

Л. В. ГРОШЕВ и И. М. ФРАНК

**ИМПУЛЬС ЯДРА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ПАР**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 16 III 1938)

1. В предыдущих сообщениях <sup>(1,2)</sup> было рассмотрено угловое распределение и вероятность образования пар в криптоне под действием  $\gamma$ -лучей ThC". Здесь для тех же пар рассматривается вопрос об импульсе, который при этом процессе передается ядру.

При образовании пар сумма импульсов электрона и позитрона всегда меньше импульса фотона. Для импульсов электрона и позитрона имеем  $p_- = \frac{E_-}{c} \beta_1$  и  $p_+ = \frac{E_+}{c} \beta_2$ , где  $E_-$  и  $E_+$  — полные энергии частиц, а  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — их скорости в долях скорости света. Импульс фотона  $P_\nu = \frac{h\nu}{c}$ . Так как при образовании пар энергия ядру практически не передается, то

$$h\nu = E_- + E_+. \quad (1)$$

Поскольку  $\beta_1$  и  $\beta_2$  меньше единицы, то отсюда следует, что действительно

$$\frac{E_-}{c} \beta_1 + \frac{E_+}{c} \beta_2 < \frac{h\nu}{c}.$$

Следовательно при образовании пар некоторый импульс  $P$  всегда передается ядру. Этот импульс равен

$$\bar{P} = \bar{P}_\nu - \bar{P}_p, \quad (2)$$

где  $P_p$  — импульс пары, равный сумме импульсов электрона и позитрона:

$$\bar{P}_p = \bar{p}_+ + \bar{p}_-. \quad (3)$$

Импульс пары зависит от угла вылета частиц и от распределения энергии между ними. Максимальный импульс пара будет иметь в том случае, когда электрон и позитрон вылетают в одном направлении, причем энергии обеих частиц одинаковы. Для пар от основной линии ThC" ( $h\nu = 5.2 \text{ mc}^2$ ) этот максимальный импульс равен  $4.8 \text{ mc}$ . Таким образом минимальный импульс, переданный ядру, в нашем случае  $P_{\min} = 5.2 - 4.8 = 0.4 \text{ mc}$  (направления импульсов  $P_p$  и  $P_\nu$  совпадают), и максимальный  $P_{\max} = 5.2 + 4.8 = 10 \text{ mc}$  (направления  $P_p$  и  $P_\nu$  противоположны). В этих крайних случаях импульс, переданный ядру, по направлению совпадает с импульсом фотона. В промежуточных случаях он образует с ним острый угол (не больше  $58^\circ$ ).

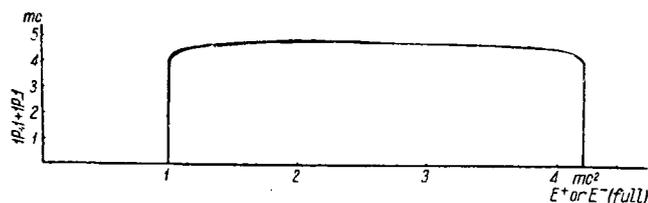
2. В нашем случае при вычислении импульса  $P$  возникает трудность, связанная с малой точностью измерения энергий электрона и позитрона в криптоне. Однако при нахождении импульса  $P$  можно воспользоваться такой системой координат, в которой две его составляющие могут быть вычислены на основании только угловых измерений, если известна энергия фотонов, образующих пары. Выберем следующую прямоугольную систему координат. Начало координат поместим в вершине пары. Плоскость, в которой лежат направления вылета электрона и позитрона, — плоскость пары, примем за плоскость  $YZ$ . Ось  $Z$  направим по биссектрисе угла  $\varphi$  между электроном и позитроном с положительным направлением внутрь этого угла. Тогда ось  $Y$  будет биссектрисой угла, дополнительного к  $\varphi$ . Положительным направлением  $Y$  будем считать направление от электрона к позитрону. Ось  $X$  перпендикулярна к плоскости пары и образует с осями  $Y$  и  $Z$  правую систему.

