

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЧАРДЖИНО И W -БОЗОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРАЛИНО С ФОТОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*А. Б. Фланчик**

*Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 17 июня 2013 г.

В рамках суперсимметричной Стандартной модели рассмотрен процесс фотообразования чарджино и W -бозона на нерелятивистских нейтралино. Показано, что в пределе высоких энергий начальной фотона энергия чарджино стремится к постоянному пределу, а его распады приводят к образованию лептонов с энергиями в определенном интервале, ширина которого зависит только от масс чарджино и нейтралино. Обсуждается важность данного процесса для обнаружения темной материи в наблюдениях космических лучей от ближайших активных галактических ядер и в экспериментах на современных коллайдерах.

DOI: 10.7868/S0044451014040107

1. ВВЕДЕНИЕ

Суперсимметрия (SUSY) [1–3] в течение многих лет является одним из кандидатов на роль физики вне Стандартной модели. Она предсказывает существование новых массивных частиц, которые являются суперсимметричными партнерами частиц Стандартной модели. Среди этих частиц особую роль играет легчайшая суперсимметричная частица, которая при сохранении R -четности является стабильной и на которой заканчиваются цепочки распадов других суперсимметричных частиц. В ряде суперсимметричных сценариев такой частицей является легчайшее нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$. Будучи истинно нейтральной частицей и имея лишь слабое и гравитационное взаимодействия с материей, нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$ является кандидатом на роль частицы темной материи [4–6]. Поиск темной материи нейтралино осуществляется в экспериментах [7–9] на современных коллайдерах, таких как Большой адронный коллайдер (БАК), а также в наблюдениях жесткого космического γ -излучения от центров крупных га-

лактик [10, 11]¹⁾. В первом случае нейтралино могут рождаться в адрон-адронных столкновениях преимущественно при распадах более тяжелых суперсимметричных частиц, т. е. в процессах вида

$$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ + \tilde{\chi}_i^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 + W^- + W^+,$$

$$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{q}_i + \tilde{q}_j^c \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 + q + \bar{q},$$

где $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i = 1, 2$) — чарджино, а \tilde{q}_j — скварк. Во втором случае жесткое γ -излучение может возникать из-за формирования аннигиляционных линий в процессах

$$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma + Z_0,$$

которые обусловлены петлевыми диаграммами. Помимо указанных взаимодействий, нейтралино могут проявлять себя в процессах рассеяния лептонов, γ -квантов и адронов. Эта идея активно развивалась в работах [17–19]. Ранее в работе [20] были рассмотрены процессы взаимодействия покоящихся нейтралино с лептонами высоких энергий, обусловленные заряженным слабым током. Как там было показано,

¹⁾ Поиск темной материи осуществляется также в ряде других экспериментов — XENON Dark Matter Project [12, 13], CDMS [14], в наблюдениях на нейтринных телескопах IceCube, ANTARES и др. (регистрация нейтрино высоких энергий от процессов соаннигиляции частиц темной материи) [15, 16].

*E-mail: alex.svs.fl@gmail.com

в процессе $l + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_i^-$ рождается чарджино с предельной энергией, которая не зависит от энергии начального лептона. Распад этого чарджино должен приводить к образованию пары лептон + антинейтрино с энергиями в фиксированном интервале, который определяется только соотношением масс начального нейтралино и чарджино. Ниже мы обобщим эти результаты на случай рассеяния жесткого γ -кванта на покоящемся нейтралино, вызванного заряженным слабым током, т. е. на процесс вида $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_i^\mp$, кинематика которого существенно отличается от кинематики процесса взаимодействия лептона и нейтралино. Такого рода процессы могут иметь место в экспериментах на коллайдерах при столкновении частиц высоких энергий с нейтралино (в этом случае фотон в реакции выше является виртуальным) либо при взаимодействии жесткого γ -излучения с темной материей нейтралино в активных галактических ядрах. Отметим, что рассматриваемый процесс по структуре амплитуды рассеяния схож с известным процессом Стандартной модели $\gamma + \nu_l \rightarrow W^+ + l^-$ [21], однако отличается от последнего видом заряженных токов и кинематикой.

