

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.01

ТОК ВТОРОГО РОДА И НЕСОХРАНЕНИЕ С-ЧЕТНОСТИ

М. Н. Дубинин

(НИИЯФ)

Слабые адронные токи можно разделить на две группы на основании их пространственных и изотопических трансформационных свойств. В первую группу войдут векторные и изовекторные токи с положительной G -четностью и аксиальные изовекторные токи с отрицательной G -четностью (токи первого рода), соответствующие всем известным в настоящее время слабым переходам. Вторую группу образуют токи, G -четность которых имеет обратный знак по сравнению с упомянутыми выше (токи второго рода) [1]. Вопрос о существовании токов второго рода весьма интересен для теории слабого взаимодействия, и поиски процессов с их участием принимались неоднократно [2]. Убедительных экспериментальных указаний на существование токов второго рода до настоящего времени не получено.

В настоящей работе мы рассмотрим проявления в распадах частиц адронного π -тока. В отличие от попыток поиска токов второго рода в процессе β -распада, где необходимо различать их вклад на фоне токов первого рода, существует выделенный распад τ -лептона $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$, который возможен только лишь за счет перехода второго рода [3, 4]. Действительно, слабый π -ток первого рода должен быть аксиальным, а из двух релятивистских скалярных полей нельзя построить поле аксиального вектора.

Вычислим ширину распада $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$. Рассмотрим эффективный гамильтониан

$$H(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\tau} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu / \eta_\pi^w (\partial_\mu \partial_\nu \pi \partial^\nu \eta - \partial_\mu \partial_\nu \eta \partial^\nu \pi + \partial_\mu \pi \square \eta - \partial_\mu \eta \square \pi) + \text{эрм. сопр.} \quad (1)$$

Ток второго рода выбран нами сохраняющимся. Будем считать, что $f_{\pi\tau}^w$ -формфактор является константой. В настоящее время не обнаружено соответствующего векторного мезона, за счет которого можно было бы насытить дисперсионное соотношение для амплитуды и получить обычно используемую зависимость формфактора от переданного импульса. Предположение о том, что поведение формфактора может определяться полюсом, соответствующим скалярному δ (980) резонансу [4], с этой точки зрения не вполне естественно.

Интегрируя квадрат матричного элемента по диаграмме Далитца

$$0 < s_2 \leq (s - s_1)(1 - m_\eta^2/s_1), \\ m_\eta^2 \leq s_1 \leq m_\tau^2,$$

где $s_1 = (p_\pi + p_\eta)^2$, $s_2 = (p_\pi + p_\nu)^2$, получаем

$$\Gamma_\tau = \frac{1}{2^{12} \cdot 45 \pi^3} G^2 f_{\pi\tau}^w m_\tau^9 (4 - 27a + 90a^2 - 60a^3 - 9a^5 + 2a^6 + 60a^3 \ln a - 12b + 180b^2 + 180ab^2 \ln a - 270ab^2 + 120a^2b + 180a^2b^2 - 240a^3b - 90a^3b^2 + 180a^4b - 48a^5b), \quad (2)$$

где $a = (m_\eta/m_\tau)^2$, $b = (m_\pi/m_\tau)^2$.

Формула (2) связывает не измеренную в опытах ширину с неизвестным формфактором и поэтому недостаточно информативна. Предположим, что сохраняющийся заряженный ток второго рода $\pi^\pm \eta^0$ и нейтральный ток $\pi^0 \eta^0$ являются различными компонентами изовектора

$$J_i = \pi_i \eta, \quad J^{\pm,0} = \pi^{\pm,0} \eta, \quad \pi^\pm = (\pi_\pm \pm i\pi_2)/\sqrt{2}, \quad \pi^0 = \pi_3. \quad (3)$$

Пространственно-временная структура здесь опущена. Нейтральный ток J^0 является электромагнитным током второго рода, за счет которого может происходить нарушающий C -четность распад $\eta^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Именно с изучением распадов $\eta^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$,

$l=e, \mu$, связаны уже в течение продолжительного времени попытки обнаружения эффекта несохранения C -четности в электромагнитных взаимодействиях [5, 6].

