

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ АЛГЕБРЫ СЛАБЫХ И
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ТОКОВ

А.М.Поляков

Несколько лет назад Намбу [1] предположил, что аксиальный ток β - распада строго сохраняется в пределе, когда масса π - мезона $m_\pi \rightarrow 0$.

Затем в [1] было показано, что в этом пределе точно выполняется условие Гольдбергера-Треймана. Если учесть малость массы π - мезона по сравнению с другими адронами, то становится ясной причина, по которой условие Гольдбергера-Треймана, по-видимому, выполняется в реальном мире. В этой заметке, основываясь на гипотезе Намбу и предполагая, что слабые и электромагнитные токи формируют алгебру

$SU(3) \times SU(3)$, мы получим ряд соотношений, справедливых в пределе $m_\pi \rightarrow 0$. Перейдем к выводу этих соотношений. Пусть $j_{\alpha 5}^i(x)$ - аксиальный ток i -й компоненты изоспина, $j_\alpha^i(x)$ - векторный ток этой компоненты. Будем исходить из формулы:

$$\partial_\alpha \partial'_\beta \langle B | T j_{\alpha 5}^i(x) j_{\beta 5}^k(x') | A \rangle = i \epsilon^{ikl} \langle B | j_\alpha^l(x) | A \rangle \partial'_\beta \delta(x-x') \quad (1)$$

$$(\partial_\alpha = \partial / \partial x_\alpha, \quad \partial'_\beta = \partial / \partial x'_\beta).$$

При выводе (1) учитывались равенства

$$\partial_\alpha j_{\alpha 5}^i(x) = 0, \quad [j_{\alpha 5}^i(x), j_{\beta 5}^k(x')]_{x_\alpha = x'_\alpha} = i \epsilon^{ikl} j_\alpha^l(x) \delta(\vec{x} - \vec{x}'). \quad (2)$$

Если от (1) взять фурье-компоненты по x и x' (соответствующие импульсы q и q'), то это равенство можно записать графически, как показано на рис. 1, где коротким пунктирным линиям соответствуют операторы токов. Устремим теперь q и $q' \rightarrow 0$.^{I)} В этом пределе основной вклад в левую часть (1) дают графики,

имеющие π -мезонные полюса как по q , так и по q' . Если обозначить амплитуду перехода аксиального тока в π -мезон с импульсом q через $f \cdot q_\alpha$ и учесть, что распространению

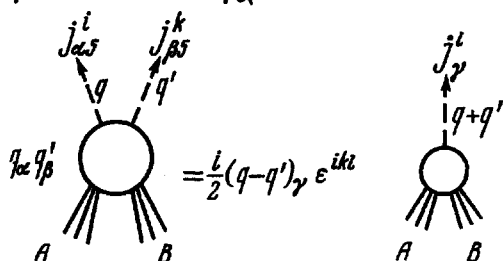


Рис. 1

π -мезона соответствует пропагатор $1/q^2$, в пределе $q, q' \rightarrow 0$ получим равенство, изображенное на рис. 2²⁾.

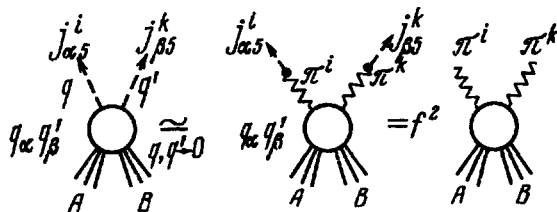


Рис. 2

Сравнение рис. 1 и 2 приводит к формуле:

$$f^2 M_{A \rightarrow B + \pi^i + \pi^k} = \frac{i}{2} (q - q')_\rho \epsilon^{ikl} M_{A \rightarrow B + j_\rho^l} \quad (3)$$

здесь $M_{A \rightarrow B + \pi^i + \pi^k}$ - сумма диаграмм, переводящих A и B и два π -мезона, π^i и π^k с импульсами q и q' ; i, k - изотопические индексы. $M_{A \rightarrow B + j_\rho^l}$ - сумма диаграмм, переводящих A в B и ток j_ρ^l с импульсом $q + q'$. Из этой формулы вытекают все соотношения работы [3].