**2. КИНЕМАТИКА ПРОЦЕССА
 $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_i^\mp$ И
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ
РАССЕЯНИЯ**

Обозначив как k_1, p_1, k_2, p_2 4-импульсы соответственно γ -кванта, начального нейтралино (которое считаем покоящимся), W -бозона и чарджино, представим дифференциальное сечение процесса в виде

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{1}{4m_0\omega_1} |M_{fi}|^2 \delta^{(4)}(k_1 + p_1 - k_2 - p_2) \times \times \frac{d^3k_2}{(2\pi)^3 2\omega_2} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2\varepsilon_2}, \quad (1)$$

где m_0 — масса нейтралино, ω_1 — энергия начального γ -кванта, ω_2 — энергия W -бозона, M_{fi} — амплитуда реакции, определяемая ниже. Четырехмерная δ -функция выражает сохранение энергии и импульса при столкновении. Заметив, что

$$d^3p_2 = 2\varepsilon_2 \delta(p_2^2 - m^2) d^4p_2,$$

где m — масса чарджино, интегрированием устраним четырехмерную δ -функцию в (1):

$$d\sigma = \frac{1}{32\pi^2 m_0 \omega_1} |M_{fi}|^2 \delta[(k_1 + p_1 - k_2)^2 - m^2] \frac{d^3k_2}{\omega_2},$$

где

$$d^3k_2 = \omega_2 |\mathbf{k}_2| d\omega_2 d\omega_2, \quad |\mathbf{k}_2| = \sqrt{\omega_2^2 - m_W^2}$$

(здесь и далее пользуемся релятивистскими единицами). Записав $d\omega_2 = 2\pi \sin \chi d\chi$, где χ — угол между импульсами γ -кванта и W -бозона, и проинтегрировав по χ , получим

$$d\sigma = \frac{1}{32\pi m_0 \omega_1^2} |M_{fi}|^2 d\omega_2, \quad (2)$$

причем теперь угол χ связан с энергией W -бозона ω_2 уравнением

$$2\omega_1 \sqrt{\omega_2^2 - m_W^2} \cos \chi = = 2(\omega_1 + m_0)\omega_2 + m^2 - 2m_0\omega_1 - m_0^2 - m_W^2. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) имеет вид

$$\omega_2(\omega_1, \chi) = \frac{m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1}{2[(m_0 + \omega_1)^2 - \omega_1^2 \cos^2 \chi]} \times \times \left\{ m_0 + \omega_1 \mp \omega_1 |\cos \chi| \times \times \sqrt{1 - \frac{4m_W^2(m_0 + \omega_1)^2 - 4m_W^2\omega_1^2 \cos^2 \chi}{(m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1)^2}} \right\}. \quad (4)$$

Отсюда находим минимальное и максимальное значения энергии W -бозона при данном значении энергии γ -кванта:

$$\omega_{2min}(\omega_1) \leq \omega_2 \leq \omega_{2max}(\omega_1),$$

$$\omega_{2min,max}(\omega_1) = \frac{m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1}{2m_0(m_0 + 2\omega_1)} \times \times \left\{ m_0 + \omega_1 \mp \omega_1 \times \times \sqrt{1 - \frac{4m_W^2 m_0(m_0 + 2\omega_1)}{(m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1)^2}} \right\}. \quad (5)$$

Ниже нам понадобятся еще кинематические инварианты, которые определим как

$$\begin{aligned} s &= (k_1 + p_1)^2 = (k_2 + p_2)^2, \\ t &= (k_1 - k_2)^2 = (p_1 - p_2)^2, \\ u &= (p_1 - k_2)^2 = (k_1 - p_2)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

эти величины связаны соотношением

$$s + t + u = m_0^2 + m_W^2 + m^2.$$

В системе покоя нейтралино инварианты (6) имеют вид

$$\begin{aligned} s &= m_0^2 + 2m_0\omega_1, \\ t &= m^2 - m_0^2 - 2m_0\omega_1 + 2m_0\omega_2, \\ u &= m_0^2 + m_W^2 - 2m_0\omega_2. \end{aligned} \quad (7)$$

