

УДК 621.315.592

РОЖДЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γe – ПУЧКАХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Х.А.МУСТАФАЕВ, Б.И.МЕХТИЕВ, Ф.Т.ХАЛИЛ-ЗАДЕ

*Институт Физики НАН Азербайджана
370143, Баку, пр. Г.Джавида 33*

В рамках минимального суперсимметричного обобщения стандартной теории рассмотрены процессы рождения суперсимметричных частиц на поляризованных встречных γe – пучках высоких энергий. Показано, что сечения обсуждаемых процессов весьма чувствительны к поляризациям начальных пучков.

Весьма привлекательной чертой линейных e^+e^- – коллайдеров является возможность получения на их основе встречных поляризованных γe - пучков [1]. Изучение различных процессов в γe - столкновениях может существенно дополнить исследования, планируемые на e^+e^- и адронных коллайдерах ТэВ-ных энергий. При этом большую роль будут играть поляризационные явления.

В настоящей работе в рамках минимального суперсимметричного обобщения стандартной теории [2] исследуются процессы

$$\gamma e \rightarrow \chi_\alpha^0 \tilde{e}, \quad (1)$$

$$\gamma e \rightarrow \chi_i \tilde{\nu}, \quad (2)$$

с учетом поляризаций начальных пучков, где χ_α^0 ($\alpha = 1 \div 4$) – нейтралино, χ_i ($i = 1 \div 2$) – чарджино.

Отметим, что эти процессы изучались ранее [3], однако, в случае процесса (1) авторы ограничились рассмотрением только рождения фотино с учетом поляризации фотона, а в случае процесса (2) - рассмотрением неполяризованных встречных пучков. При больших \sqrt{s} , наряду с легчайшим нейтралино (которое не обязательно должно быть фотино [3-4]), в γe - столкновениях должны рождаться и остальные нейтралино. По этой причине ниже рассматривается рождение всевозможных суперсимметричных частиц в процессах (1) и (2) при различных сценариях нарушения суперсимметрии [4].

Матричные элементы процессов (1) и (2), соответственно, имеют следующий вид

$$M_1 = \frac{g^2 \text{tg} \theta_w}{2\sqrt{2}} \chi_\alpha^0(p') (A_{\alpha\alpha} - B_{\alpha\alpha} \gamma_5) \left[\frac{\not{p} + \not{k}}{s} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{u - \mu_\alpha^2} \right] \times \\ \times u(p) \varepsilon_\mu \varphi_\alpha^*, \quad (3)$$

$$M_2 = -\frac{g^2 \cos^2 \theta_w}{2} u_{i1}^* \chi_i(p') \left[\frac{\not{p} + \not{k}}{s} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k} + m_{\chi_i}}{t - m_{\chi_i}^2} \right] \times \\ \times (1 - \gamma_5) u(p) \varepsilon_\mu \varphi_{\tilde{\nu}}^*, \quad (4)$$

где ε_μ – вектор поляризации фотона, $\mathbf{s}=(\mathbf{p}+\mathbf{k})^2=(\mathbf{p}'+\mathbf{k}')^2$, $t=(\mathbf{p}'-\mathbf{k})^2=(\mathbf{p}-\mathbf{k}')^2$, $u=(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2=(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2$ – переменные Манделъстама, $\mu_a (a=1 \div 2)$ и $m_{\chi_i} (i=1,2)$ – массы скалярных электронов и чарджино соответственно, θ_w – угол Вайнберга, u_{i1} – матрица, диагонализующая массовую матрицу отрицательно заряженных вино и хиггсина

$$\begin{aligned} A_{a\alpha} &= R_{a1} (N_{\alpha 1}^* \sin \theta_w + N_{\alpha 2}^* \cos \theta_w) - 2R_{a2} N_{\alpha 1} \sin \theta_w, \\ B_{a\alpha} &= R_{a1} (N_{\alpha 1}^* \sin \theta_w + N_{\alpha 2}^* \cos \theta_w) + 2R_{a2} N_{\alpha 1} \sin \theta_w. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь R_{ai} – элементы матрицы, диагонализующей массовую матрицу скалярных электронов, $N_{\alpha i}$ – матрица, диагонализующая массовую матрицу нейтральных калибрино и хиггсина (подробнее, см.[2,5]).

