

Д. ИВАНЕНКО и В. ЛЕБЕДЕВ

КРАТНОЕ ПОРОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 25 VII 1951)

Как известно, при столкновении быстрых нуклеонов с атомными ядрами наблюдается порождение многих мезонов (в основном заряженных и нейтральных π -мезонов). Причем, согласно недавним опытам ⁽¹⁾, по крайней мере часть этих мезонов является результатом кратного порождения нескольких частиц в единичном акте столкновения двух нуклеонов. Незаконченный характер мезодинамики не позволяет сейчас дать строгую теорию подобных процессов и делает желательным обсуждение всех относящихся к проблеме гипотез. В противоположность весьма маловероятным кратным электромагнитным процессам испускания 2, 3, ..., n фотонов при торможении электронов высоких энергий $\epsilon \gg mc^2$, испускание многих частиц, обладающих массами покоя, может быть более вероятно, так как высшие приближения, вычисленные по теории возмущений, могут при этих условиях оказаться значительными ⁽²⁾. Однако использование высших приближений теории возмущений связано с отбрасыванием различных расходящихся членов, что без вакуумных уточнений вряд ли заслуживает достаточного доверия.

Вспоминая одну из наших гипотез еще в рамках модели электронно-нейтринных сил ⁽³⁾, мы предлагаем поэтому попытаться трактовать, хотя бы феноменологически, акт кратного порождения мезонов (и других частиц в соответственных случаях) как процесс первого порядка, который может быть обязан, например, следующей энергии связи нуклеонов с мезонами, предполагаемыми для простоты нейтральными и скалярными, вида *

$$U = g_1 \Phi^1 \rho_3 + g_2 \Phi^2 \rho_3 + \dots + g_n \Phi^n \rho_3 + \dots, \quad (1)$$

где Φ — мезонная волновая функция, g_n — квази-заряды нуклеонов. Тогда вероятность испускания n мезонов в энергетических интервалах ϵ_n , $\epsilon_n + d\epsilon_n$ при столкновении нуклеонов может быть определена как вероятность квантового перехода системы, состоящей из двух нуклеонов, из начального состояния E_0 в конечное состояние E

$$W_n = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{E_0 E}|^2 \rho_1 \rho_2 \dots \rho_n, \quad (2)$$

где $H_{E_0 E}$ — матричный элемент перехода, ρ_s — энергетическая плотность уровней мезонов вида

* Член, содержащий grad Φ и т. д., может быть исключен, как было показано Дайсоном ⁽⁴⁾.

$$\rho_s = \frac{4\pi p_s^3 dp_s}{(2\pi\hbar)^3 d\varepsilon_s}$$

Очевидно, наша задача несколько аналогична проблеме β -распада с той разницей, что в последнем случае порождается всего две частицы (электрон и нейтрино), а нуклеон совершает переход из одного стационарного состояния в другое. Здесь мы также можем рассматривать процесс излучения как следствие перехода в непрерывном спектре нуклеонов, находящихся в поле друг друга и подчиняющихся уравнению Дирака. Матричный элемент удобно рассматривать в системе центра инерции первоначальной системы, энергия которой E_0 связана с энергией в системе покоящегося нуклеона E_p соотношением

$$E_0 = \sqrt{2Mc^2(Mc^2 + E_p)}.$$

Для грубой оценки матричного элемента предположим для простоты, что равенство масс двух нуклеонов не очень сильно изменит вид волновых функций проблемы Кеплера, вычисленных для случая бесконечной массы одной из частиц.

Применяя асимптотические выражения и подставляя для Φ плоские волны $\Phi_s = a_s e^{ik_s r}$, где a_s — амплитудный фактор вторичного квантования, которое используется в приближении линейной теории, мы получим

$$|M|^2 = \left| \int \chi_E^* \rho_s \Phi^n \chi_E d\tau \right|^2 = \frac{1}{8} \frac{c^2}{E_0 E} \left[\frac{E_0 E}{c^2} + 4M^2 c^2 - p_0 p \right]. \quad (3)$$

Оценим теперь полную вероятность перехода нуклеона из состояния с энергией E_0 в состояние с энергией E с испусканием n -мезонов. Введем обозначения:

$$x_i = \frac{\varepsilon_i}{\mu c^2}, \quad x_0 = \frac{E_0 - E}{\mu c^2} = \frac{\Delta E}{\mu c^2}.$$

Тогда

$$W_n^t = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g_n^2 (\mu c^2)^{2n-1}}{(\pi \hbar c)^n} \int_1^{x_0} \sqrt{x_1^2 - 1} dx_1 \int_1^{x_0 - x_1} \sqrt{x_2^2 - 1} dx_2 \dots$$

$$\dots \int_1^{x_0 - x_1 - \dots - x_{n-1}} \sqrt{x_n^2 - 1} \delta(x_0 - \sum_{s=1}^n x_s) dx_n. \quad (4)$$

В крайне релятивистском случае $x_i \gg 1$ мы можем пренебречь 1 под радикалами и получаем:

$$W_n^t = \frac{2g_n^2 (\mu c^2)^{2n-1} x_0^{2n-1} |M|^2}{(2n-1)! \pi^{n-1} \hbar^{n+1} c^n} \quad (5)$$

или, вводя безразмерный «заряд»

$$\bar{G}_n = g_n \frac{\mu^{n-1} c^{\frac{3n}{2}-2}}{\hbar^{n/2}}, \quad (6)$$

$$W_n^t = \frac{2\bar{G}_n^2 \left(\frac{\mu c^2}{\hbar}\right)}{(2n-1)! \pi^{n-1}} |M|^2 x_0^{2n-1}. \quad (7)$$