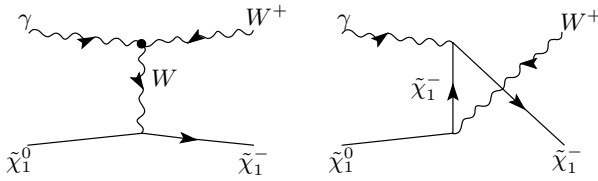


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_1^\mp$

Записав

$$s = m_0^2 + 2m_0\omega_1 = m^2 + m_W^2 + 2k_2p_2$$

и заметив, что $k_2p_2 \geq mm_W$, найдем для пороговой энергии фотона

$$\omega_{1th} = \frac{(m + m_W)^2 - m_0^2}{2m_0}.$$

Ниже будем предполагать, что $\omega_1 > \omega_{1th}$ и $m > m_0 + m_W$.

3. АМПЛИТУДА ПРОЦЕССА $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_1^\mp$ И СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Рассматриваемый процесс описывается диаграммами Фейнмана, показанными на рис. 1. Полную амплитуду рассеяния представим в виде

$$M_{fi} = M^{(W)} + M^{(\chi)}, \quad (8)$$

где

$$M^{(W)} = \frac{e^2}{s_W} \frac{1}{t - m_W^2} \bar{u}(p_2) \gamma_\lambda (aP_L + bP_R) \times \\ \times u(p_1) V^{\lambda\mu\nu} U_\mu e_\nu, \quad (9)$$

$$M^{(\chi)} = -\frac{e^2}{s_W} \frac{1}{u - m^2} \bar{u}(p_2) \times \\ \times \gamma^\nu (\gamma p_2 - \gamma k_1 + m) \gamma^\mu (aP_L + bP_R) u(p_1) U_\mu e_\nu. \quad (10)$$

Здесь $s_W \equiv \sin \theta_W$, θ_W — угол Вайнберга, $u(p_1)$ и $\bar{u}(p_2)$ — биспинорные амплитуды нейтралино и чарджино, $e_\nu = e_\nu(k_1)$ и $U_\mu = U_\mu(k_2)$ — 4-векторы поляризации соответственно γ -кванта и W -бозона. Как и в работе [20], параметры a и b определяют заряженный слабый ток нейтралино-чарджино²⁾. Взаи-

²⁾ В минимальной суперсимметричной Стандартной модели параметры a и b даются формулами

$$a = N_{12}^* U_{11} - \frac{1}{\sqrt{2}} N_{13}^* U_{12}, \quad b = N_{12} V_{11}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} N_{14} V_{12}^*,$$

где N , U , V — унитарные матрицы, которые диагонализуют массовые матрицы нейтральных и заряженных хиггсино и гауджино (см., например, [2]).

действие W -бозона с γ -квантом определяется вершиной [22]

$$V^{\lambda\mu\nu} = -f_1^\lambda g^{\mu\nu} + f_2^\mu g^{\nu\lambda} + f_3^\nu g^{\mu\lambda},$$

где

$$f_1 = k_1 + k_2, \quad f_2 = k_1 - p_1 + p_2, \quad f_3 = p_1 + k_2 - p_2.$$

При вычислении сечения ограничимся случаем взаимодействия неполяризованных частиц, усреднив по поляризациям начальных частиц и просуммировав по поляризациям конечных частиц. Квадрат модуля амплитуды (8) есть

$$|M_{fi}|^2 = |M^{(W)}|^2 + |M^{(\chi)}|^2 + 2 \operatorname{Re} M^{(W)*} M^{(\chi)},$$

