Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 3

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР М. А. МАРКОВ

ГИПЕРОНЫ КАК ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ НУКЛОНОВ. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

В рамках теории деформируемого формфактора [1] естественна попытка связать возбужденные состояния нуклонов с наблюдаемыми частицами.

В дальнейшем частицы Λ^0, Λ^+ интерпретируются нами как первые возбужденные состояния нуклонов. Уравнение [1] (17) перепишем в виде*

$$\left\{\gamma_\mu k_\mu + m_0 + a\left[-\frac{\partial^2}{\partial\xi_\mu\partial\xi_\mu} + \xi_\mu\xi_\mu + 2\,\frac{\left(k_\mu\frac{\partial}{\partial\xi_\mu}\right)^2 - (k_\mu\xi_\mu)^2}{k_\mu k_\mu}\right] + g\gamma_5\tau_i\varphi_i\right\}\psi = 0, \qquad (1)$$

где $\xi_\mu = r_\mu/r_0$. Вид оператора τ мы уточним в дальнейшем. φ — мезонное поле. Λ^0-частица распадается по схеме**

$$\Lambda^0 \to P_0 + \pi^- + Q, \quad Q \sim 35 \text{ Мэв}. \qquad (\alpha)$$

Из данных (α) определяется константа a в уравнении (17′): $a = \mu + Q \sim 180$ Мэв. Константа a характеризует энергетическое расстояние между двумя возбуждениями нуклона.

Другая константа r_0 (1), характеризующая размеры осциллятора, может быть определена из времени жизни Λ^0-частицы.

Так как кинетические энергии частиц в процессе (α) малы по сравнению с массой π-мезона, то распад Λ^0-частицы может быть рассмотрен в нерелятивистском приближении, когда изменению подвергается только внутреннее состояние системы $\chi(\xi)$. В системе совершается переход под влиянием возмущения $g\gamma_5\sqrt{2\pi\hbar^2/\mu}\,e^{ik\xi}$ из состояния первого возбуждения $\chi^{(\xi)}_{1000}$ в невозбужденное состояние $\chi^{(\xi)}_{0000}$.

Используя волновые функции [1] (13), мы получаем в этом приближении матричный элемент перехода из 1-го возбуждения в нулевое в виде

$$\langle 1 \,|\, w \,|\, 0\rangle \sim b_k e^{-\frac{r_0^2(k_0^2+k^2)}{4}}, \qquad (2)$$

---

* Так как данное рассмотрение имеет пока методический интерес, то мы для простоты ограничиваемся эквидистантными уровнями, т. е. первой степенью соответствующего оператора в (17′).

** n-е возбужденные состояния нуклонов (P, N) мы в дальнейшем будем обозначать значками n: P_n, N_n.

где

$$b_i = k_i r_0, \tag{3}$$

k_i — компонента импульса мезона.

Полагая для оценки импульс мезона в (α) $\sim \mu c$, мы получаем для r_0 (при $n = 1$):

$$r_0 \sim \frac{\hbar}{\mu c}\left(\frac{\hbar}{\mu c \cdot c\tau}\right)^{1/2}\sqrt{\frac{\hbar c}{g^2}}\ ; \tag{4}$$

принимая $\sqrt{\hbar c/g^2} \sim 1$, полагая τ — время жизни Λ^0-частицы $\sim 10^{-9}$ сек., получаем

$$r_0 \sim 10^{-20}\ \text{см}. \tag{5}$$

Большое время жизни Λ^0-частицы (малая вероятность распада) связано с малостью $b = kr_0$. В нашем случае* ($n = 1$) $b \sim 10^{-7}$.

По той же причине (малость r_0) процесс, обратный распаду Λ^0, т. е. рождение Λ^0 при столкновении π^--мезона с нуклоном (т. е. $\pi^- + p \to \Lambda^0$), практически невозможен. Непосредственное возбуждение нуклона π-мезоном (образование одиночных Λ-частиц) наступает при импульсах мезона $\sim 1/r_0$ (при энергиях 10^{15} эв), но при бóльших энергиях существенным становится экспоненциальный фактор матричного элемента (2), который при очень больших импульсах ($b > 1$) снова делает сечение эффекта малым. Однако в рассматриваемой нами теории имеется своеобразная возможность парного рождения возбужденных нуклонов; для механизма подобного рождения возбужденных частиц несущественен обсужденный выше запрет.

Действительно, вводя в рассмотрение возбужденные состояния нуклонов, мы должны так же учитывать возбужденные состояния антинуклонов и соответствующий заполненный вакуум. Матричный элемент рождения возбужденной пары (нуклон — антинуклон) от π-мезона в области энергий π-мезона меньших 10^{15} эв отличается лишь значением покоящейся массы от матричного элемента рождения пары невозбужденных нуклонов. Правда, соответствующий матричный элемент содержит фактор $e^{-b^2/4}$, но он ~ 1 до энергии 10^{15} эв. Случай же, когда один из возбужденных нуклонов получит добавочное возбуждение при поглощении им π-мезона, попрежнему практически запрещен, ибо в сечении появляется малый фактор вида $(kr_0)^2$.