Составляющие импульса ядра  $(P_x, P_y, P_z)$  на основании (2) получим как разность соответствующих составляющих импульсов фотона  $(P_{vx}, P_{vy}, P_{vz})$  и импульса пары  $(P_{px}, P_{py}, P_{pz})$ . При этом  $P_{px}$  равно нулю, так как импульс пары лежит в плоскости  $YZ$ ,  $P_{pz} = (p_+ + p_-) \cos \frac{\varphi}{2}$  и  $P_{py} = (p_+ - p_-) \sin \frac{\varphi}{2}$ , где  $p_+$  и  $p_-$  — абсолютные величины импульсов электрона и позитрона. Таким образом имеем:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P_{vx}, \\ P_z &= P_{vz} - (p_+ + p_-) \cos \frac{\varphi}{2}, \\ P_y &= P_{vy} - (p_+ - p_-) \sin \frac{\varphi}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Рассмотрим каждую из этих составляющих в отдельности.

Составляющая  $P_x = P_{vx} = P_v \sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол между направлением фотона и плоскостью пары. Поэтому для определения  $P_x$  нужно знать только импульс фотона  $P_v$  и угол  $\alpha$ . При вычислении было предположено, что полученные нами пары образованы фотонами от основной



Фиг. 1.

линии излучения  $\text{ThC}''$ , т. е.  $P_v = 5.2$   $mc$ . Угол  $\alpha$  из 80 полученных нами пар был вычислен для всех пар за исключением трех. У этих трех пар практически вся энергия сосредоточена у позитрона, поэтому направление вылета электрона, а следовательно и плоскость пары не могут быть определены.

Составляющая  $P_z$  кроме углов зависит от суммы  $(p_+ + p_-)$ . Для нахождения этой суммы в большинстве случаев не нужно знать  $p_+$  и  $p_-$  в отдельности. На фиг. 1 приведена зависимость арифметической суммы  $(p_+ + p_-)$  от полной энергии одной из частиц. График построен в предположении, что сумма энергий обеих частиц  $E_- + E_+ = 5.2$   $mc^2$ . Из приведенной кривой видно, что величину  $(p_+ + p_-)$  практически можно считать постоянной, если энергия одной из частиц не меньше 100  $\text{ekV}$ .

Этому условию не удовлетворяют только указанные выше три пары. При вычислении  $P_z$  для остальных 77 пар ( $p_+ + p_-$ ) положено равным 4.7 мс.

Таким образом при определении составляющих  $P_x$  и  $P_z$  ошибка при измерении энергии частиц практически исключается.

Для вычисления составляющей  $P_y$  кроме углов нужно знать еще величину ( $p_+ - p_-$ ), которая существенным образом зависит от распределения энергии между позитроном и электроном, поэтому определение  $P_y$  может быть выполнено лишь с заметно меньшей точностью, чем  $P_x$  и  $P_z$ . Вычисление этой составляющей было выполнено для 29 пар, у которых измеренная сумма энергии электрона и позитрона лежит в пределах 1400—1800 экВ, т. е. баланс энергии выполняется с точностью до 200 экВ. По всем остальным признакам эти 29 пар ничем не отличаются от остальных: среднее значение всех углов, а также составляющих  $P_x$  и  $P_z$  оказалось в пределах ошибок совпадающим с средними значениями, вычисленными для остальных пар.

Для этих 29 пар был вычислен также полный импульс  $P$ , передаваемый ядру, а также угол между фотоном и импульсом пары. Все результаты приведены ниже.

3. Для численной величины составляющей  $P_x$ , перпендикулярной плоскости пары, получено распределение, представленное на фиг. 2,а. Число пар с положительным и отрицательным  $P_x$  примерно одинаково. Отсюда следует, что равновероятны случаи, когда  $P_x$  образует с позитроном и электроном как правую, так и левую систему.

Как уже было указано,  $P_x$  пропорционально  $\sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол между направлением фотона и плоскостью пары. Распределение для этого угла дано в таблице.

Угловой интервал . . . . .	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	Всего
Число пар . . . . .	41	21	9	5	1	0	77

Из таблицы видно, что в большинстве случаев угол  $\alpha$  имеет малое значение, т. е. плоскость пары не очень сильно отклоняется от направления фотона. Среднее значение  $\bar{\alpha} = 12^\circ$ .

Распределение величины  $P_z$  дано на фиг. 2,б. Знак  $P_z$ , как правило, положителен, т. е. в большинстве случаев эта составляющая импульса направлена вперед по биссектрисе угла между электроном и позитроном. Отсюда следует, что угол между направлением фотона и биссектрисой угла  $\phi$  мал. Среднее значение этого угла  $\bar{\phi} = 19^\circ$ . Обычно импульс пары образует с биссектрисой небольшой угол (он равен нулю, если  $E_- = E_+$ ), поэтому можно ожидать, что и угол  $\bar{\epsilon}$ , образуемый направлением фотона и импульсом пары, не сильно отличается от  $\bar{\phi}$ .