Как мы видим из этой формулы, основную роль в кратном порождении мезонов играет величина «сбрасываемой» энергии ΔE и величина константы связи g_n^* . Попробуем на основании известных, немногочисленных наблюдений ⁽¹⁾ найти зависимость квази-заряда g_n от числа частиц n . Для случая Шейна $E_p = 48$ эрг, $E_0 = 0,38$ эрг, откуда, пренебрегая энергией, остающейся у нуклеонов, $x_0 = 1,7 \cdot 10^3$, $n = 16$. В случае группы Пауэлла $E_p = 4,8$ эрг, $E_0 = 0,12$ эрг, $x_0 = 5,4 \cdot 10^2$, $n = 7$. Предположим, что в этом случае $W_7^t \leq W_7^t$, $W_9^t \geq W_9^t$ при $x_0 = 5,4 \cdot 10^2$. Эти соображения позволяют грубо установить зависимость вида

$$\lg_{10} \left(\frac{\bar{G}_n}{\bar{G}_1} \right) = -k(n-1) \quad (8)$$

где $k = 1,4 - 1,5$.

Пользуясь этой оценкой, можно определить n для случая Шейна. При этом получается $n \sim 16 - 20$, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментом **.

Указанные предварительные соображения о кратном порождении мезонов следует дополнить замечанием о возможной роли кратных мезонных процессов при взаимодействии нуклеонов. Действительно, аналогично тому, как с ростом энергии сталкивающихся нуклеонов увеличивается вероятность порождения n -мезонов, по сравнению с испусканием одного или немногих мезонов высокой энергии, точно так же при предлагаемой нами связи с полем вида (1) нуклеоны будут преимущественно обмениваться 2, 3, ..., n мезонами на самых малых, все уменьшающихся расстояниях. Согласно этой точке зрения, потенциальная энергия взаимодействия двух нуклеонов (без учета эффекта запаздывания) должна иметь следующий вид:

$$V(r) = \sum_{n=1}^{\infty} V^{(n)}(r),$$

где $V^{(n)}$ — член, обусловленный переносом сил n -мезонами. Применяя обычные методы квантовой теории взаимодействия, легко получить:

$$V^{(n)} = -\frac{2^n}{\pi^n} g_n^2 \frac{(\hbar c)^{n-1}}{r^n} \int_0^{\infty} \dots \int_0^{\infty} \frac{\sin k_1 r \cdot \sin k_2 r \dots \sin k_n r \cdot k_1 k_2 \dots k_n dk_1 \dots dk_n}{K_1 K_2 \dots K_n (K_1 + K_2 + \dots + K_n)},$$

где $\hbar k_s$, $\hbar c K_s$ — импульс и энергия s -го мезона, $x_0 = \mu c / \hbar$, μ — масса мезона. Если мы вычислим этот расходящийся интеграл при помощи обрезающего множителя, как и в теории парных β -сил, то в частности для малых r получим

$$V^{(n)}(r) \sim \frac{\text{const}}{r^{2n-1}}.$$

* В случае мезонов другого типа (спинорных и других) общий характер энергетической зависимости не меняется.

** Следует отметить, что энергетическая зависимость вида (7) оказывается близкой со ставшим нам известным при написании статьи результатом недавней гипотезы ⁽⁶⁾ о порождении мезонов, в которой, однако, вид энергии взаимодействия нуклеонов с мезонами и вопрос о применении высших приближений теории возмущений вовсе не анализируется, а речь идет лишь о фазовых множителях типа ρ_s . Тем самым наши рассуждения в известной степени находят с этой работой Ферми примерно в том же соотношении, в каком известная теория β -распада Ферми (1934 г.) стоит к предшествующей работе Ф. Перрена, который учел ранее фазовые множители электрона и нейтрино.

Для частных случаев переноса сил единичными скалярными мезонами (или парами этих мезонов) получаем отсюда известные выражения, имеющие на малых расстояниях вид r^{-1} (и соответственно r^{-3})⁽⁶⁾. Таким образом, не исключено, что сложный характер ядерных сил обусловлен не только переносом взаимодействия мезонами различной массы и спина, но также предполагаемыми нами кратными ядерными силами. Было бы преждевременно уточнять сейчас возможные формы связи нуклеонов с полем вида (1), которые могут оказаться пригодными также, например, в процессах типа двойного β -распада. Обоснование подобной гипотетической связи нуклеонов с мезонами следует искать в общей теории поля, которая, как известно, приводит с необходимостью к нелинейностям как в электродинамике, так и в мезодинамике. В нелинейной же мезодинамике естественным является нелинейный вид связи типа (1), который может явиться результатом разложения некоторого замкнутого выражения.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
16 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock and H. Muirhead, *Phil. Mag.*, **41**, 413 (1950); ср. E. Fermi, *Phys. Rev.*, **81**, 683 (1951); J. J. Lord, J. Fainberg and M. Schein, *ibid.*, **80**, 970 (1950). ² W. Heisenberg, *Zs. f. Phys.*, **101**, 533 (1936). ³ Д. Иваненко и А. Соколов, *Nature*, **138**, 684 (1936); Д. Иваненко, *Sov. Phys.*, **13**, 141 (1938); В. Родичев, Диссертация, М., 1950. ⁴ Д. Иваненко и А. Соколов, *Классическая теория поля*, 2 изд., 1951, § 46. ⁵ E. Fermi, *Progr. Theor. Phys.*, **5**, 570 (1950). ⁶ G. Wentzel, *Zs. f. Phys.*, **118**, 277 (1941).