

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛЕПТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С НЕЙТРАЛИНО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

А. Б. Фланчик*

Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 3 января 2011 г.

Рассматривается взаимодействие нейтралино холодной темной материи с электронами космических лучей в рамках суперсимметричной Стандартной модели. Показано, что процессы рождения тяжелых суперсимметричных частиц в столкновениях и их распада приводят к возникновению лептонов и нейтрино с определенными энергиями и образованию релятивистских нейтралино. Обсуждается возможность обнаружения темной материи благодаря ее взаимодействию с космическими лучами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема темной материи является одной из важнейших в современной астрофизике. Имеющиеся данные WMAP [1] приводят к следующему ограничению на плотность темной материи: $\Omega_{DM} h^2 = 0.111 \pm 0.006$, где $\Omega_{DM} = \rho_{DM}/\rho_c$, ρ_c — критическая плотность, h — безразмерная постоянная Хаббла. Согласно современным представлениям, темная материя состоит из массивных слабовзаимодействующих частиц и должна проявлять себя в основном благодаря гравитационному взаимодействию. Важно отметить, что в Стандартной модели нет частиц, из которых могла бы состоять темная материя. Поэтому проблема темной материи тесно связана с Новой физикой, выходящей за рамки Стандартной модели. Так, в суперсимметричной Стандартной модели в качестве кандидата на роль частицы темной материи выступает легчайшая суперсимметричная частица [2–4]. В зависимости от параметров модели легчайшей суперсимметричной частицей могут быть легкие нейтралино, снейтрино, аксино и гравитино. В данной работе будем предполагать, что темная материя состоит из легчайших нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$. Распады других суперсимметричных частиц в этом случае должны заканчиваться на нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$, которое является стабильным¹⁾.

Поскольку нейтралино могут участвовать в элек-

трослабых взаимодействиях, возникает вопрос о взаимодействии нейтралино темной материи с космическими лучами, в частности, с лептонами, адронами и гамма-квантами высоких энергий. В данной работе рассматривается взаимодействие нерелятивистских нейтралино с космическими электронами высоких энергий. Ниже будет показано, что в результате этих взаимодействий должны рождаться тяжелые суперсимметричные частицы, распады которых приводят к возникновению релятивистских нейтралино и образованию лептонов и нейтрино высоких энергий. Энергии конечных лептонов оказываются в фиксированном интервале, который определяется массами нейтралино и других тяжелых частиц, участвующих в процессах. Основную роль во взаимодействиях помимо нейтралино $\tilde{\chi}_i^0$, $i = 1, \dots, 4$ будут играть и чарджино $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$. В зависимости от параметров модели и масс частиц возникающие тяжелые нейтралино и чарджино могут распадаться следующим образом [6–8]:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z^0, & \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + H^0, & \tilde{\chi}_{1,2}^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm, \\ \tilde{\chi}_2^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + Z^0, & \tilde{\chi}_2^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + H^0. \end{aligned}$$

Если же указанные двухчастичные распады кинематически запрещены, то основную роль играют трехчастичные распады вида

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + f + \bar{f}, \quad \tilde{\chi}_{1,2}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + f + \bar{f}'$$

[9–11], где f , f' обозначают кварки, лептоны и нейтрино, а \bar{f} , \bar{f}' — соответствующие им античастицы. Все эти процессы заканчиваются с образованием

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

¹⁾ Стабильность легчайшей суперсимметричной частицы обусловлена сохранением R-четности [5].

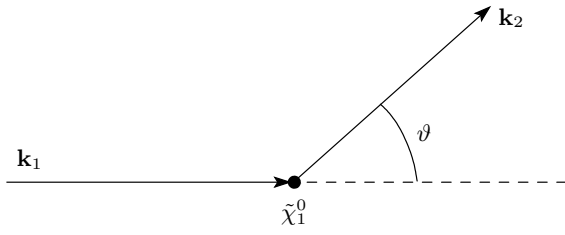


Рис. 1. Кинематика процесса $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$ в системе покоя нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$

легчайшего нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$. Ниже рассмотрим двухчастичные распады чарджино, а именно, процесс $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm$, который обсуждался ранее в связи с проблемой обнаружения нейтралино и чарджино на коллайдерах [7].