искомое распределение по энергии W -бозона представим в виде

$$\frac{d\sigma}{d\omega_2} = \frac{e^4}{128s_W^2\pi\omega_1^2} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{(m^2 - m_0^2 - m_W^2 - 2m_0\omega_1 + 2m_0\omega_2)^2} \times \right. \\ \times \left(\nu_1(\omega_2) - \frac{1}{m_W^2} \nu_2(\omega_2) \right) + \\ + \frac{1}{(m_0^2 + m_W^2 - m^2 - 2m_0\omega_2)^2} \times \\ \times \left(\nu_3(\omega_2) - \frac{1}{m_W^2} \nu_4(\omega_2) \right) - \\ - 2 \left\{ (m_0^2 + m_W^2 - m^2 - 2m_0\omega_2) \times \right. \\ \times (m^2 - m_0^2 - m_W^2 - 2m_0\omega_1 + 2m_0\omega_2) \left. \right\}^{-1} \times \\ \times \left(\nu_5(\omega_2) - \frac{1}{m_W^2} \nu_6(\omega_2) \right) \left. \right\}, \quad (11)$$

функции $\nu_i = \nu_i(\omega_2)$ ввиду их громоздкости приведены в Приложении.

График распределения (11) показан на рис. 2. Видно, что распределение имеет максимум в области больших энергий W -бозона $\omega_2 \approx \omega_{2max}$. Поэтому для наиболее вероятной энергии чарджино в этом случае найдем:

$$\varepsilon_2(\omega_1) = m_0 + \omega_1 - \frac{m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1}{2m_0(m_0 + 2\omega_1)} \times \\ \times \left\{ m_0 + \omega_1 + \omega_1 \times \right. \\ \times \left. \sqrt{1 - \frac{4m_W^2 m_0 (m_0 + 2\omega_1)}{(m_0^2 + m_W^2 - m^2 + 2m_0\omega_1)^2}} \right\}. \quad (12)$$

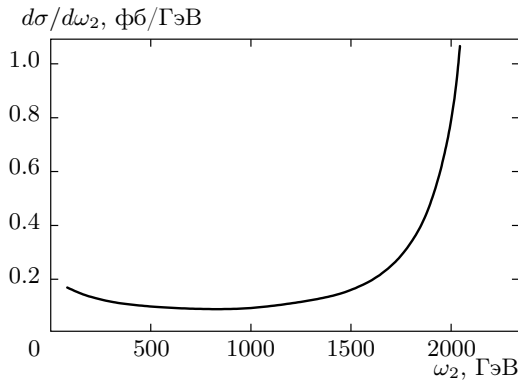


Рис. 2. Дифференциальное сечение процесса $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_1^\mp$ как функция энергии конечного W -бозона при параметрах $m = 250$ ГэВ, $m_0 = 120$ ГэВ, $\omega_1 = 2500$ ГэВ (для численной оценки положено $a = 0.7$, $b = 0.9$)

При высоких значениях энергии начального γ -кванта, $\omega_1 \gg m, m_0, m_W$, предельное значение (12) энергии чарджино равно

$$\varepsilon_{2lim} = \frac{m^2 + m_0^2}{2m_0}. \quad (13)$$

Отметим, что предельное значение энергии (13) совпадает с предельной энергией чарджино, возникающего при взаимодействии электрона или нейтрино высокой энергии с покоящимся нейтралино [20]. Это позволяет обобщить полученные в работе [20] результаты на случай процесса $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_i^\mp$. Рассмотрим для простоты лептонные конечные состояния, ограничиваясь случаем $m > m_0 + m_W$.

Распады

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^- &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^- + \bar{\nu}_l, \\ \tilde{\chi}_i^+ &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+ + \nu_l \end{aligned}$$

