

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-343

С.М.Биленький, Н.П.Неделчева, Е.Х.Христова

О РОЖДЕНИИ ПАРЫ МАЙОРАНОВСКИХ ЧАСТИЦ  
В СТОЛКНОВЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  $e^+$  И  $e^-$

Направлено в журнал "Physics Letters"  
и на VIII Варшавский симпозиум  
по физике элементарных частиц /1985/

1985

1. В последние годы все большее число работ посвящается суперсимметричным теориям и их экспериментальным следствиям. В этих теориях неизбежно возникают майорановские частицы. Так, майорановскими фермионами являются суперпартнеры фотона,  $Z^0$  - бозона и хиггсовских бозонов. Ясно, что открытие майорановских частиц имело бы особое значение для суперсимметричных теорий. Сечения рождения суперсимметричных майорановских частиц вычислялись в целом ряде работ <sup>/1-4/</sup>. Эти вычисления показали, что их наблюдение может оказаться возможным уже на строящихся в настоящее время  $e^+e^-$  коллайдерах.

В настоящей работе рассматривается рождение двух различных майорановских фермионов /назовем их  $\chi$  и  $\chi'$  / в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow \chi' + \chi \quad /1/$$

с поляризованными начальными частицами. Мы будем предполагать, что  $\chi'$  тяжелее  $\chi$ ,  $\chi$  - стабильная частица и что процесс /1/ регистрируется по наблюдению пары лептонов от распада

$$\chi' \rightarrow \chi + \ell^+ + \ell^-, \quad \ell = e, \mu, \tau. \quad /2/$$

Сигнатурой процесса /1/ была бы лептонная пара и "недостача" энергии /уносимой частицей  $\chi$  /.

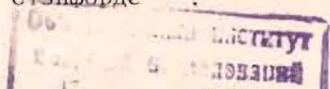
При рассмотрении процесса /1/ мы будем основываться на общих принципах инвариантности и будем предполагать лишь, что  $\chi$  и  $\chi'$  не являются адронами. Для случая неполяризованных начальных частиц аналогичное рассмотрение было проведено в недавней работе <sup>/5/</sup>.

2. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая продольно-поляризованных начальных позитронов и электронов\*. Из СРТ-инвариантности и унитарности  $S$ -матрицы /в низшем порядке по константе тонкой структуры  $\alpha$  / для сечения процесса /1/ получаем соотношение

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta) = \sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}(\pi - \theta). \quad /3/$$

Здесь  $\theta$  - угол между импульсами  $e^+$  и  $\chi'$  в с.ц.и.; первый /второй/ индекс обозначает продольную поляризацию позитрона/электрона/.

\* Отметим, что продольно-поляризованные пучки будут получены на линейном коллайдере в Стэнфорде <sup>6</sup>.





Дифференциальное сечение процесса /1/ имеет следующий общий вид:

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta) = \sigma_0(\theta) + \lambda_1 \sigma_+(\theta) + \lambda_2 \sigma_-(\theta) + \lambda_1 \lambda_2 \sigma_{+-}(\theta). \quad /4/$$

Очевидно, что линейные по  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  члены обусловлены несохранением четности. Подставляя /4/ в /3/, получаем следующие соотношения:

$$\sigma_0(\theta) = \sigma_0(\pi - \theta), \quad /5/$$

$$\sigma_+(\theta) = -\sigma_-(\pi - \theta), \quad /6/$$

$$\sigma_{+-}(\theta) = \sigma_{+-}(\pi - \theta). \quad /7/$$

Соотношения /5/-/7/ являются прямым следствием того, что  $\chi$  и  $\chi'$  - майорановские частицы. Первое из них было получено и подробно обсуждалось в <sup>5</sup>. Мы видим, что в случае поляризованных  $e^+$  и  $e^-$ -частиц возникают дополнительные соотношения /6/ и /7/.

Из /6/ и /7/ могут быть получены соотношения как для дифференциальных, так и для интегральных характеристик процесса /1/. Мы рассмотрим здесь лишь интегральные характеристики.

Определим следующим образом сечения рождения  $\chi'$  в передней (F) и задней (B) полусферах:

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^F = 2\pi \int_{\theta_0}^{\pi/2} \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad /8/$$

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^B = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi - \theta_0} \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta) \sin \theta d\theta,$$

где  $\theta_0$  - фиксированное значение угла. Из /5/-/7/ получаем

$$\sigma_0^F = \sigma_0^B, \quad \sigma_+^F = -\sigma_-^B, \quad \sigma_{+-}^F = \sigma_{+-}^B. \quad /9/$$