2. ПРОЦЕСС $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$

Образование чарджино при взаимодействии нейтралино темной материи с лептонами высоких энергий мы рассмотрим на примере процесса $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$. Пусть $k_1 = (\omega_1, \mathbf{k}_1)$, $p_1 = (m_0, 0)$, $k_2 = (\omega_2, \mathbf{k}_2)$ и $p_2 = (\varepsilon_2, \mathbf{p}_2)$ — 4-импульсы электрона, нейтралино, нейтрино и чарджино, причем $k_1^2 = k_2^2 = 0$, $p_1^2 = m_0^2$, $p_2^2 = m^2$, m_0 и m — массы нейтралино и чарджино. Кинематические инварианты реакции согласно [12] имеют вид

$$\begin{aligned} s &= (k_1 + p_1)^2 = (k_2 + p_2)^2, \\ t &= (k_1 - k_2)^2 = (p_2 - p_1)^2, \\ u &= (p_1 - k_2)^2 = (k_1 - p_2)^2, \\ s + t + u &= m_0^2 + m^2. \end{aligned} \quad (1)$$

С помощью (1) определим энергию конечных нейтрино и чарджино. Из инварианта t имеем

$$m^2 + m_0^2 - 2m_0\varepsilon_2 = -2\omega_1\omega_2(1 - \cos\vartheta),$$

где ϑ — угол между импульсами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 (рис. 1). Подставляя сюда $\varepsilon_2 = m_0 + \omega_1 - \omega_2$, получим окончательно для энергии нейтрино:

$$\omega_2 = \frac{m_0^2 - m^2 + 2m_0\omega_1}{2[m_0 + \omega_1(1 - \cos\vartheta)]}. \quad (2)$$

Тогда для энергии чарджино найдем

$$\varepsilon_2 = \frac{m^2 + m_0^2 + 2\omega_1(m_0 + \omega_1)(1 - \cos\vartheta)}{2[m_0 + \omega_1(1 - \cos\vartheta)]}. \quad (3)$$

Отметим, что данная реакция имеет порог — при рассеянии на покоящемся нейтралино энергия налетающего электрона должна удовлетворять условию

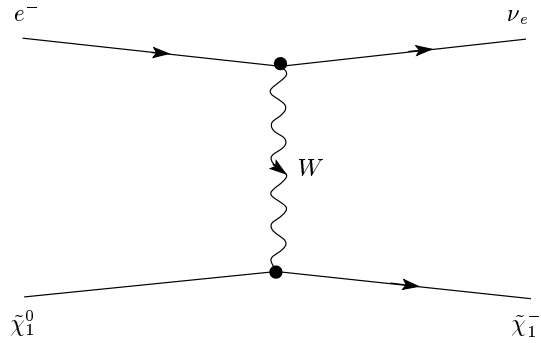


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для процесса $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$

$\omega_1 \geq (m^2 - m_0^2)/2m_0$, которое обеспечивает положительность энергии (2). Энергии (2) и (3) зависят от угла ϑ , который определяется угловым распределением реакции.

Дифференциальное сечение реакции дается общей формулой:

$$\begin{aligned} d\sigma &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + k_1 - p_2 - k_2) \times \\ &\times \frac{|\bar{M}_{fi}|^2}{4m_0\omega_1} \frac{d^3k_2}{(2\pi)^3 \cdot 2\omega_2} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 \cdot 2\varepsilon_2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где M_{fi} — амплитуда рассеяния, которая в древесном приближении определяется вкладом трех диаграмм Фейнмана, соответствующих обмену W -бозоном, нейтрино и слептоном. Ниже мы будем учитывать вклад только W -бозона (рис. 2), поскольку он преобладает в области высоких энергий. Аналитическое выражение для амплитуды рассеяния представим в виде

$$\begin{aligned} M_{fi} &= \frac{\sqrt{2}g^2}{t - m_W^2} \bar{u}(k_2)\gamma^\mu P_L u(k_1)\bar{u}(p_2) \times \\ &\times \gamma_\mu (aP_L + bP_R)u(p_1), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{u}(k_2)$, $u(k_1)$, $\bar{u}(p_2)$, $u(p_1)$ — биспинорные амплитуды частиц, константы a и b определяют заряженный ток нейтралино–чарджино [6], $P_{L,R}$ — киральные проекторы, m_W — масса W -бозона.