при $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2lim}$ являются источниками лептонов и нейтрино с энергиями в фиксированном интервале, который определяется только соотношением масс нейтралино, чарджино и W -бозона. При распаде чарджино с энергией (13) «на лету» энергия W -бозона заключена в интервале $E_{min} \leq E_W \leq E_{max}$, где

$$\begin{aligned} E_{min} &= \frac{m^2 + m_0^2}{2m_0} \left(1 - \frac{\varepsilon_0 + V \sqrt{\varepsilon_0^2 - m_0^2}}{m} \right), \\ E_{max} &= \frac{m^2 + m_0^2}{2m_0} \left(1 - \frac{\varepsilon_0 - V \sqrt{\varepsilon_0^2 - m_0^2}}{m} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \frac{m^2 + m_0^2 - m_W^2}{2m}, \\ V &= \sqrt{1 - \frac{m^2}{\varepsilon_{2lim}^2}} = \sqrt{1 - \frac{4m^2 m_0^2}{(m^2 + m_0^2)^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Двухчастичный распад $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$ (и аналогичный процесс $W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l$) приводит к образованию лептонов и нейтрино с энергиями в интервале

$$\begin{aligned} \frac{m_W^2}{2(E_W + q)} \leq \omega \leq \frac{m_W^2}{2(E_W - q)}, \\ q = \sqrt{E_W^2 - m_W^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя (14), найдем для минимальной и максимальной энергий лептона и нейтрино:

$$\begin{aligned} \omega_{min} &= \frac{m_W^2}{2 \left(E_{max} + \sqrt{E_{max}^2 - m_W^2} \right)}, \\ \omega_{max} &= \frac{m_W^2}{2 \left(E_{max} - \sqrt{E_{max}^2 - m_W^2} \right)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Как видно из формул (14) и (17), энергии конечных лептонов и нейтрино не зависят от энергии начального γ -кванта, а определяются только массами m_0 , m и m_W . Такая же ситуация имеет место и для рассмотренного ранее процесса

$$l + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_i^- \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_1^0 + W^-.$$

В отличие от этого процесса, реакция $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_i^\mp$ является также источником высокоэнергетических лептонов и нейтрино, энергия которых зависит от энергии начального γ -кванта. Они возникают при распаде конечного W -бозона, который имеет энергию $\omega_2 \approx \omega_{2max}(\omega_1)$, определяемую формулой (5). Максимальная и минимальная энергии этих лептонов определяются выражениями (17), в которых нужно провести замену $E_{max} \rightarrow \omega_{2max}(\omega_1)$.

Существование предельной энергии (13) в спектре чарджино отражается и на угловом распределении рассматриваемой реакции при высоких значениях энергии γ -кванта $\omega_1 \gg m, m_0, m_W$. Действительно, в этом пределе основной вклад в амплитуду дает диаграмма обмена W -бозоном, запишем этот вклад символически в виде

$$M_{fi}^{(W)} \propto \frac{e^2}{s_W} \frac{s}{t - m_W^2}. \quad (18)$$

Полагая здесь $s = m_0^2 + 2m_0\omega_1 \approx 2m_0\omega_1$ и $t = m_W^2 - 2k_1k_2$, получим

$$M_{fi}^{(W)} \propto \frac{e^2}{s_W} \frac{2m_0}{\omega_2(1 - \beta_W \cos \chi)}, \quad (19)$$

где $\beta_W = \sqrt{1 - m_W^2/\omega_2^2}$ — скорость W -бозона. При $\omega_1 \gg m, m_0, m_W$ имеем $\omega_2 \approx \omega_1$, при этом основную роль в рассеянии играет область малых углов $\chi \approx m_W/\omega_1 \ll 1$, в которой амплитуда (19) оказывается порядка

$$M_{fi}^{(W)} \propto 2m_0 e^2 \omega_1 / s_W m_W^2.$$

Таким образом, угловое распределение рассматриваемого процесса является существенно анизотропным: рождающийся W -бозон движется преимущественно вдоль импульса начального γ -кванта. Анизотропия определяет также угол разлета ψ конечных частиц. Этот угол определяется инвариантом

$$s = m^2 + m_W^2 + 2k_2 p_2 = m_0^2 + 2m_0 \omega_1.$$

Записав также

$$k_2 p_2 = \omega_2 \varepsilon_2 - |\mathbf{k}_2| |\mathbf{p}| \cos \psi,$$

получим

$$\cos \psi = \frac{m^2 + m_W^2 - m_0^2 + 2\varepsilon_2 \omega_2 - 2m_0 \omega_1}{2\sqrt{(\omega_2^2 - m_W^2)(\varepsilon_2^2 - m^2)}}.$$

В пределе $\omega_2 \sim \omega_1 \gg m, \varepsilon_2 \sim (m^2 + m_0^2)/2m_0$ имеем $\cos \psi \rightarrow 1$, т.е. конечные W -бозон и чарджино движутся преимущественно в одном направлении.