Величины  $\sigma_+^{F,B}$ ,  $\sigma_-^{F,B}$  и  $\sigma_{+-}^{F,B}$  могут быть определены из измеряемых на опыте асимметрий:

$$A_+^{F,B} = \frac{1}{\lambda_1} \left( \frac{\sigma_{\lambda_1; 0}^{F,B} - \sigma_{-\lambda_1; 0}^{F,B}}{\sigma_{\lambda_1; 0}^{F,B} + \sigma_{-\lambda_1; 0}^{F,B}} \right), \quad A_-^{F,B} = \frac{1}{\lambda_2} \left( \frac{\sigma_{0; \lambda_2}^{F,B} - \sigma_{0; -\lambda_2}^{F,B}}{\sigma_{0; \lambda_2}^{F,B} + \sigma_{0; -\lambda_2}^{F,B}} \right), \quad /10/$$

$$A_{+-}^{F,B} = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \left( \frac{\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{F,B} - \sigma_{-\lambda_1; \lambda_2}^{F,B} - \sigma_{\lambda_1; -\lambda_2}^{F,B} + \sigma_{-\lambda_1; -\lambda_2}^{F,B}}{\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{F,B} + \sigma_{-\lambda_1; \lambda_2}^{F,B} + \sigma_{\lambda_1; -\lambda_2}^{F,B} + \sigma_{-\lambda_1; -\lambda_2}^{F,B}} \right).$$

Имеем

$$A_+^{F,B} = \frac{\sigma_+^{F,B}}{\sigma_0^{F,B}}, \quad A_-^{F,B} = \frac{\sigma_-^{F,B}}{\sigma_0^{F,B}}, \quad A_{+-}^{F,B} = \frac{\sigma_{+-}^{F,B}}{\sigma_0^{F,B}}. \quad /11/$$

Определение величин  $\sigma_{\pm}^{F,B}$  и  $\sigma_{+-}^{F,B}$  из данных опыта представляет несомненный интерес для выяснения механизма процесса /1/. Если  $\chi'$  и  $\chi$  - майорановские частицы, то между измеряемыми на опыте асимметриями получаем следующие соотношения:

$$A_+^{F,B} = -A_-^{B,F}, \quad A_{+-}^F = A_{+-}^B. \quad /12/$$

Для полного сечения рассматриваемого нами процесса из /3/ находим

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2} = \sigma_0 + \lambda_1 \sigma_+ + \lambda_2 \sigma_- + \lambda_1 \lambda_2 \sigma_{+-}. \quad /13/$$

где в силу /6/ имеем

$$\sigma_+ = -\sigma_-. \quad /14/$$

Из этого соотношения следует, что

$$A_+ = -A_-, \quad /15/$$

где асимметрии  $A_+$  и  $A_-$  определены следующим образом:

$$A_+ = \frac{1}{\lambda_1} \left( \frac{\sigma_{\lambda_1; 0} - \sigma_{-\lambda_1; 0}}{\sigma_{\lambda_1; 0} + \sigma_{-\lambda_1; 0}} \right), \quad A_- = \frac{1}{\lambda_2} \left( \frac{\sigma_{0; \lambda_2} - \sigma_{0; -\lambda_2}}{\sigma_{0; \lambda_2} + \sigma_{0; -\lambda_2}} \right). \quad /16/$$

Соотношения /12/ и /15/ являются следствием предположения о том, что  $\chi$  и  $\chi'$  - майорановские частицы. Можно ли путем проверки этих соотношений на опыте проверить это последнее предположение? Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим процессы

$$e^+ + e^- \rightarrow N' + \bar{N}, \quad /17/$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{N}' + N, \quad /18/$$

где  $N'$  и  $N$  - дираковские фермионы /типичный пример <sup>5</sup>:  $N'$  и  $N$  - соответственно тяжелое и легкое нейтрино в теории со смешиванием нейтрино/. Если процессы /17/ и /18/ регистрируются по наблюдению лептонной пары от распадов  $N' \rightarrow N + \ell^+ + \ell^-$ ,  $\bar{N}' \rightarrow \bar{N} + \ell^+ + \ell^-$ , то на опыте нельзя было бы отличить процесс /1/ от процессов /17/ и /18/. Число событий с лептонной парой и "недостающей" энергией позволило бы определить в случае /17/ и /18/ сумму сечений



$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'+\bar{N}'}(\theta) = \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'}(\theta) + \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{\bar{N}'}(\theta). \quad /19/$$

где  $\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'}(\theta)$  и  $\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{\bar{N}'}(\theta)$  – сечения процессов /17/ и /18/. Из СРТ-инвариантности и унитарности /в низшем порядке по  $\alpha$ / имеем

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'}(\theta) = \sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}^{\bar{N}'}(\pi - \theta). \quad /20/$$

С помощью /20/ получаем

$$\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'+\bar{N}'}(\theta) = \sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}^{N'+\bar{N}'}(\pi - \theta). \quad /21/$$

Таким образом, если процесс рождения пары дираковских частиц в столкновении поляризованных  $e^+$  и  $e^-$  регистрируется по наблюдению пары  $\ell^+ - \ell^-$ , то сечение этого процесса удовлетворяет тому же соотношению симметрии, что и соответствующее сечение рождения пары майорановских частиц\*.