Нам хотелось бы подчеркнуть еще одну особенность данной теории, благодаря которой при больших энергиях становится много вероятнее рождение высоковозбужденных нуклонных пар. Мы имеем в виду большое вырождение высоковозбужденных состояний, которое отразится в статистическом факторе соответствующих сечений. В данном случае этот фактор равен числу возможных комбинаций из четырех чисел, сумма которых равна возбуждению n ($n_1 + n_2 + n_3 + n_0 = n$).

Так как возбужденные нуклоны неустойчивы, «высвечиваются» π-мезонами каскадным образом, то перед нами по существу новый механизм множественного рождения частиц.

При энергиях π-мезона ~ 5 Бэв рассматриваемая теория естественным образом приводит к возможности рождения пар нуклонов первого возбуждения, например (P_1, P_{A1}); (N_1, P_{A1}); здесь значок A характеризует античастицу.

При энергиях π-мезона ~ 1 Бэв в данной теории возможно появление двух возбужденных нуклонов лишь в промежуточных состояниях:

$$\pi^- + P_0 \to P_0 + P_{A1} + N_1; \tag{β}$$

* Если с Λ^0 связывать, например, $n = 5$, то r_0 оказывается $\sim 10^{-13}$ см.

так как в этих случаях в опытах наблюдается рождение Λ^0-частицы, т. е. N_1, то остается предположить, что возбужденный антипротон P_{A1} и протон в нормальном состоянии P_0 могут объединиться* в новую частицу

$$(P_{A1} + P_0) \to \theta^0, \quad \text{т. е.} \quad \pi^- + P_0 \to (P_0 + P_{A1}) + N_1 \to \theta^0 + \Lambda^0. \qquad (\gamma)$$

θ^0- и Λ^0-частицы должны со временем высветиться π-мезонами.

Надо заметить, что в простом случае двух невозбужденных спиноров можно построить как вектор, так и псевдоскаляр. Векторная частица, вообще говоря, может распасться на два π-мезона; псевдоскалярная частица может распасться лишь на три π-мезона, т. е. здесь естественно получаются два вида K-мезонов, один из которых по распаду** отождествляется с собственно θ^0-мезоном:

$$\theta^0 \to \pi^+ + \pi^-; \qquad (\gamma')$$

другой вид естественно отождествить с τ-мезонами:

$$\tau^- \to \pi^+ + \pi^- + \pi^-. \qquad (\gamma'')$$

Рассматривая рождение в промежуточных состояниях нуклонных пар более высоких возбуждений, мы могли бы составить целую таблицу частиц семейства нуклонов (гиперонов P_n) и семейства возбужденных π-мезонов $\theta^0 \rightleftarrows \pi_{01}$ и т. д.).

Надо заметить, что в реакции (γ) имеется еще одна возможность для системы $(P_{A1} + N_1)$ объединиться в новую частицу

$$(P_{A1} + N_1) \to \pi_{11}. \qquad (\delta)$$

Эта новая частица неизбежно ядерно-активна:

$$(P_{A1} + N_1) + P_0 \to \pi^- + P_0,$$

и если нет случайного запрета, то подобная частица должна распадаться на два, например, π-мезона со временем жизни меньшим, чем распад π^0-мезона на два γ-кванта и примерно тем же механизмом распада.

При осуществлении реакции, подобной (δ), при больших энергиях появляется возможность рождения высоковозбужденных пар и ядерно-активных частиц

$$\pi^- + P_0 \to P_0 + (P_{An} + N_n) \to P_0 + \pi^-_{nn}, \qquad (\delta')$$

частица π^-_{nn} с коротким временем жизни распадается на две частицы,

$$\pi^-_{nn} \to \pi^-_{kk} + \pi^0_{mm} \qquad (\delta'')$$

предпочтительно с большими возбуждениями (статистический фактор), каждая из этих частиц подвергается быстрому распаду, и в конце концов мы получаем ливень π-мезонов. Этот своеобразный механизм множественного рождения частиц может иметь место при малых константах взаимодействия.

---

* Если это объединение частиц и античастиц понимать буквально, то дело идет об обобщении известной гипотезы Ферми—Янга [2], по которой, например, $(N_{A0} + P_0) \to \pi^+$ и т. д.

** Так как в нашем случае из двух спиноров один возбужден ($l = 1$), то мы в сущности для τ-мезона получаем псевдовектор, а для θ^0 спин, равный 0 или 2. Схемы распада попрежнему (γ') и (γ'').

В отличие от каскадного распада возбужденного нуклона (гиперона), происходящего в данной теории со временем $\tau \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ сек., каскадный распад типа δ'' должен регистрироваться как практически мгновенный.

В этой заметке мы хотели лишь указать на некоторые своеобразные возможности теорий с деформируемыми формфакторами, довольно общие для данного класса теории.

К этим вопросам мы снова вернемся после детального анализа математического аппарата предложенной нами теории (изотопических операторов τ, D-функций и последовательно релятивистско-инвариантной формулировки многовременного формализма).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
21 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] М. Марков, ДАН, **101**, № 1 (1955). [2] E. Fermi, C. H. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949).