Полное сечение рассматриваемой реакции дается интегралом

$$\sigma = \int_{\omega_{min}(\omega_1)}^{\omega_{max}(\omega_1)} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega,$$

где пределы интегрирования определяются согласно (5). Мы приведем здесь лишь асимптотику сечения в пределе $\omega_1 \gg m, m_0, m_W$. Ее можно получить и без непосредственного интегрирования распределения (11). Будем исходить из асимптотической формулы (18). Дифференциальное сечение как функция переменной t для рассматриваемого процесса имеет вид (см., например, [23])

$$d\sigma = \frac{1}{16\pi(s - m_0^2)^2} |M_{fi}|^2 dt \approx \frac{1}{16\pi s^2} |M_{fi}|^2 dt.$$

Подставляя сюда (18), получим

$$d\sigma \sim \frac{e^4}{16\pi s_W^2} (|a|^2 + |b|^2) \frac{dt}{(t - m_W^2)^2}.$$

Интегрируя это выражение по t в пределах от $-s$ до нуля (физическая область рассматриваемого процесса), найдем для искомой асимптотики сечения

$$\sigma \sim \frac{e^4}{16\pi s_W^2} \frac{|a|^2 + |b|^2}{m_W^2}, \quad s \rightarrow \infty. \quad (20)$$

В зависимости от параметров модели предельное сечение может достигать нескольких пикобарн.

4. ВЫВОДЫ

В статье рассмотрено фотообразование чарджино и W -бозона на покоящейся темной материи нейтралينو в рамках суперсимметричной Стандартной модели. Показано, что этот процесс приводит к возникновению чарджино с энергией, определяемой только массами чарджино и нейтралино. Распад конечного чарджино является источником лептонов и нейтрино с энергиями в определенном интервале. Такой сигнал может оказаться важным для обнаружения темной материи в экспериментах на современных коллайдерах. Угловое распределение конечных частиц в пределе высоких энергий начального фотона является существенно анизотропным — конечные W -бозон и чарджино движутся преимущественно вдоль направления начального фотона. Однако при небольшой разности масс чарджино и нейтралино угловое распределение продуктов распада чарджино оказывается отличным от нуля в достаточно широком интервале углов. Для обнаружения таких распадов нужно разместить детекторы вдоль пучка γ -квантов, распространяющегося внутри вакуумной трубки. Если отсеять события, связанные с вкладом космических лучей высоких энергий, то оставшиеся сигналы могут быть связаны с взаимодействием фотонов с нейтралино, которые имеются на пути пучка. Оценим грубо число событий при таком взаимодействии. Пусть L — светимость пучка, тогда число процессов взаимодействия фотонов и нейтралино в элементе объема dV за единицу времени есть $dN = n\sigma L dV$, где сечение берется из (20), а n — концентрация нейтралино. Для ее оценки используем модель [24], в которой распределение плотности темной материи как функции расстояния от центра нашей Галактики имеет вид

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + r/R)(1 + r^2/R^2)},$$

где $\rho_0 = 0.839$ ГэВ/см³, $R = 11.7$ кпк. Полагая $r = 8.5$ кпк (расстояние от Солнца до центра Галактики) и записав концентрацию как $n = \rho/m_0$, получим для характерной концентрации нейтралино $n \sim 10^{-3}$ см⁻³ при $m_0 = 120$ ГэВ. Взяв для оценки светимость пучка порядка светимости БАК, т.е. $L = 10^{33}$ см⁻² · с⁻¹, получим $n\sigma L \approx 30$ событий/см³·г. Отметим, что полученная оценка справедлива не только для пучка фотонов, но и электронов, поскольку сечение взаимодействия в этом случае того же порядка, что и (20) [20].