Дифференциальные сечения процессов (1) и (2), вычисленные на основе (3) и (4), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_1}{d \cos \theta} &= \frac{\pi \alpha^2}{s \sin^2 2\theta_w} \frac{\beta^2 \beta_1^2}{(\beta + \beta_1)^2} \left\{ (P_{a\alpha} - Q_{a\alpha} \xi_2) (1 + \beta_1 \cos \theta) - 2 [P_{a\alpha} (1 - \xi_3) - \right. \\ &\left. - Q_{a\alpha} \xi_2] \beta \beta_1 \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta \cos \theta} + 2 P_{a\alpha} (1 - \xi_3) \beta^2 \sin^2 \theta \frac{1 - \beta_1 \cos \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_2}{d \cos \theta} &= \frac{\pi \alpha^2}{2s \sin^2 \theta_w} \frac{|u_{i1}|^2 \beta_2^3 (1 + \lambda)}{(1 + \beta_2)^2} \frac{1 + \cos \theta}{1 - \beta_2 \cos \theta} \left\{ (1 + \cos \theta) (1 + \xi_2) + \right. \\ &\left. + \frac{2(1 - \beta_2)(1 - \cos \theta)(1 - \xi_3)}{1 - \beta_2 \cos \theta} - \frac{2\beta_2 \xi_2 \sin^2 \theta}{1 - \beta_2 \cos \theta} \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \beta &= \left[1 - \frac{4r}{(1 - R + r)^2} \right]^{1/2}, \quad \beta_1 = \left[1 - \frac{4R}{(1 + R - r)^2} \right]^{1/2}, \quad \beta_2 = \frac{1 - R_1}{1 + R_1}, \quad r = \frac{\mu_a^2}{s}, \\ R &= \frac{m_{\chi_a}^2}{s}, \quad R_1 = \frac{m_{\chi_i}^2}{s}, \end{aligned}$$

θ – угол вылета конечной заряженной частицы относительно направления импульса фотона,

$$P_{a\alpha} = |A_{a\alpha}|^2 + |B_{a\alpha}|^2 + \lambda (A_{a\alpha} B_{a\alpha}^* + A_{a\alpha}^* B_{a\alpha}), \quad (8)$$

$$Q_{a\alpha} = \lambda \left[|A_{a\alpha}|^2 + |B_{a\alpha}|^2 \right] + (A_{a\alpha} B_{a\alpha}^* + A_{a\alpha}^* B_{a\alpha}),$$

λ – степень продольной поляризации начального электрона, ξ_2, ξ_3 – параметры Стокса, характеризующие циркулярную и линейную поляризации фотона соответственно.

Полные сечения рассматриваемых процессов, имеют следующий вид:

$$\sigma_1 = \frac{2\pi\alpha^2}{s \sin^2 2\theta_w} \frac{\beta^2 \beta_1^2}{(\beta + \beta_1)^2} \left\{ P_{\alpha\alpha} - Q_{\alpha\alpha} \xi_2 + [P_{\alpha\alpha}(1 - \xi_3) - Q_{\alpha\alpha} \xi_2] \frac{\beta_1}{\beta} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1 - \beta^2}{\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2 \right] + P_{\alpha\alpha} (1 - \xi_3) \frac{2\beta - 3\beta_1}{\beta} \left[\left(1 + \frac{\beta^2 \beta_1}{2\beta - 3\beta_1} \right) \frac{1}{\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2 \right] \right\}, \quad (9)$$

$$\sigma_2 = \frac{\pi\alpha^2}{2s \sin^2 \theta_w} \frac{|u_{il}|^2 \beta_2 (1 + \lambda)}{(1 + \beta_2)^2} \left\{ (1 + 2\beta_2) \left[\left(1 + \frac{\beta_2^2}{1 + 2\beta_2} \right) \frac{1}{\beta_2} \ln \frac{1 + \beta_2}{1 - \beta_2} - 2 \right] \times \right. \\ \left. \times (1 + \xi_2) + 4(1 - \beta_2) \left[\frac{1}{\beta_2} \ln \frac{1 + \beta_2}{1 - \beta_2} - 2 \right] (1 - \xi_3) - 2(3 + 2\beta_2) \left[\left(1 - \frac{\beta_2^2}{3 + 2\beta_2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{1}{\beta_2} \ln \frac{1 + \beta_2}{1 - \beta_2} - 2 \right] \xi_2 \right\}. \quad (10)$$

Как видно из (6)-(10), в выражения дифференциальных и полных сечений рассматриваемых процессов входит целый ряд неизвестных параметров (массы суперсимметричных частиц и углы, определяющие массовые собственные состояния). Для численных расчетов мы будем использовать значения этих параметров, приведенные в [4](см.Таблицу 1).