Квадрат модуля амплитуды (5) после усреднения по поляризациям начальных частиц и суммирования по поляризациям конечных частиц имеет вид

$$\begin{aligned} |\bar{M}_{fi}|^2 &= \frac{2g^4}{(t - m_W^2)^2} \{ |a|^2(s - m^2)(s - m_0^2) + \\ &+ |b|^2(m^2 - u)(m_0^2 - u) + 2\text{Re}(a^*b)mm_0t \}. \end{aligned} \quad (6)$$

Устраняя δ -функцию в выражении (4), приведем дифференциальное сечение к виду

$$\frac{d\sigma}{do} = \frac{|\bar{M}_{fi}|^2}{128\pi^2 m_0 \omega_1} \frac{m_0^2 - m^2 + 2m_0 \omega_1}{[m_0 + \omega_1(1 - \cos \vartheta)]^2},$$

$$s = m_0^2 + 2m_0 \omega_1, \quad t = -2\omega_1 \omega_2 (1 - \cos \vartheta),$$

$$do = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta.$$

$$u = m_0^2 - 2m_0 \omega_2,$$

Подставляя сюда выражение (6) и значения инвариантов

получим для углового распределения

$$\frac{d\sigma}{do} = \frac{G_F^2 m_W^4}{\pi^2} \left(\frac{m_0^2 - m^2 + 2m_0 \omega_1}{m_W^2 [m_0 + \omega_1(1 - \cos \vartheta)] + \omega_1(m_0^2 - m^2 + 2m_0 \omega_1)(1 - \cos \vartheta)} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ |a|^2 + |b|^2 \frac{2m_0 [m_0 + \omega_1(1 - \cos \vartheta)] - (m_0^2 - m^2 + 2m_0 \omega_1)(1 - \cos \vartheta)}{2 [m_0 + \omega_1(1 - \cos \vartheta)]^2} - \operatorname{Re}(a^* b) \frac{m(1 - \cos \vartheta)}{m_0 + \omega_1(1 - \cos \vartheta)} \right\}, \quad (7)$$

где G_F — константа Ферми. Из выражения (7) видно, что угловое распределение имеет резкий максимум при малых углах $\vartheta \ll 1$, соответствующий релятивистской аберрации. В пределе $\vartheta \rightarrow 0$ выражения (2) и (3) дают для энергий конечных частиц соотношения

$$\omega_2 \approx \frac{m_0^2 - m^2 + 2m_0 \omega_1}{2m_0}, \quad \varepsilon_2 \approx \frac{m^2 + m_0^2}{2m_0}, \quad (8)$$

т.е. возникающее нейтрино уносит большую долю энергии налетающего электрона, а энергия чарджино стремится к предельному значению, которое не зависит от энергии начального электрона. Данная ситуация вполне аналогична образованию аннигиляционной линии 255.5 кэВ [13] при аннигиляции релятивистского позитрона с покоящимся электроном с образованием двух γ -квантов. При этом один из конечных γ -квантов уносит основную долю энергии налетающего позитрона, а энергия второго фотона стремится к предельному значению $m_e/2 = 255.5$ кэВ и не зависит от энергии позитрона. В случае процесса $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$ предельная энергия также является функцией только масс частиц, участвующих в реакции. При значительной разнице масс

$$\Delta m = m - m_0 \gg m_0 (1 + \sqrt{3})$$

образующиеся чарджино являются релятивистскими ($\varepsilon_2/m \gg 1$).

3. РАСПАДЫ ЧАРДЖИНО С ОБРАЗОВАНИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ НЕЙТРАЛИНО И ЛЕПТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Как отмечалось в разд. 1, возникающее в процессе $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$ чарджино может распадаться за счет двухчастичных или трехчастичных распадов с образованием нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$. Рассмотрим двухчастичный процесс $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm$, который возникает при $m > m_0 + m_W$. Если возникающее чарджино нерелятивистское, то энергии конечного нейтралино и W -бозона будут равны [14]

$$\varepsilon_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m^2 + m_0^2 - m_W^2}{2m}, \quad \varepsilon_W = \frac{m^2 - m_0^2 + m_W^2}{2m}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что при $\Delta m = m - m_0 \gg m_W$ возникающее нейтралино будет релятивистским, его скорость есть

$$v_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{m^2 - m_0^2 - m_W^2}{m^2 + m_0^2 - m_W^2} = v_0. \quad (10)$$

Например, при массах $m = 250$ ГэВ и $m_0 = 120$ ГэВ скорость конечного нейтралино $v_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 0.6c$, где c — скорость света.