Другим важным приложением рассматриваемых процессов является взаимодействие темной материи с космическими лучами высоких энергий, которое, по-видимому, может иметь место в активных галактических ядрах. В центральных областях этих объектов может достигаться достаточная концентрация темной материи при наличии мощного жесткого γ -излучения и высокой плотности потока частиц высоких энергий. Поэтому представляет интерес исследование спектра космических лучей с энергиями от

нескольких сотен ГэВ до нескольких ТэВ, наблюдаемых от ближайших активных галактических ядер. Именно в этом интервале энергий должны проявляться рассматриваемые процессы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Функции $\nu_i = \nu_i(\omega_2)$, определяющие спектральное распределение для процесса $\gamma + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^\pm + \tilde{\chi}_i^\mp$ имеют вид

$$\nu_1(\omega_2) = 2 \{ (|a|^2 + |b|^2) [-m^2(m_0 + 10\omega_1 - 10\omega_2) + m_0^3 + 12m_0^2\omega_1 + 2\omega_2(m_W^2 - 6m_0^2 - 6m_0\omega_1) - 7m_0m_W^2 + 16m_0(\omega_1^2 + \omega_2^2) - 12m_W^2\omega_1] + 18 \operatorname{Re}(a^*b)m(m^2 - m_0(m_0 + 2\omega_1 - 2\omega_2) + m_W^2) \},$$

$$\nu_2(\omega_2) = - \{ (|a|^2 + |b|^2) \{ m^4(m_0 + 4\omega_1 - 6\omega_2) - 2m^2(m_0^3 - m_W^2\omega_1 + m_0^2(6\omega_1 - 8\omega_2) - m_0(m_W^2 - 8\omega_1^2 + 14\omega_1\omega_2 - 10\omega_2^2)) + m_0(m_0^4 + 2m_0^2(4\omega_1 - 5\omega_2) - 2m_0^2(m_W^2 - 2(5\omega_1^2 - 9\omega_1\omega_2 + 6\omega_2^2)) + 2m_0[m_W^2(2\omega_2 - 3\omega_1) + 8(\omega_1 - \omega_2)(\omega_1^2 - \omega_1\omega_2 + \omega_2^2)] - m_W^2[m_W^2 + 8\omega_1(\omega_1 - \omega_2)]) \} + 2m[-5(m^4 + m_0^4) + 2m^2[5m_0(m_0 + 2\omega_1 - 2\omega_2) - m_W^2] + 2m_0^3(\omega_2 - \omega_1) + 2m_0^2[m_W^2 - 10(\omega_2 - \omega_1)^2] + 4m_0m_W^2(\omega_1 - \omega_2) + m_W^4] \operatorname{Re}(ab^*) \},$$

$$\nu_3(\omega_2) = -4 \{ (|a|^2 + |b|^2) [2(m_0^2 - m_W^2)(m_0 + \omega_1) - m^2(2m_0 + \omega_1 - 6\omega_2) - 4m_0^2\omega_2 + 4m_0\omega_2^2] + 6m(m^2 + m_W^2 - m_0(m_0 + \omega_1)) \operatorname{Re}(ab^*) \},$$

$$\nu_4(\omega_2) = (|a|^2 + |b|^2) [2m_0^5 - 2m_W^4\omega_1 + 2m^4(m_0 - 3\omega_2) + 8m_0^4(\omega_1 - \omega_2) + m_0^3(-3m_W^2 + 8\omega_1^2 - 24\omega_1\omega_2 + 20\omega_2^2) + m^2(-4m_0^3 + 2m_W^2(3\omega_2 - 2\omega_1) + m_0^2(14\omega_2 - 8\omega_1) + m_0(3m_W^2 + 4(5\omega_1 - 6\omega_2)\omega_2) - m_0m_W^2(m_W^2 - 8(\omega_1^2 - \omega_1\omega_2 + \omega_2^2)) + 2m_0^2(m_W^2(\omega_1 - \omega_2) - 4\omega_2(2\omega_1^2 - 3\omega_1\omega_2 + 2\omega_2^2))] + 2m[2m^4 - 2m_0^4 + m_W^4 + m^2(m_W^2 + 2m_0(2m_0 + 4\omega_1 - 5\omega_2)) - m_0^2(m_W^2 + 4(2\omega_1 - 3\omega_2)(\omega_1 - \omega_2)) + 2m_0m_W^2(2\omega_2 - 3\omega_1) + m_0^3(10\omega_2 - 8\omega_1)] \operatorname{Re}(a^*b),$$

