ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4787

В.Л. Любошиц

ЗАМЕЧАНИЯ О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ АННИГИЛЯЦИИ $p\bar{p}(e^+e^-) \to K^+K^-;\ K^0\bar{K}^0,\ \pi^+\pi^-$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

P2 - 4787

В.Л. Любошиц

ЗАМЕЧАНИЯ О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ АННИГИЛЯЦИИ $p\bar{p}(e^+e^-) \to K^+K^-;\ K^0\bar{K}^0,\ \pi^+\pi^-$

Направлено в ЯФ

1. Как показали Биленький и Рындин [1], при сохранении четности полное сечение любого процесса столкновения двух частиц со спинами 1/2 можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \sigma_2 (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}), \qquad (1)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{1}{4}(\sigma_s + 2\sigma_{t,+1} + \sigma_{t,0}),$$
$$\sigma_1 = \frac{1}{4}(\sigma_{t,0} - \sigma_s), \quad \sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma_{t,+1} - \sigma_{t,0}). \qquad (2)$$

Здесь $\vec{P}_1$ и $\vec{P}_2$ – векторы поляризации сталкивающихся частиц, $\vec{k}$ – единичный вектор в направлении относительного импульса в с.ц.и., σ_s и σ_{tm} – полные сечения, соответствующие синглетному и триплетному состояниям до столкновения, m – проекция полного спина на вектор $\vec{k}$ $(m = 0, +1, -1)$.

Для реакций $1/2 + 1/2 \to 0 + 0$ при противоположных относительных внутренних четностях фермионов и бозонов переходы из синглетных состояний фермионов абсолютно запрещены [1,2]. В этом случае $\sigma_s = 0$, и величины σ_0, σ_1, и σ_2 в (1) связаны соотношением

$$\sigma_0 = 3\sigma_1 + \sigma_2 . \qquad (3)$$

Формула (3) была приведена в работе [3] в связи с анализом аннигиляции $p\bar{p} \to e^+e^-$ в однофотонном приближении.

Легко видеть, что к реакциям указанного типа относятся процессы аннигиляции системы протон-антипротон с образованием пар бозон-антибозон:

$$p\bar{p} = K^+K^-, \quad p\bar{p} \to K^0\bar{K}^0, \quad p\bar{p} \to \pi^+\pi^-. \tag{4}$$

Полные сечения этих процессов имеют вид:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{1-\beta}{3}(\vec{p}_1\ \vec{p}_2) + \beta\,(\vec{p}_1\ \vec{k})(\vec{p}_2\vec{k}\,)\right), \tag{5}$$

где параметр β зависит от энергии и от конкретной реакции. Интересно отметить, что в частном случае, когда поляризации $\vec{P}_1$ и $\vec{P}_2$ параллельны или антипараллельны, а угол между $\vec{P}_1(\vec{P}_2)$ и k равен $\theta = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}} (\theta = 35^0 30')$, параметр β из формулы (5) выпадает, и мы приходим к универсальному соотношению

$$\sigma = \sigma_0\left(1 + \frac{1}{3}\delta\,|\vec{P}_1||\vec{P}_2|\right), \tag{6}$$

$$(\delta = \pm 1).$$

Все сказанное выше целиком относится также к электромагнитным процессам

$$e^+e^- \to K^+K^-, \quad e^+e^- \to K^0\bar{K}^0, \quad e^+e^- \to \pi^+\pi^- \tag{7}$$

в любом порядке по постоянной тонкой структуры α (и вообще к любым процессам типа $\frac{1}{2} + \frac{\bar{1}}{2} \to 0 + \bar{0}$).

2. Наше основное замечание заключается в том, что для процессов (4) и (7) равенство типа (3) остается в силе и при несохранении P-четности, если имеет место CP-инвариантность. Действительно, CP-четность системы фермион-антифермион равна $(-1)^{S+1}$, где S – полный спин, в то время как CP-четность пар K^+K^-, $K^0\bar{K}^0$, $\pi^+\pi^-$ равна +1 [4].