Для получения дальнейших соотношений используем формулу, вывод которой аналогичен выводу формулы (1):

$$\partial_\alpha \partial'_\rho \langle B | T j_{\alpha 5}^+(x) j_{\rho 5}^-(x') j_r^{eM}(x'') | A \rangle = \langle B | T j_{\rho 5}^3(x) j_r^{eM}(x'') | A \rangle \partial'_\rho \delta(x - x') + \langle B | j_r^3(x) | A \rangle \delta(x - x') \delta(x - x''). \quad (4)$$

Здесь $j^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (j^1 \pm i j^2)$; $j^{eM} = j^3 + j^8 / \sqrt{3}$ - электрический ток.

Кроме равенств (2), была использована формула:

$$[j_{\rho 5}^+(x), j_{\rho 5}^{eM}(x')]_{x_0=x'_0} = \delta(\vec{x} - \vec{x}') j_{\rho 5}^+(x). \quad (5)$$

Если в левой части (4) выделить диаграммы, полюсные по π -мезону, мы получим формулу:

$$f^2 M_{A \rightarrow B + \pi^+ + \pi^- + \gamma}^\alpha = \frac{1}{2} (q - q')_\beta M_{A \rightarrow B + \gamma + \gamma'}^{\alpha\beta} + M_{A \rightarrow B + \gamma'}^\alpha \quad (7)$$

Здесь M - фейнмановские амплитуды, γ - фотон, γ' - "изовекторный фотон", α и β - их поляризации. Наиболее интересное применение формулы (7) получится, если взять $|A\rangle = |\eta^0\rangle$, $|B\rangle = |0\rangle$:

$$f^2 M^\alpha(\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = \frac{1}{2} (q - q')_\beta M^{\alpha\beta}(\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma') \quad (8)$$

(второй член в (7) запрещен по C -четности). Вследствие $SU(3)$ -симметрии

$$\langle \eta^0 | T j_\alpha^{EM}(x) j_\beta^{EM}(x') | 0 \rangle = 2/3 \langle \eta^0 | T j_\alpha^3(x) j_\beta^{EM}(x') | 0 \rangle. \quad (9)$$

Поэтому:

$$f^2 M^\alpha(\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 3/2 (q - q')_\beta M^{\alpha\beta}(\eta^0 \rightarrow 2\gamma). \quad (10)$$

Введем амплитуды распадов:

$$M^\alpha(\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = f_{\eta^0 \rightarrow \pi\pi\gamma} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_\beta q_\gamma q'_\delta, \quad (11)$$

$$M^{\alpha\beta}(\eta^0 \rightarrow 2\gamma) = f_{\eta^0 \rightarrow 2\gamma} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_\gamma k'_\delta$$

(k, k' - импульсы γ -квантов, q, q' - импульсы π -мезонов).

Из (11) видно, что формула (8), строго говоря, неверна,

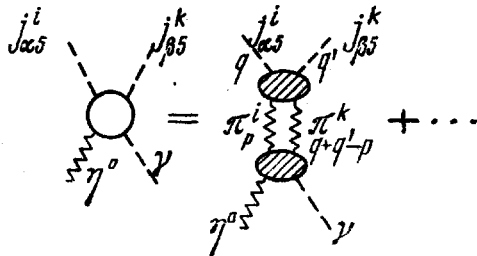


Рис. 3

поскольку, вследствие билинейности амплитуд (11) по q, q' и k, k' неполюсные члены в левой части (6) могут дать вклад, сравнимый с полюсными. Однако наименьшее по массе двухпионное состояние по кинематическим причинам не дает поправки к (8). Действительно, рассмотрим амплитуду, изображенную на рис. 3.

