

CP - НЕЧЕТНОЕ СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Е.П.Шабалин

Два различных эффекта - несохранение CP-четности в $K \rightarrow 2\pi$ -распадах [1] и отсутствие слабого взаимодействия нейтральных токов [2,3] находят простое объяснение, если лагранжиан слабого взаимодействия имеет отрицательную CP-четность:

$$L_{qz} = iG/\sqrt{2} [j_{\alpha}^{(q)} j_{\alpha}^{(z)*} - j_{\alpha}^{(q)*} j_{\alpha}^{(z)}], \quad (1)$$

где индексы q и z нумеруют отдельные члены последовательности различных слабых токов

$$\begin{aligned} & \bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) e, \quad \bar{\mu} \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) \nu, \quad \bar{p} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) n, \\ & i\sqrt{2} (\partial_{\alpha} \Phi_{\pi}^+ \cdot \Phi_{\pi} - \Phi_{\pi}^+ \cdot \partial_{\alpha} \Phi_{\pi}), \quad \bar{p} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \Lambda, \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

а условие $q < z$ обеспечивает однозначный выбор общего фазового множителя.

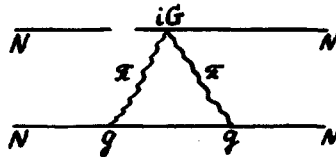
Предположение о мнимости константы слабого взаимодействия с $\Delta Y = 1$ выдвигалось Вольфенштейном [4] (см. также [5]), как модель нарушения CP-четности в $K \rightarrow 2\pi$ -распадах. Наш постулат носит общий для всех слабых взаимодействий характер и связан с определенными трансформационными свойствами лагранжиана слабого взаимодействия в зарядовом пространстве. Подробности будут опубликованы. Здесь мы только укажем на два в корне различных следствия отрицательной CP-четности взаимодействия.

1. К эффектам первого порядка по слабому взаимодействию относятся : а) отсутствие взаимодействия нейтральных токов,

б) отсутствие взаимодействий, квадратичных по току (типа $\nu + e \rightarrow \nu + e$, $\nu_{\mu} + \mu \rightarrow \nu_{\mu} + \mu$). Возможно, наиболее реальной проверкой этого обстоятельства является исследование рождения пар $\mu^+ \mu^-$ и $\mu^+ e^-$ при рассеянии высокоэнергетических нейтрино в нуклоновом поле ядра. В нашем подходе рождение пары $\mu^+ \mu^-$ мюонными нейтрино возможно лишь во втором порядке по G и должно быть существенно

подавлено по сравнению с расчетом [6-8], выполненным в соответствии с обычной теорией [9];

в) наличие CP-нечетных корреляций порядка единицы в ядерных переходах с несохранением четности. При этом, хотя контактное слабое взаимодействие четырех нуклонов запрещено (I), но из-за виртуальных сильных взаимодействий типа



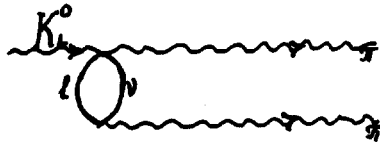
слабый процесс рассеяния нуклона на нуклоне возможен в первом порядке по G . Из аналогичных рассуждений следует, что нуклон должен обладать электрическим дипольным моментом. Обезразмеривая константу G массой \mathcal{X} - мезона, находим:

$$D \sim (\hbar/M_p) G m_{\mathcal{X}}^2 = 4 \cdot 10^{-21} \text{ см.}$$

В настоящее время экспериментально [10] $D < 5 \cdot 10^{-20}$ см.

2. Во втором (любом четном) порядке по слабому взаимодействию из-за положительной CP-четности оказываются разрешенными процессы, отсутствующие в первом CP-нечетном порядке слабого взаимодействия. В случае K - мезонов в первом порядке взаимодействия с $CP = -I$ возможен распад на два \mathcal{X} - мезона CP-нечетной комбинации $1/\sqrt{2}(K^0 + \bar{K}^0)$, но запрещен переход CP-четного состояния $1/\sqrt{2}(K^0 - \bar{K}^0)$ в два \mathcal{X} - мезона (I).

Состояние $1/\sqrt{2}(K^0 - \bar{K}^0)$ может перейти в два \mathcal{X} - мезона только за счет слабого взаимодействия второго (любого четного) порядка и потому оказывается долгоживущим. Оценка диаграммы



при параметре обрезания $\Lambda \approx 100$ Гэв приводит к наблюдаемому [1]

отношению амплитуд $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ - и $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ - распадов.

Кроме того, учет слабого взаимодействия четного порядка приводит к комплексности констант в амплитудах процессов, разрешенных в первом порядке по G . Для лептон - адронных процессов (например, β - распад поляризованного нейтрона) это может приводить к CP-нечетным корреляциям порядка $G M^2$ (M - масса порядка нуклонной) от основного эффекта.

Различие выражений для электронного и мюонного токов в (2) связано с тем, что в нашем представлении частицами являются e^-, μ^+, ν и античастицами $e^+, \mu^-, \bar{\nu}$ [11-13]. Тогда переходы $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ запрещены законом сохранения лептонного заряда. В таком подходе для полного соответствия с экспериментом следует приписывать мюонному и электронному нейтрино противоположные спиральности, что и отражено в (2) [14].

Проверка правильности предлагаемой схемы облегчается широким диапазоном экспериментально наблюдаемых следствий.

Автор благодарит В.Б.Берестецкого, И.Ю.Кобзарева, Б.Л.Юффе, Л.Б.Окуня и М.В. Терентьева за обсуждения и критические замечания, способствовавшие более четкой формулировке предположения и некоторых выводов.

Институт теоретической
и экспериментальной
физики

Поступило в редакцию
15 сентября 1965 г.

Литература

- [1] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turley. Phys. Rev. Lett., 13, 138, 1964.
- [2] M.M.Block, H.Burmeister, D.C.Cundy et.al.Phys.Lett., 12, 281, 1964.
- [3] И.В.Чувилью. Слабые взаимодействия странных частиц. Раппортерский докл. на междунар. конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1964. Препринт Р-1789, стр. 46.
- [4] L.Wolfenstein. Phys. Lett., 15, 196, 1965.
- [5] Л.В.Окун. В.Я.Зельдович. Phys. Lett., 16, 319, 1965.

- [6] Е.П.Шабалин. ЖЭТФ, 43, 175, 1962.
- [7] W.Слуз, G.C.Sherpey, J.D.Waleska. Nuovo Cim., 34, 404, 1964.
- [8] М.С.Маринов, Ю.П.Никитин, Ю.П.Орехов, Е.П.Шабалин. Ядерная физика, 3, 1966 (в печати).
- [9] Р.Р.Фейнман, М.Гелл-Манн. Phys. Rev., 109, 193, 1958;
Е.С.Г.Сударшан, Р.Е.Маршак. Phys. Rev., 109, 1860, 1958.
- [10] J.H.Smith, E.M.Purcell, N.F.Ramsay. Phys. Rev., 108, 120, 1957.
- [11] E.J.Konopinski, H.M.Mahmoud. Phys. Rev., 92, 1045, 1953.
- [12] Я.Б.Зельдович. Докл. АН СССР, 91, 1317, 1953.
- [13] ⁴Marx. Acta Phys. Hung., 3, 55, 1953.
- [14] J.Kawakami. Progr. Theor. Phys., 19, 459, 1958.

I) P- четность K - мезона принимается отрицательной.