Легко показать, что формфакторы слабого и электромагнитного распадов удовлетворяют соотношению

$$f_{\eta\pi}^w = \sqrt{2} f_{\eta\pi}^{em}. \quad (4)$$

Вычислим ширину распада $\eta \rightarrow \pi e^+ e^-$, идущего за счет обмена одним фотоном, пренебрегая m_e по сравнению с m_π, m_η :

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi e^+ e^-) = \frac{1}{2^7 \cdot 3\pi} \alpha^2 f_{\eta\pi}^{em^2} m_\eta^5 (2 - 16c + 16c^2 - 2c^3 - 24c^2 \ln c), \quad (5)$$

где $c = (m_\pi/m_\eta)^2$.

Экспериментальное ограничение сверху для этого распада $\Gamma(\eta \rightarrow \pi e^+ e^-)/\Gamma_{tot} < 4.5 \cdot 10^{-5}$ [6] приводит к ограничению для формфактора $f_{\eta\pi}^{em} < 0.12 \text{ ГэВ}^{-2}$, откуда следует, что ширина распада τ за счет тока второго рода подчиняется оценке

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi \eta \nu) < 1.1 \cdot 10^{-13} \text{ МэВ}, \quad (6)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi \eta \nu)/\Gamma_{tot} < 5.3 \cdot 10^{-5}.$$

Отметим, что ограничение для $\Gamma(\eta \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-)/\Gamma_{tot}$ несколько лучше, однако в этом случае мала физическая область реакции и оценку для $f_{\eta\pi}^w$ усилить не удастся.

Проверка ограничения (6) на опыте находится вблизи границ имеющихся в настоящее время возможностей. Наиболее удобной является регистрация трехпионной моды распада $\eta: \tau \rightarrow \pi^+ \eta \nu \rightarrow (\pi^+ \pi^0 \pi^-) \pi^+ \nu$, где исходный τ -лептон рождается в процессе $e^+ e^-$ -аннигиляции на ускорителе со встречными пучками. Точность измерения $d\Gamma/dM_{3\pi}^2$ в области $M_{3\pi}^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ в настоящее время очень высока, а фон от прямых распадов τ в пионы мал [7].

В нашем случае простая изотопическая структура (3) приводит к непосредственной связи наличия тока второго рода с эффектом несохранения C в электромагнитных взаимодействиях.

Автор выражает благодарность Б. А. Арбузову за ценные замечания и А. И. Голутвину за обсуждение экспериментальных возможностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Weinberg S. // Phys. Rev. 1958. 112, N 4. P. 1375—1379. [2] Weinberg S. // Proc. of XIX Int. Conf. High Energy Physics. Tokyo, 1978. P. 907—918. [3] Leroy C., Pestieau J. // Phys. Lett. 1978. B72, N 3. P. 398—399; Рекало М. П. // Укр. физ. журн. 1981. 26, № 4. С. 674—677. [4] Barannik V. P., Korzh A. P., Rekalov M. P. // Acta Phys. Pol. 1982. B13, N 12. P. 835—841. [5] Bernstein J., Feinberg G., Lee T. D. // Phys. Rev. 1965. 139, N 6B. P. 1650—1659; Glashow S. L., Sommerfield C. // Phys. Rev. Lett. 1965. 15, N 2. P. 78—79. [6] Jane M. et al. // Phys. Lett. 1975. B59, N 1. P. 99—102. [7] Albrecht H. et al. DESY preprint 86-060. Hamburg, 1986.

Поступила в редакцию
02.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523.165:539.173.3

СЛОЖНЫЕ ЯДРА В СОСТАВЕ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ КАК ИСТОЧНИКИ γ -КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. В. Балашов, В. Л. Коротких, И. В. Москаленко

(НИИЯФ)

В настоящее время большое внимание привлечено к γ -астрономии сверхвысоких энергий [1]. Мы рассматриваем вопрос о сложных ядрах в составе первичных космических лучей как источников жесткого γ -излучения. Отправным пунктом нашего рассмотрения является предложенный нами ранее [2] так называемый фотоядерный