Таблица 1.

	I	II	III	IV
A_{L_1}	0,85	-0,01	0,82	0,10
A_{L_2}	0,40	0,79	0,12	0,92
A_{L_3}	0,06	0,23	-0,49	0,01
A_{L_4}	-0,32	0,56	0,29	-0,39
A_{R_1}	-0,83	-0,09	-0,86	0,04
A_{R_2}	-0,47	-0,85	0,05	-0,67
A_{R_3}	0,05	0,36	-0,32	0,01
A_{R_4}	-0,25	-0,24	-0,25	-0,20
φ	53^0	31^0	321^0	52^0

Перейдем к анализу дифференциального сечения (9) рождения нейтралино на поляризованных γe -пучках. Если в процессе (1) рождается левый скалярный электрон ($R_{11} = 1, R_{12} = 0$ и, следовательно,

$A_{L\alpha} = B_{L\alpha} = N_{\alpha 1}^* \sin \theta_w + N_{\alpha 2}^* \cos \theta_w$), то $P_{\alpha\alpha} = Q_{\alpha\alpha} = 2(1 + \lambda)|A_{L\alpha}|^2$. В случае рождения правого скалярного электрона ($R_{21} = 0, R_{22} = 1$ и, следовательно, $A_{R\alpha} = B_{R\alpha} = -N_{\alpha 1} \sin \theta_w$), то $P_{\alpha\alpha} = -Q_{\alpha\alpha} = 2(1 - \lambda)|A_{R\alpha}|^2$. $A_{L\alpha}$ и $A_{R\alpha}$ для различных сценариев, рассмотренных в [4], принимают значения, приведенные в Таблице1 (при этом взято $\sin^2 \theta_w = 0,23$). На Рис.1,2. приведена зависимость

дифференциального сечения процесса (1), нормированного на $|A_{L\alpha}|^2$, от угла вылета левого скалярного электрона по отношению к импульсу фотона.

При этом принято $\sqrt{s} = 1 \text{ ТэВ}$, $\lambda=1$, $\mu_L=40 \text{ ГэВ}$, $m_{\chi_1^0} = 100 \text{ ГэВ}$, $m_{\chi_2^0} = 150 \text{ ГэВ}$.
Здесь и далее принята следующая нумерация кривых: 1 отвечает неполяризованному фотонному пучку, т.е. $\xi_2=0$, $\xi_3=0$; 2- $\xi_2=1$, $\xi_3=0$; 3- $\xi_2=-1$, $\xi_3=0$; 4- ξ_2 , $\xi_3=1$; 5- $\xi_2=0$, $\xi_3=-1$.

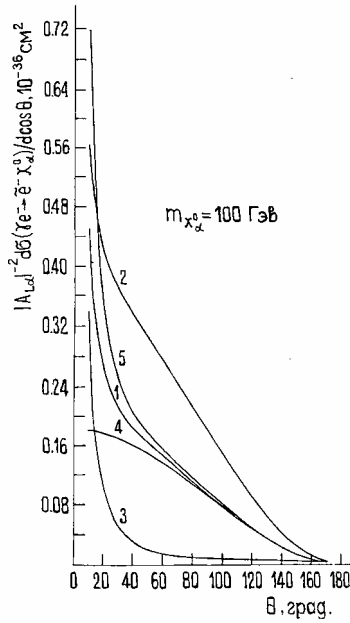


Рис.1.

Зависимость дифференциального сечения (1) от угла вылета при $m_{\chi_\alpha^0} = 100 \text{ ГэВ}$.

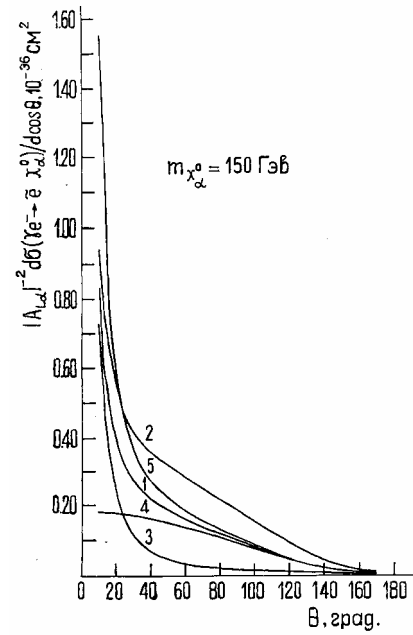


Рис.2.