Если возникающее чарджино распадается «на лету», то энергия нейтралино имеет вид²⁾

$$\varepsilon_{\tilde{\chi}_1^0} = \frac{1}{\varepsilon_1^2 - p_1^2 \cos^2 \theta} \times$$

$$\times \left\{ mE_0 \varepsilon_1 \pm p_1 |\cos \theta| \sqrt{m^2 \varepsilon_0^2 - m_0^2 (\varepsilon_1^2 - p_1^2 \cos^2 \theta)} \right\},$$

$$\varepsilon_0 = \frac{m^2 + m_0^2 - m_W^2}{2m}, \quad (11)$$

²⁾ Если скорость распадающегося чарджино $v_1 < v_0$, то из двух значений энергии (11) остается наибольшее [14].

где $p_1 = \sqrt{\varepsilon_1^2 - m^2}$ — импульс чарджино, θ — угол между импульсами чарджино и нейтралино. Отметим, что при $p_1 \rightarrow 0$ выражение (11) переходит в (9). Дифференциальная ширина распада $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm$ как функция угла θ имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{d\theta} \propto \frac{1}{\varepsilon_1^2 \eta} \left[\frac{\alpha_1^2 - m_0^2 \eta^2}{\sqrt{\alpha_1^2 - m_0^2 \eta^2 - \alpha_1 v_1 \cos \theta}} + \frac{\alpha_2^2 - m_0^2 \eta^2}{\sqrt{\alpha_2^2 - m_0^2 \eta^2 - \alpha_2 v_1 \cos \theta}} \Theta(v_1 - v_0) \right], \quad (12)$$

где $d\theta = 2\pi \sin \theta d\theta$, $\alpha_{1,2} = m\varepsilon_0\varepsilon_1 \pm p_1 \cos \theta \times \sqrt{m^2\varepsilon_0^2 - m_0^2(\varepsilon_1^2 - p_1^2 \cos^2 \theta)}$, $\eta = \varepsilon_1^2 - p_1^2 \cos^2 \theta$, а $v_1 = p_1/\varepsilon_1$ — скорость чарджино. Угловое распределение (12) имеет острый максимум при $\theta \rightarrow 0$. В этом пределе имеем

$$\varepsilon_{\tilde{\chi}_1^0} \approx \varepsilon_1 \frac{m^2 + m_0^2 - m_W^2 \pm v_1(m^2 - m_0^2 - m_W^2)}{2m^2}, \quad (13)$$

отсюда видно, что при $\varepsilon_1 \gg m$ конечное нейтралино будет релятивистским.

Рассмотрим теперь распределение по энергиям для лептонов, возникающих благодаря двухчастичным распадам чарджино вида $\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^- \bar{\nu}_l$. Ширина распада чарджино с импульсом \mathbf{p}_1 на нейтралино и W -бозон как функция энергии W -бозона имеет вид

$$d\Gamma(\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^-) = \frac{m^2}{|\mathbf{p}_1|} \times \frac{\Gamma_\chi}{\sqrt{m^4 + (m_0^2 + m_W^2)^2 - 2m^2(m_0^2 + m_W^2)}} dE, \quad (14)$$

где Γ_χ — полная ширина распада чарджино. Энергия E конечного W -бозона заключена в интервале³⁾

$$E_{min}(\varepsilon_1) \leq E \leq E_{max}(\varepsilon_1),$$

$$E_{min} = \varepsilon_1 \left(1 - \frac{\varepsilon_0 + v_1 \sqrt{\varepsilon_0^2 - m_0^2}}{m} \right), \quad (15)$$

$$E_{max} = \varepsilon_1 \left(1 - \frac{\varepsilon_0 - v_1 \sqrt{\varepsilon_0^2 - m_0^2}}{m} \right).$$

Распределение (14) показано на рис. 3. Аналогично формуле (14) ширина распада W -бозона с энергией E как функция энергии ω антинейтрино дается выражением

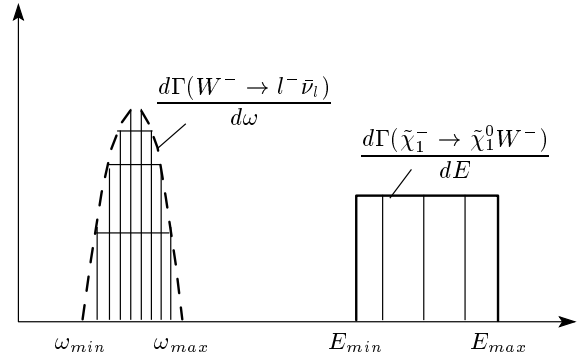


Рис. 3. Распределения по энергиям W -бозона (справа) и лептонов, возникающих при его распаде (слева)

$$d\Gamma(W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \frac{\Gamma_W}{q} d\omega, \quad q = \sqrt{E^2 - m_W^2}, \quad (16)$$