$$\nu_5(\omega_2) = 8 \{ (|a|^2 + |b|^2) [m^2(-2m_0 + \omega_1 + 2\omega_2) - \omega_1(m_0^2 + m_W^2 - 2m_0\omega_2)] + 4 \operatorname{Re}(ab^*)m(m^2 + m_0^2 + m_W^2 - 2m_0\omega_2) \},$$

$$\nu_6(\omega_2) = 4 \{ (|a|^2 + |b|^2) [m^4\omega_2 + m^2(m_W^2(\omega_1 - 2m_0) - 2(2m_W^2 + m_0(m_0 + \omega_1))\omega_2 + 8m_0\omega_2^2) + (m_0^2 + m_W^2 - 2m_0\omega_2)(m_0(m_0 + 2\omega_1 - 2\omega_2)\omega_2 + m_W^2(\omega_2 - \omega_1))] + 2 \operatorname{Re}(ab^*)mm_W^2(m^2 + m_0^2 - 2m_0\omega_2) \}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Весс, Дж. Беггер, *Суперсимметрия и супергравитация*, Мир, Москва (1986).
2. S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume III*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2000).

3. M. Peskin, arXiv:0801.1928 (2008).
4. S. King and J. Roberts, JHEP, doi: 10.1088/1126-6708/2006/09/036 (2006), arXiv:hep-ph/0603095.
5. P. Grothaus, M. Lindner, and Y. Takanishi, arXiv:1207.4434 (2012).

6. A. Bottino, N. Fornengo, G. Mignola et al., arXiv: hep-ph/9405417 (1994).
7. E. Moulin, A. Jacholkowska, G. Moulhaka et al., Phys. Rev. D **77**, 055014 (2008).
8. H. Baer, A. Mustafayev, E.-K. Park et al., JHEP **057**, 065 (2005).
9. S. Profumo, Phys. Rev. D **83**, 015008 (2011); arXiv:1105.5162.
10. G. Chalons, M. Dolan, and C. McCabe, J. Cosmol. Astropart. Phys., doi:10.1088/1475-7516/2013/02/016 (2013); arXiv:1211.5154.
11. F. Boudjema, A. Semenov, and D. Themes, Phys. Rev. D **72**, 055024 (2005).
12. E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 181301 (2012).
13. E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo et al., Astropart. Phys. **35**, 573 (2012).
14. Z. Ahmed, D. Akerib, S. Arrenberg et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 131302 (2011); arXiv:1011.2482.
15. M. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou et al., arXiv: 1307.3473 (2013).
16. S. Adrian-Martinez, A. Samarai, A. Albert et al., arXiv:1302.6516 (2013).
17. M. Gorchtein, S. Profumo, and L. Ubaldi, Phys. Rev. D **82**, 083514 (2010); arXiv:1008.2230.
18. E. Gabrielli, S. Khalil, C. Munoz et al., Phys. Rev. D **63**, 025008 (2001).
19. J. Huang, A. Rajaraman, and T. Tait, arXiv:1109.2587 (2011).
20. А. Б. Фланчик, ЖЭТФ **140**, 1058 (2011).
21. D. Sechel, Phys. Rev. Lett. **80**, 900 (1998); arXiv:hep-ph/9709290.
22. А. И. Ахиезер, С. В. Пелетминский, *Поля и фундаментальные взаимодействия*, Наук. думка, Киев (1986).
23. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Физматлит, Москва (2002).
24. A. Burket, Astrophys. J. **447**, L25 (1995).