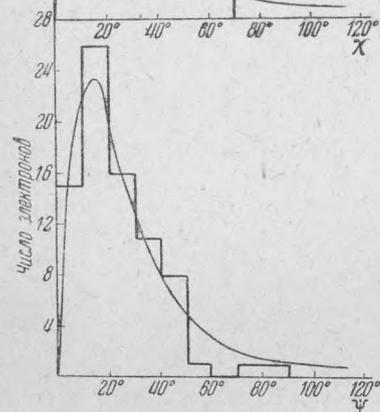
2. Как известно, подробная теория образования пар под действием  $\gamma$ -лучей разработана Бете и Гейтлером только для случая борновского приближения (3). Очевидно, что для азота это приближение более применимо, чем для любого другого газа, образование пар в котором экспериментально изучалось. Поэтому представляет интерес сопоставить



Фиг. 2.



Фиг. 3.



Фиг. 1.

полученные результаты с теми выводами, которые в отношении углового распределения даются теорией Бете-Гейтлера.

Прежде всего, в борновском приближении угловые распределения для позитронов и электронов пар, а поэтому и средние значения углов  $\chi$  и  $\psi$ , должны быть одинаковыми. Как видно было выше, для пар в азоте это выполняется. Далее само распределение для углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\Phi$  принципиально может быть найдено из дифференциального эффективного сечения. Для этого необходимо его проинтегрировать по всем переменным, за исключением рассматриваемой. Однако ввиду сложности это интегрирование выполнено до конца только в одном случае, а именно, когда

энергия частиц  $E \gg mc^2$ . В этих условиях для углового распределения позитронов и электронов получается следующая формула:

$$\Phi(\theta) d\theta = \frac{|\theta d\theta|}{(\theta^2 + \theta_0^2)^2},$$

где  $\theta_0 = \frac{mc^2}{E}$ ;  $E$  — полная энергия частицы.

Для  $E = 1300$  экВ она графически изображена на фиг. 1. Как видим, теоретическая кривая правильно передает распределение углов  $\chi$  и  $\psi$  по величине, несмотря на то, что условия, при которых формула была выведена ( $E \gg mc^2$ ), для случая  $h\nu = 5,2 mc^2$  не достаточно хорошо выполняются.

Сопоставление экспериментальных данных с теорией Бете-Гейтлера может быть проведено еще иным способом. Действительно, из дифференциального эффективного сечения можно рассчитать распределение для какого-нибудь угла при фиксированном значении другого. Такие расчеты для пар, создаваемых фотонами с энергией  $h\nu = 2620$  экВ, были

выполнены Буркхардтом<sup>(4)</sup>. Принимая для простоты, что энергия пары делится пополам между позитроном и электроном, он вычислил величину дифференциального эффективного сечения, даваемого теорией Бете-Гейтлера, для 300 различных комбинаций углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\Phi$ . Из его расчетов вытекает, что для не очень малых углов  $\Phi$  ( $> 120^\circ$ ) максимальное эффективное сечение получается в том случае, когда один из углов ( $\chi$  или  $\psi$ ) составляет приблизительно  $10^\circ$ , а другой лежит между  $15$  и  $20^\circ$ . Это означает, что для пар с  $\chi$ , близким к  $10^\circ$ , в распределении углов  $\psi$  будет иметься максимум в области между  $15$  и  $20^\circ$ . Наоборот, для пар с углами  $\chi$  из интервала  $15-20^\circ$  максимум в распределении  $\psi$  будет около  $10^\circ$ . Сказанное справедливо и в том случае, если углы  $\chi$  и  $\psi$  поменять местами.

В табл. 1 приведено распределение углов для одной частицы между интервалами  $0-15^\circ$  и  $15-30^\circ$  при заданных интервалах углов для другой частицы (для случая  $\Phi > 120^\circ$ ). Таблица показывает, что для пар в азоте указанное выше соотношение между углами, повидимому, имеет место. Это заключение справедливо по крайней мере в том отношении, что распределения, даваемые первой и второй строчками, заметным образом различаются между собой и при этом в требуемом теорией направлении.

Таблица 1

Интервал углов для одной частицы пары	Интервал углов для другой частицы пары	
	$0-15^\circ$	$15-30^\circ$
$0-15^\circ$	4	17
$15-30^\circ$	18	16

Таблица 2

Элемент	$Z$	$\bar{\chi}$	$\bar{\psi}$	$\bar{\varphi}$
N	7	$23^\circ$	$23^\circ$	$40^\circ$
Kr	36	$26^\circ$	$31^\circ$	$48^\circ$

Из найденного Буркхардтом соотношения углов  $\chi$  и  $\psi$  вытекает, что при больших  $\Phi$  в распределении для угла  $\varphi$  наиболее вероятными должны быть значения около  $25-30^\circ$ , поскольку в этих условиях угол  $\varphi$  мало отличается от суммы  $\chi + \psi$ . Фиг. 2 показывает, что для пар в азоте это как раз имеет место.