Из полученного нами материала резко выпадают три случая. Для них  $P_z$  имеет величину, большую 4 мс и притом с отрицательным знаком (они на фиг. 2,б не нанесены). Эти пары отличаются тем, что в них направление вылета позитрона образует с фотоном угол, больший  $120^\circ$ . Повидимому, как уже указывалось и раньше<sup>(2)</sup>, эти три пары на самом деле являются не парами, а отражениями комптоновских электронов. При всех вычислениях средних величин эти три случая были исключены.

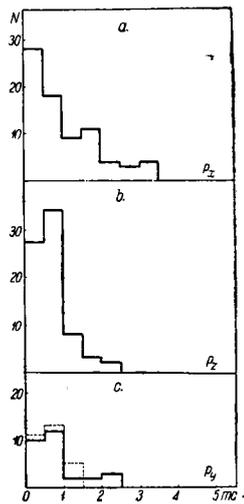
Распределение величины  $P_y$  для 29 пар дано на фиг. 2,с. Составляющая  $P_y$ , так же как и  $P_x$ , с равной вероятностью принимает как

положительные, так и отрицательные значения. Пунктиром на фиг. 2, с дано распределение величины  $P_z$  для тех же 29 пар.

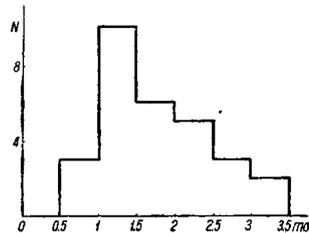
Как видно из фиг. 2, характер распределения для  $P_y$  и  $P_z$  одинаков и повидимому несколько отличается от распределения для  $P_x$ . Среднее значение составляющих  $\bar{P}_x = 1.0 \text{ мс}$ ,  $\bar{P}_y = 0.8 \text{ мс}$ ,  $\bar{P}_z = 0.7 \text{ мс}$ .

Для 29 пар, у которых известны все три составляющие, был вычислен полный импульс  $P$ , передаваемый ядру при образовании пары. Результаты представлены графически на фиг. 3. Среднее значение полного импульса равно  $1.7 \text{ мс}$ .

Распределение для величины импульса, передаваемого ядру, может быть вычислено теоретически. Такие расчеты были сделаны только для энергий, много больших  $mc^2$ . Для этих энергий получается большая вероятность передачи ядру импульса, много меньшего  $mc$ . В нашем случае это невозможно, поскольку минимальный импульс, передаваемый ядру, как уже отмечалось, равен  $0.4 \text{ мс}$ . Однако повидимому и для энергии  $h\nu = 5.2 \text{ мс}^2$  следует ожидать передачи импульса, не сильно отличающегося от минимального, что согласуется с нашими результатами.



Фиг. 2.



Фиг. 3.

В виду того, что импульс  $P$  не велик, то угол  $\epsilon$  между импульсами фотона и пары не может быть большим. Для 29 пар, в которых он был определен, в 24 он не превышает  $25^\circ$ . Среднее значение  $\epsilon = 17^\circ$ . Это значение хорошо согласуется с оценкой  $\epsilon$ , сделанной выше при анализе данных о составляющей  $P_z$ .

Как уже было отмечено, при рассмотрении импульсов были исключены три пары, в которых позитрон несет практически всю энергию. В них угол между направлением вылета позитрона и направлением фотона равен  $5$ ,  $10$  и  $14^\circ$ . Так как в этих парах направление движения позитрона практически совпадает с импульсом пары, то эти углы мало отличаются от  $\epsilon$ , и следовательно и в этих парах угол  $\epsilon$  мал.

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

Поступило  
16 III 1938.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XVIII, № 7, 417 (1938).  
<sup>2</sup> Л. В. Грошев и И. М. Франк, ДАН, XIX, № 1—2 (1938). <sup>3</sup> Н. Bethe a. W. Heitler. Proc. Roy. Soc. A, 146, 83 (1934); Н. Bethe, Proc. Camb. Phil. Soc., 30, 524 (1934.)