Отсюда следует, что при сохранении CP-четности процессы (4) и (7) связаны только с переходами из триплетных состояний систем $p\bar{p}$, e^+e^-. Полные сечения этих процессов имеют вид:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1(\vec{P}_1\vec{P}_2) + \sigma_2(\vec{P}_1\vec{k})(\vec{P}_2\vec{k}) + \sigma_3(\vec{P}_1 + \vec{P}_2, \vec{k}), \tag{8}$$

где σ_0, σ_1 и σ_2 определяются согласно (2) при $\sigma_s = 0$ с заменой[x)] $\sigma_{t,+1} \to \frac{1}{2}(\sigma_{t,+1} + \sigma_{t,-1})$.

С помощью непосредственной проверки убеждаемся в том, что имеет место равенство (3).

Таким образом, параметр

$$\eta = \frac{3\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_0}{\sigma_0} \tag{9}$$

характеризует степень нарушения CP-инвариантности в процессах (4) и (7)[xx)].

Рассмотрим теперь аннигиляцию $p\bar{p}$ в пределе нулевых импульсов протона и антипротона.

В этом случае процессы (4) могут иметь место только при условии, что система $p\bar{p}$ находится в $^3S_1$-состоянии. Поэтому мы должны положить в формуле (8) $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$. Тогда, с учетом (3), мы приходим к универсальной зависимости полных сечений процессов (4) от поляризаций протона и антипротона (при нулевых импульсах):

$$\sigma = \sigma_0\left(1 + \frac{1}{3}\vec{P}_1\vec{P}_2\right). \tag{10}$$

---

x) При сохранении пространственной четности $\sigma_{t,+1} = \sigma_{t,-1}$.

xx) Помимо этого при нарушении CP-инвариантности в формуле (7) появляются два дополнительных члена $\sigma_4(\vec{P}_1 - \vec{P}_2, \vec{k})$ и $\sigma_5([\vec{P}_1\vec{P}_2]\vec{k})$, которые соответствуют интерференции амплитуд переходов из синглетных и триплетных состояний с проекцией $m = 0$. Первый из них неинвариантен относительно CPT-преобразования, второй – CPT – инвариантен (ср. [5,6]).

Следует подчеркнуть, что в рамках CP-инвариантности формула (9) справедлива как при сохранении, так и при несохранении пространственной четности. Если же CP-четность не сохраняется, снимается запрет на аннигиляцию $p\bar{p} \to K^0 \bar{K}^0$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- из синглетного состояния $^1S_0$, и в пределе нулевой энергии столкновения

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{1+\eta}{3} \vec{P}_1 \vec{P}_2\right), \tag{11}$$

где η определяется согласно (9) (при $\sigma_2 = 0$): $\eta = -\frac{\sigma_s}{\sigma_0}$.

Величина η, вообще говоря, должна зависеть от конкретного процесса типа (4).

3. Дифференциальные сечения процессов (4) и (7) при углах $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, очевидно, также имеют структуру (8). Здесь, однако, следует учесть, что закон сохранения проекции углового момента запрещает переходы из триплетных состояний системы $p\bar{p}(e^+e^-)$ с проекциями на вектор $\vec{k}$, равными $m = \pm 1$. Отсюда следует, что

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{0,\pi} \sim \omega_{t,0}, \tag{12}$$

где $\omega_{t,0}$ – вероятность того, что протон и антипротон (электрон и позитрон) с поляризациями $\vec{P}_1$ и $\vec{P}_2$ находятся в триплетном состоянии с проекцией $m = 0$.

Легко показать[/1/], что

$$\omega_{t,0} = \frac{1}{4} \{ 1 + \vec{P}_1 \vec{P}_2 - 2(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) \}. \tag{13}$$

Таким образом, если сохраняется CP-четность, дифференциальные сечения процессов (4) и (7) при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ универсально зависят от

поляризаций фермиона и антифермиона[x)]. Отклонение от этой зависимости свидетельствовало бы о нарушении CP-инвариантности.

Автор выражает глубокую благодарность М.И. Подгорецкому и Р.М. Рындину за обсуждение и ценные замечания.

Литература

1. S.M. Bilenky and R.M. Ryndin. Phys.Lett., 6, 217 (1963).
2. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 45, 1192 (1963).
3. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 1, 84 (1965).
4. В.И. Огиевецкий, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 720 (1962).
5. K. Gotov, S. Okubo. Phys.Rev., 128, 1921 (1962).
6. Л.И. Лапидус. Препринт ОИЯИ Р2-3217, Дубна 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1969 г.

x) При сохранении P-четности соотношения (12)-(13) непосредственно следуют из общей формулы (14) работы[/2/] (в которой нужно положить $d = 0$).