В работе Буркхардта указывается также, что, если исключить пары, у которых оба угла  $\chi$  и  $\psi$  малы ( $< 15^\circ$ ), то в распределении для  $\Phi$  наиболее вероятными являются большие углы, близкие к  $180^\circ$ . При этом вероятность монотонно убывает при уменьшении угла  $\Phi$ . Как показывает фиг. 3, экспериментальные данные согласуются с этим выводом.

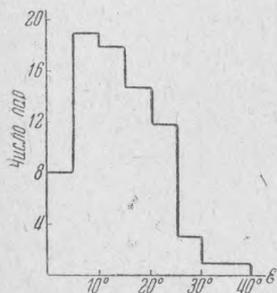
Таким образом можно сказать, что для пар в азоте в отношении распределений углов  $\chi$ ,  $\psi$  и  $\Phi$  имеется достаточно хорошее согласие с теорией Бете-Гейтлера.

В борновском приближении средние значения углов не должны зависеть от атомного номера вещества и, кроме того,  $\bar{\chi} = \bar{\psi}$ . Однако сопоставление средних значений  $\bar{\chi}$ ,  $\bar{\psi}$ ,  $\bar{\varphi}$  для азота и криптона<sup>(5)</sup> показывает (табл. 2), что все они несколько увеличиваются при возрастании  $Z$ .

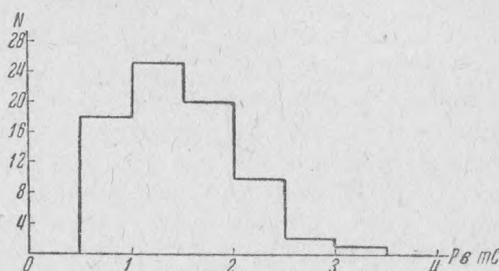
Имеющиеся здесь расхождения между экспериментальными данными и теорией объясняются, повидимому, тем, что в случае криптона борновское приближение уже плохо применимо. На это указывает также различие в  $\bar{\chi}$  и  $\bar{\psi}$  для криптона. Если не пользоваться борновским приближением, то, как показывают точные расчеты Егера и Холма<sup>(6)</sup>, для средних значений углов имеется слабая зависимость от  $Z$ , в сторону увеличения их при возрастании  $Z$ . Это согласуется с данными табл. 2.

В случае угла  $\varphi$  зависимость от  $Z$  заметно сказывается также и в другом отношении. Действительно, фиг. 2 показывает, что распределение  $\varphi$  для криптона (пунктирная линия) более размыто, чем для азота.

3. Известно, что образование пары происходит вблизи атомного ядра, которое при этом получает некоторый импульс, направленный под острым углом вперед<sup>(7)</sup>. Для вычисления его нужно знать импульс фотона, создающего пару, импульс пары (геометрическую сумму импульсов позитрона и электрона) и образуемый ими угол  $\varepsilon$ . Все эти величины могут быть определены для пар из интервала энергий 1350—1850 экВ. В нашем случае импульс пары и угол  $\varepsilon$  определялись графическим методом. Распределение угла  $\varepsilon$  для 76 пар приведено на фиг. 4. Из фигуры видно, что почти для всех пар этот угол не превышает 25°.



Фиг. 4.



Фиг. 5.

На фиг. 5 приведено распределение для импульса ядра. По оси абсцисс отложен импульс в единицах  $mc$ , по оси ординат—число ядер отдачи с импульсом, лежащим в интервале  $0,5 mc$ . Это распределение приблизительно такое же, как и в случае криптона<sup>(7)</sup>. По теории Бете-Гейтлера передаваемый ядру импульс  $p$  связан с соответствующим параметром удара  $r$  соотношением:  $r \approx \frac{\hbar}{p}$ . Отсюда вытекает, что при образовании пар наиболее эффективные параметры удара как для азота, так и для криптона одни и те же, а именно  $\approx \frac{\hbar}{mc}$ .

Исходя из закона сохранения импульса, легко показать, что при образовании пар фотонами данной энергии ядру передается импульс, не меньший некоторой величины  $\delta$ . При этом чем больше энергия фотона, тем меньше  $\delta$ . Для  $h\nu = 5 mc^2$   $\delta = 0,4 mc$ <sup>(7)</sup>. Бете<sup>(8)</sup> показал, что в борновском приближении для  $E \gg mc^2$  в процессе образования пар ядру передается преимущественно импульс, близкий к минимальному значению  $\delta$ . Фиг. 5 показывает, что то же самое имеет место и для пар в азоте.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академия Наук СССР  
Москва

Поступило  
4 I 1940

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> ДАН, XXVI, № 5 (1940). <sup>2</sup> Л. Грошев, Н. Добротин и И. Франк, ДАН, III(XII), 287 (1936). <sup>3</sup> Н. Bethe a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc., A, 146, 83 (1934). <sup>4</sup> G. Burkhardt, Phys. ZS., 38, 831 (1937). <sup>5</sup> Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XIX, № 1—2 (1938). <sup>6</sup> J. C. Jaeger a. H. R. Hulme, Nature, 142, 573 (1938). <sup>7</sup> Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XIX, № 4 (1938). <sup>8</sup> Н. Bethe, Proc. Camb. Phil. Soc., 30, 524 (1934).