Зависимость дифференциального сечения (6) от угла вылета $m_{\chi_\alpha^0} = 150 \text{ ГэВ}$.

Отметим, что приведенные кривые описывают также случай рождения правого скалярного электрона, при этом необходимо произвести замену $A_{L\alpha} \rightarrow A_{R\alpha}$, $\lambda \rightarrow -\lambda$, $\xi_2 \rightarrow -\xi_2$, $\xi_3 \rightarrow -\xi_3$. Как видно, дифференциальное сечение процесса (1) весьма чувствительно к поляризациям фотонного и электронного пучков.

Аналогичная зависимость дифференциального сечения процесса (2), нормированного на $|u_{i1}|^2$, представлена на Рис.3,4. При этом взято $m_{\tilde{\nu}} = 0$, $m_{\chi_i} = 50$ и 100 ГэВ соответственно. Отметим, что в случае рождения

$$\chi_1^- \text{ — } u_{11} = \cos \varphi_-, \text{ а } \chi_2^- \text{ — } u_{12} = \sin \varphi_-,$$

значения угла φ_- для различных сценариев приведены в Таблице 1.

Для иллюстрации на Рис.5. приведена зависимость от \sqrt{s} полного сечения рождения χ_2^0 , нормированного на $|A_{L\alpha}|^2$. Аналогичная зависимость от \sqrt{s} полного сечения процесса (2), нормированного на $|u_{i1}|^2$, приведена на Рис.6. Как

видно из Рис.5,6. и Таблицы1 при светимости $L_{\gamma e} = 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в большинстве рассмотренных случаев ожидается несколько сотен событий в год.

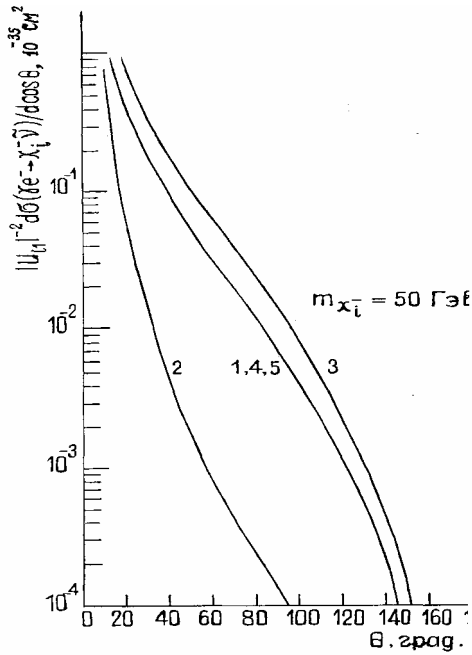


Рис.3.

Зависимость дифференциального сечения (7) от угла вылета θ при $m_J=0$, $m_{\chi_i^-} = 50 \text{ Гэв}$.

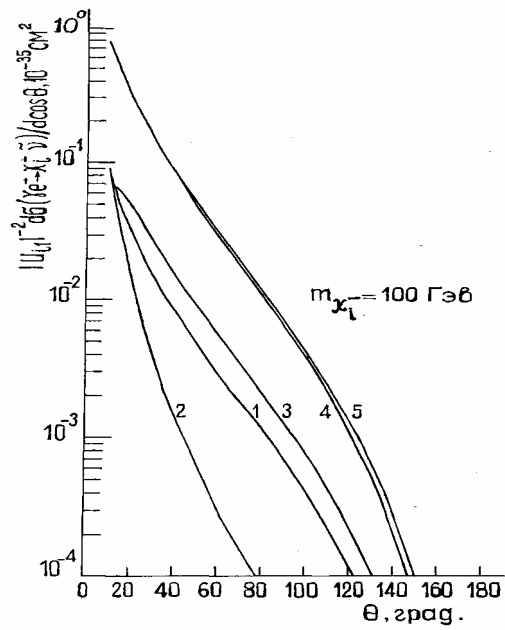


Рис.4.

