

И. С. ШАПИРО

О ПЕРЕХОДЕ $O \rightarrow O$ В O^{16}

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 5 XI 1950)

В работе ⁽¹⁾ было обращено внимание на то обстоятельство, что данные ⁽²⁾ по угловому распределению компонентов пар (электронов и позитронов), испускаемых при переходе ядра O^{16} из возбужденного состояния πO^{16*} в основное, полученные экспериментально, заметно отличаются от распределения, теоретически вычисленного А. Д. Сахаровым ⁽³⁾ и Оппенгеймером ⁽⁴⁾, рассматривавшими в качестве причины перехода кулоновское взаимодействие заряженных частиц возбужденного ядра с электронами дираковского фона. В то время как такой механизм $O \rightarrow O$ перехода приводит в случае O^{16} к угловому распределению

$$J(\vartheta) = 1 + 0,97 \cos \vartheta, \quad (1)$$

экспериментальная кривая описывается функцией

$$J(\vartheta) = 1 + 0,85 \cos \vartheta, \quad (2)$$

которую можно получить, проинтегрировав выражение

$$f(\vartheta, E_+ E_-) = E_+ E_- + 1 + P_+ P_- \cos \vartheta * \quad (3)$$

(E_+ , E_- , P_+ , P_- — энергии и импульсы позитрона и электрона) по E_+ или E_- . Как показано в ⁽¹⁾, экспериментальный результат можно объяснить, если исходить из существенно иного механизма $O \rightarrow O$ перехода, именно, если считать, что имеют место виртуальное испускание ядром нейтрального мезона с нулевым спином и распад его с образованием пары частиц — электрона и позитрона. Представляется, однако, интересным рассмотреть вопрос о возможности объяснения экспериментальных данных, касающихся $O \rightarrow O$ перехода в O^{16} , с другой точки зрения.

Рассмотрим с этой целью неэлектромагнитное взаимодействие нуклонов с электронно-позитронным полем. Гамильтониан взаимодействия такого поля с нуклонами конструируется из волновых функций нуклонов и легких частиц аналогично тому, как это делается в теории β -превращений. При этом, однако, имеются существенные особенности, на которых мы остановимся ниже. Как известно, дираковская волновая функция может преобразовываться при инверсии осей пространственных координат следующими способами ⁽⁵⁾:

$$\Psi(-x) = \pm \gamma_4 \Psi(x), \quad (4)$$

$$\Psi(-x) = \pm i \gamma_4 \Psi(x), \quad (5)$$

* Все энергии даны в единицах, $m_0 c^2$, импульсы — в $m_0 c$; m_0 — масса покоя электрона.

где

$$\Psi = \begin{Bmatrix} \Psi_I \\ \Psi_{II} \end{Bmatrix} \quad (6)$$

есть биспинор, γ_4 — одна из матриц Дирака *. Легко видеть, что преобразования с помощью матриц $+\gamma_4$ или $+i\gamma_4$ имеют место в том случае, когда парой так называемых „больших компонентов“ функции Ψ является Ψ_I . Матрицы же $-\gamma_4$ или $-i\gamma_4$ осуществляют преобразования (4), (5) тогда, когда пара „больших компонентов“ есть Ψ_{II} **. Далее, известно, что если волновую функцию электрона с полной положительной энергией взять в виде (6), то волновая функция, описывающая состояние с той же ориентацией спина, но с отрицательной полной энергией, будет

$$\Psi' = \begin{Bmatrix} \Psi_{II} \\ -\Psi_I \end{Bmatrix}. \quad (7)$$

По этой причине образование

$$\Psi' \gamma_\mu \Psi' \quad (8)$$

есть всегда псевдоскаляр (5), билинейные комбинации

$$\Psi' \gamma_5 \gamma_\mu \Psi' \quad (\mu = 1, 2, 3, 4) \quad (9)$$

являются компонентами 4-псевдовектора, а величины

$$i\Psi' \gamma_4 \gamma_5 \gamma_\mu \Psi' \quad (10)$$

обладают трансформационными свойствами компонентов 4-вектора. В теории же β -распада (6) величина типа (8), например, образованная из волновых функций электрона и нейтрино в состоянии с полной отрицательной энергией, может быть как псевдоскаляром, так и скаляром, что связано с произволом в выборе волновых функций нейтрино при фиксированном типе электронных волновых функций ***. Укажем, что в случае интересующего нас перехода $O \rightarrow O$ в O^{16} , как это следует из расчета, единственной билинейной комбинацией, приводящей к распределению (2), является временная компонента 4-вектора (10). Следовательно, из волновых функций нуклонов также надлежит образовывать 4-вектор и, взяв скалярное произведение векторов, сконструированных из билинейных комбинаций нуклонных и электронных волновых функций, включить в выражение для вероятности перехода только произведение временных компонент, отбросив все остальные. Последнее можно сделать, если рассматриваемый переход, по терминологии теории β -распада, относится к классу „разрешенных“. Критерием же разрешенного перехода при использовании гамильтониана в виде скалярного произведения двух 4-векторов является выполнение правил отбора Ферми, т. е. условия

$$\Delta I = 0, \quad (11)$$

* Определение матриц γ см. в (5).

** В этом проще всего убедиться, если рассмотреть волновые функции свободных частиц — плоские волны.

*** Например, если считать, что электроны удовлетворяют волновому уравнению

$\gamma_\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} + \frac{m_0 c}{\hbar} \Psi = 0$, а нейтрино уравнению $\gamma_\mu \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} - \frac{m_\nu c}{\hbar} \varphi = 0$, то величина (8) будет скаляром.

где ΔI — изменение момента количества движения ядра. При этом допускаются $O \rightarrow O$ переходы и требуется, чтобы четность волновых функций ядра в результате перехода не менялась. Условие (11) в нашем случае выполнено, четность же возбужденного состояния ${}^{\pi}O^{16*}$ неизвестна. Мы приходим, таким образом, к выводу, что экспериментально наблюдаемое угловое распределение компонентов электронно-позитронных пар, испускаемых в переходе ${}^{\pi}O^{16*} \rightarrow O^{16}$, может быть объяснено теоретически, если ввести непосредственное неэлектромагнитное взаимодействие нуклонов с электронами и позитронами и предположить, что соответствующий гамильтониан образуется из компонентов четырехмерных векторов. Мы воздержимся пока от обсуждения величины константы этого взаимодействия в связи с неопределенностью данных о времени жизни возбужденного состояния ${}^{\pi}O^{16*}$.

В заключение отметим, что в свете соображений, развитых в ⁽¹⁾ и в настоящей заметке, представляется весьма желательной тщательная экспериментальная проверка результатов работы ⁽²⁾.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
28 X 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ И. С. Шапиро, ДАН, 72, 1045 (1950). ² S. Devons and G. Lindsey, Nature, 164, 539 (1949). ³ А. Д. Сахаров, Диссертация, ФИАН, 1947. ⁴ J. R. Oppenheimer, Phys. Rev., 60, 164 (1941). ⁵ В. Паули, Общие принципы волновой механики, 1947, стр. 243—245. ⁶ Г. С. Жарков, ЖЭТФ, 20, 492 (1950).