где Γ_W — полная ширина лептонного распада $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$. При фиксированной энергии E распадающегося W -бозона энергия ω антинейтрино принимает значения в интервале

$$\frac{m_W^2}{2(E+q)} \leq \omega \leq \frac{m_W^2}{2(E-q)}. \quad (17)$$

Распределение (16) имеет вид ступеньки, высота и ширина которой зависят от энергии W -бозона. С уменьшением энергии E длина интервала значений ω уменьшается, а высота ступеньки возрастает. Учитывая вклады всех значений E из интервала (15), можно построить распределение антинейтрино по энергиям, которое дается огибающей на рис. 3.

Максимальная и минимальная энергии антинейтрино согласно (17) даются выражениями

$$\omega_{min} = \frac{m_W^2}{2 \left(E_{max} + \sqrt{E_{max}^2 - m_W^2} \right)}, \quad (18)$$

$$\omega_{max} = \frac{m_W^2}{2 \left(E_{max} - \sqrt{E_{max}^2 - m_W^2} \right)}.$$

Поскольку массами лептонов и нейтрино пренебрегаем, такое же распределение должно быть и для лептона. При массах $m = 250$ ГэВ и $m_0 = 110$ ГэВ имеем $\omega_{min} \approx 10$ ГэВ, $\omega_{max} \approx 200$ ГэВ. Отметим, что в этом интервале энергий согласно данным PAMELA, ATIC и FERMI LAT [15, 16] имеется пик в спектре космических позитронов высоких энергий. Такой пик может возникать из-за процессов взаимодействия

$$\nu_e + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_1^+, \quad e^+ + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \bar{\nu}_e + \tilde{\chi}_1^+$$

³⁾ Ниже мы считаем, что скорость распадающегося чарджино удовлетворяет неравенству $v_1 > v_0$.

нейтрально темной материи с космическими нейтрино и позитронами высоких энергий с последующим лептонным распадом чарджино $\tilde{\chi}_1^+$, рассмотренным выше.

Как считается в последнее время, масса нейтрально как частицы темной материи не должна превосходить несколько ТэВ. Поэтому исследование космических лучей с энергиями от нескольких десятков ГэВ до нескольких ТэВ представляется важным для обнаружения темной материи благодаря ее взаимодействию с космическими лучами. Поскольку в конечном состоянии при рассмотренных процессах взаимодействия имеются нейтрально, темная материя выступает в роли катализатора в процессах преобразования космических лучей.

В качестве примера оценим число лептонов и антинейтрино, возникающих в единицу времени за счет рассматриваемых процессов в центральной области (радиусом $\rho = 1500$ св. лет) нашей Галактики. Оно имеет вид (обычные единицы)

$$Q = c \int_V n_\chi \int_{\omega_{th}}^\infty \sigma(\omega) f_e(\omega) d\omega dV, \quad \omega_{th} = \frac{m^2 - m_0^2}{2m_0},$$

где n_χ — концентрация нейтрально в Галактике, $\sigma(\omega)$ — полное сечение взаимодействия как функция энергии ω электрона, $f_e(\omega)$ — функция распределения начальных электронов по энергиям. Если считать распределение начальных электронов изотропным, то изотропным будет также и распределение возникающих лептонов и антинейтрино. При высоких энергиях ($\omega \geq 1$ ТэВ) сечение процесса $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$ стремится к постоянному пределу, оно может быть получено интегрированием распределения (7) по углу:

$$\sigma(\omega) \approx G_F^2 m_W^2 (|a|^2 + |b|^2) / \pi.$$

Максимальное сечение процесса

$$e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0 + W^- \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0 + l^- + \bar{\nu}_l$$

получается умножением этой величины на отношение

$$\frac{\Gamma(W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma_{tot}} \approx 0.25,$$

где Γ_{tot} — полная ширина распада W -бозона. Плотность потока лептонов и антинейтрино на расстоянии d от центра Галактики будет равна

$$F = \frac{Q}{4\pi d^2} = \frac{c\sigma}{4\pi d^2} \int_V n_\chi \int_{\omega_{th}}^\infty f_e(\omega) d\omega dV.$$