Вклад от нижнего блока можно записать в виде

$$A(p, q + q') \varepsilon_{\gamma\nu\sigma\tau} (q + q')_\nu k_\sigma p_\tau \quad (p - \text{переменная интегрирования}).$$

Поэтому в пределе $q, q' \rightarrow 0$ амплитуда на рис. 3 стремится к нулю и, будучи умножена на $q_\alpha q'_\beta$, она не может конкурировать с полюсным членом, билинейным по q и q' . Можно надеяться, что остальные диаграммы дадут лишь небольшую поправку к формуле (8)³⁾. Если пренебречь этой поправкой, то из (8) следует соотношение:

$$e f^2 f_{\eta^0 \rightarrow 2\pi r} = \frac{3}{2} f_{\eta^0 \rightarrow 2r}. \quad (12)$$

Из (12) находим:

$$\frac{\Gamma(\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- r)}{\Gamma(\eta^0 \rightarrow 2r)} \approx 12\%. \quad (13)$$

На опыте это отношение равно 14%.

Автор благодарен М.Бейкеру, А.А.Мигдалу и К.А.Тер-Мартirosяну за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию

12 мая 1966 г.

Литература

- [1] Y.Nambu. Phys.Rev.Lett., 4, 380, 1960.
- [2] А.А. Мигдал, А.М. Поляков. ЖЭТФ, 51, вып. 7, 1966
- [3] K.Kawarabayashi, M.Suzuki. Phys.Rev.Lett., 16, 255, 1966.

1) Метод дальнейшего доказательства аналогичен использованному ранее [2].

2) Амплитуда f связана с шириной $\mathcal{P}_{\eta 2}$ - распада по формуле

$$\Gamma(\mathcal{P}_{\eta 2}) = \frac{G^2 f^2 m_\pi^2}{4\pi} m_\eta^2 \left(1 - \frac{m_\eta^2}{m_\pi^2}\right)^2. \quad (6)$$

На рис. 2 \mathcal{P} - мезонам соответствуют волнистые линии.

3) Аналогичное рассуждение годится и для того, чтобы объяснить, почему в (3) получается правильное отношение распадов $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

КОММУТАТОРЫ ТОКОВ И РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ η -МЕЗОНА

Э.В.Гедалин, Л.В.Лаперашвили, С.Г.Матинян,

Дж. Л.Чкареули

(аннотация к статье, публикуемой в ЖЭТФ)

На базе коммутаторов токов получены соотношения между вероятностями радиационных распадов псевдоскалярных мезонов

$$\frac{w(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{w(\eta \rightarrow 2 \gamma)} = 0,18$$

и

$$\frac{w(\chi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{w(\chi \rightarrow 2 \gamma)} = 5.$$

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
20 мая 1966 г.

ВИХРЕВЫЕ ИЗОМЕРЫ ЯДЕР

Я.Б.Зельдович

Если ядерное вещество является сверхтекучей жидкостью, то возможно состояние капли этой жидкости, т.е. ядра с квантованным вихрем [1], проходящим по оси капли.

Циркуляция скорости по контуру, окружающему вихрь, как известно, равна \hbar/m , где m — масса бозонов, из которых состоит сверхтекучая жидкость. Это значит, что каждый такой бозон вносит вклад, равный \hbar , в момент вращения. Следовательно, полный момент вращения ядра в вихревом состоянии равен $n\hbar = g\hbar/2$. Предполагается, что роль бозонов, число которых равно n , играют α -частицы.

Вследствие того, что вращение не похоже на вращение с постоянной угловой скоростью ($\omega \sim 1/r^2$ при наличии вихря), равновесная форма капли имеет вид, показанный на рис. 1, с углублением на оси. Наиболее интересна зависимость минимальной энергии ядра E при данном моменте I , E_m от I .

Качественно кривая $E_m(I)$ в случае сверхтекучести показана на рис. 2. Вихревое состояние с $I = I_0 = n\hbar = g\hbar/2$ является острым мини-