Отметим, что все полученные нами соотношения являются точными, если имеет место СР-инвариантность. Любые отклонения от этих соотношений свидетельствовали бы, следовательно, о нарушении СР-инвариантности новым /суперсимметричным/ взаимодействием. Значительные ( $>\alpha$ ) нарушения полученных соотношений возможны только при несохранении СРТ-инвариантности.

3. Покажем теперь, что изучение энергетических распределений конечных лептонов позволило бы отличить случай рождения майорановских частиц от случая рождения дираковских частиц. Для дифференциальной вероятности наблюдения под углом  $\theta$  в с.ц.и.  $\ell^+$  с энергией  $E$  и  $\ell^-$  с энергией  $E'$  в случае процесса /1/ имеем следующее выражение:

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta; E, E') = \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta) d\Omega W_{X'}(E, E') dE dE'. \quad /22/$$

Здесь  $W_{X'}(E, E')$  – относительная вероятность распада /2/; первый /второй/ аргумент функции  $W_{X'}$  обозначает энергию  $\ell^+$  ( $\ell^-$ ).

Из СРТ-инвариантности и унитарности S-матрицы /в низшем порядке по  $\alpha$ / следует, что

$$W_{X'}(E, E') = W_{X'}(E', E). \quad /23/$$

\* Отметим, что это не так в случае, когда рассматриваемые нами процессы регистрируются по наблюдению пары разных лептонов / $e^+ - \mu^-$ , либо  $e^- - \mu^+$ , .../. Мы благодарны Ф. Нидермайеру, обратившему на это наше внимание.

С помощью /22/ и /23/ получаем следующие соотношения:

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta; E, E') = d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta; E', E), \quad /24/$$

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}(\theta; E, E') = d\sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}(\pi - \theta; E, E').$$

Эти соотношения не имеют места в случае процессов /17/, /18/. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'+\bar{N}'}(\theta; E, E') = [\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{N'}(\theta) W_{N'}(E, E') + \sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{\bar{N}'}(\theta) W_{\bar{N}'}(E, E')] d\Omega dE dE'. \quad /25/$$

где

$$W_{N'}(E, E') = W_{\bar{N}'}(E', E). \quad /26/$$

Таким образом, проверка соотношений /24/ на опыте позволила бы ответить на вопрос о том, от распада какой частицы образовалась пара  $\ell^+ - \ell^-$  – майорановской или дираковской. С помощью /24/ нетрудно получить характерные для рождения майорановских частиц соотношения между интегральными величинами. Имеем

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{F(+)}(E) = d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{F(-)}(E), \quad /27/$$

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{F(+)}(E) = d\sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}^{B(+)}(E), \quad /28/$$

где  $d\sigma^{F(\pm)}$  описывает энергетическое распределение  $\ell^+$  ( $\ell^-$ ) от распада  $\chi'$ -частиц, образовавшихся в передней полусфере и т.д. Отметим, что соотношение /28/ при  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$  было получено в /5/.

Интегрируя /24/ по всему телесному углу, для спектров  $\ell^+$  и  $\ell^-$  получаем соотношения

$$d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{(+)}(E) = d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{(-)}(E), \quad d\sigma_{\lambda_1; \lambda_2}^{(\pm)}(E) = d\sigma_{-\lambda_2; -\lambda_1}^{(\pm)}(E). \quad /29/$$

Наконец, свидетельством в пользу того, что  $\chi'$  и  $\chi$  – майорановские частицы, было бы отсутствие при  $\lambda_1 \neq -\lambda_2$  асимметрии

$$A = \frac{N_{\lambda_1; \lambda_2}^+ - N_{\lambda_1; \lambda_2}^-}{N_{\lambda_1; \lambda_2}^+ + N_{\lambda_1; \lambda_2}^-}. \quad /30/$$



Здесь  $N_{\lambda_1; \lambda_2}^+$  ( $N_{\lambda_1; \lambda_2}^-$ ) - число событий, в которых энергия  $l^+$  больше /меньше/ энергии  $l^-$ .

Нам приятно поблагодарить С.Т.Петкова за полвзные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fayet P. Phys.Lett., 1982, 117B, p.460.
2. Ellis J., Hagelin J. Phys.Lett., 1982, 122B, p.303.
3. Frere J.M., Kane G. Nucl.Phys., 1983, B223, p.33.
4. Ellis J. et al. Phys.Lett., 1983, 132B, p.406.
5. Petcov S. Phys.Lett., 1984, 139B, p.421.
6. Chao A.W. SLAC-PUB-3081, 1983, A.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 мая 1985 года.

### Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.