Зависимость дифференциального сечения процесса (2) от угла вылета чарджино по отношению к направлению импульса фотона при $m_J=0$, $m_{\chi_i^-} = 100 \text{ Гэв}$.

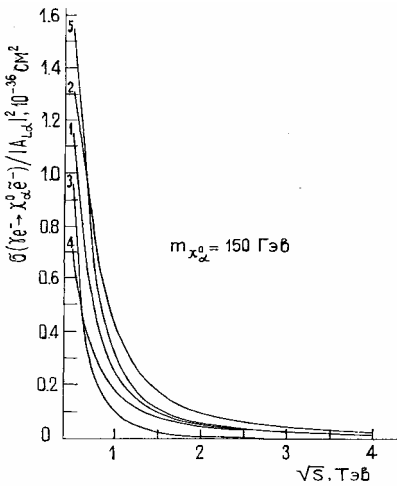


Рис.5.

Зависимость полного сечения процесса (1) от \sqrt{S} при $m_{\chi_0^0} = 150 \text{ Гэв}$.

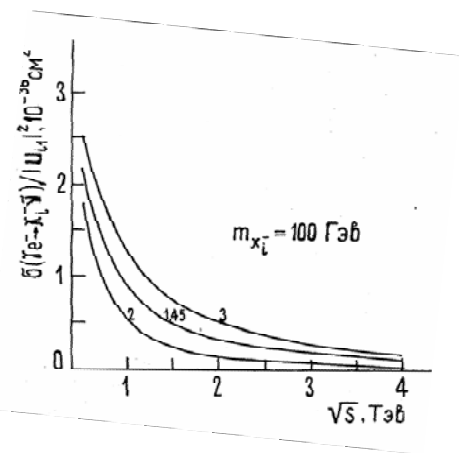


Рис.6.

Зависимость полного сечения процесса (2) от \sqrt{S} при $m_{\chi_i^-} = 100 \text{ Гэв}$.

Приведенный анализ показывает, что исследование поляризационных эффектов может сыграть существенную роль при изучении свойств суперсимметричных частиц, рождающихся в γe – столкновениях.

В заключении несколько слов о сигнатуре рассматриваемых процессов. Конкретные моды распада нейтралино (как, впрочем, и остальных суперсимметричных частиц) зависят от деталей модели (см. например [4]). В общем случае сигнатурой рассматриваемых процессов будут события типа: мультилептоны с потерянной энергией, электрон + струи с потерянной энергией.

1. И.Ф.Гинзбург и др., *Письма в ЖЭТФ*, **34** (1981) 514; *ЯФ*, **38** (1983) 372. A.Blondel. Proc. Work shop on Physics at Future accelerators, La Thuile and CERN, 1987; J.H.Mulvey et al; CERN report 87-07, 1987.
2. H.E.Haber, G.L.Kane, *Phys. Rev.*, **C 117** (1985) 75.
3. J.A.Grifols, R. Pascual, *Phys. Lett.*, **B 135** (1984) 319; (*Errata, Phys. Lett.*, **B 142** (1984) 455).
4. A.Bartl et.al., *Nucl Phys.*, **B 278** (1986) 1; J.Ellis, Proceedings of the 17th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Beijing 1995, eds. Z. P. Zheng and H. S. Chen, World Scientific,(1996) 28.
5. J.A.Grifols, J.Sola, *Nucl. Phys.*, **B 253** (1985) 47.

**YÜKSƏK ENERJİLİ POLYARİZƏLƏNMİŞ γe – DƏSTƏLƏRİNDƏ SUPERSİMMETRİK
ZƏRRƏCİKLƏRİN YARANMASI**

X.A.MUSTAFAYEV, B.İ.MEHDIYEV, F.T.XƏLİL-ZADƏ

Yüksək enerjili polyarizəlanmış γe – dəstələrində supersimmetrik zərrəciklərin yaranması proseslərinə baxılmışdır. Baxılan proseslərin kəsiklərinin başlanğıc zərrəciklərin polyarizasiyasına çox həssaslığı göstərilmişdir.

SUSY PARTICLES PRODUCTION ON POLARIZED HIGH ENERGY γe – BEAMS.

KH.A.MUSTAFAYEV, B.I.MEHDIYEV, F.T.KHALIL-ZADE

SUSY particles production on polarized high energy colliding γe – beams have been considered. It is shown that the cross-sections of considered processes are very sensitive to the initial beams polarizations.

Редактор: Н.Гулиев