Наблюдения [17, 18] в околоземном пространстве дают для спектра электронов $f_e(\omega) \propto \omega^{-3}$, тогда

$$\int_{\omega_{th}}^\infty f_e(\omega) d\omega \sim 10^{-18} \text{ см}^{-3}$$

при указанных выше значениях m и m_0 . Если считать, что концентрация электронов с энергиями, большими ω_{th} , одинакова во всем объеме Галактики, то плотность потока лептонов и антинейтрино оказывается слишком малой для обнаружения сигнала с помощью имеющихся детекторов. Поэтому будем предполагать, что концентрация электронов высоких энергий возрастает по мере приближения к центральной области Галактики. Записав концентрацию нейтрально в виде [19]

$$n_\chi = \frac{n_0}{(1+r/R)(1+r^2/R^2)}, \quad n_0 [\text{см}^{-3}] = \frac{0.84 \text{ ГэВ}}{m_0},$$

где $R = 11.7$ кпк, получим оценку плотности потока в предположении $\rho \ll R$: $F \approx c\sigma\rho^3 n_0 n_e / 3d^2$. Здесь n_e — средняя концентрация электронов с энергией $\omega > \omega_{th}$ в центральной области Галактики. Полагая, что $F \sim 10^{-8} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [20] (плотность потока космических электронов с энергией $\omega > 100$ ГэВ вблизи Земли) и $d = 26000$ св. лет (расстояние от Солнца до центра Галактики), получим для требуемой концентрации ультрарелятивистских электронов $n_e \approx 3Fd^2/c\rho^3\sigma n_0 \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. Именно при такой концентрации электронов высоких энергий в центральной области Галактики поток электронов и антинейтрино от рассматриваемых процессов сравняется с потоком, наблюдаемым вблизи Земли. Важно учесть, что эти частицы попадают в достаточно узкий интервал (18) спектра галактических космических лучей, что должно приводить к образованию пика на спектре.

4. ВЫВОДЫ

В работе рассмотрено взаимодействие лептонов высоких энергий с холодной темной материей, состоящей из нейтрально. Показано, что при высоких энергиях налетающих электронов в процессе $e^- + \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^-$ образуется чарджино с энергией

$$\varepsilon_{\tilde{\chi}} \approx (m^2 + m_0^2)/2m_0,$$

в то время как конечное нейтрино уносит основную долю энергии начального электрона. Распады чарджино должны помочь в обнаружении процессов

взаимодействия нейтралино с космическими лучами благодаря возникающим лептонам и нейтрино с энергиями в интервале от десятков ГэВ до нескольких ТэВ в зависимости от масс нейтралино и чарджино. Такой сигнал от темной материи должен проявляться в виде пика в энергетическом спектре космических нейтрино и лептонов. Таким образом, исследование спектра космических лучей в данном интервале энергий и в направлении на предполагаемые скопления темной материи представляется важным для открытия последней.

Автор выражает благодарность В. М. Конторовичу, В. М. Шульге и Д. П. Барсукову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley et al., arXiv: 1001.4744.
2. A. B. Lahanas, arXiv:hep-ph/0607301.
3. L. Roszkowski, Phys. Lett. B **262**, 59 (1991).
4. A. Bottino, N. Fornengo, G. Mignola et al., arXiv: hep-ph/9405417.
5. R. Barbier, C. Berat, M. Besancon, M. Chemtob et al., Phys. Rep. **420**, 1 (2005).
6. N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, JHEP **6**, 73 (2005).
7. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. F. Giudice et al., Nucl. Phys. B **709**, 3 (2005).
8. J. F. Gunion, H. E. Haber, R. M. Barnett et al., Int. J. Mod. Phys. A **2**, 1145 (1987).
9. J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D **37**, 2515 (1988).
10. J. Fujimoto, T. Ishikawa, Y. Kurihara et al., Phys. Rev. D **75**, 113002 (2007).
11. J. H. Reid, E. J. Gavin, and M. A. Samuel, Phys. Rev. D **49**, 2382 (1994).
12. A. Djouadi, Y. Mambrin, and M. Muhlleitner, Europ. Phys. J. C **20**, 563 (2001).
13. S. Y. Choi, B. C. Chung, J. Kalinowsky et al., Europ. Phys. J. C **46**, 511 (2006).
14. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Физматлит, Москва (2002), с. 293.
15. V. M. Kontorovich, O. M. Ulyanov, and A. B. Flanchik, AIP Conf. Proc. **1269**, 451 (2010).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, Москва (2003), с. 53.
17. D. Malyshev, I. Cholis, and J. Gelfand, Phys. Rev. D **80**, 063005 (2009).
18. D. Chowdhury, C. J. Jog, and S. K. Vempati, arXiv: 0909.1182.
19. M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood et al., arXiv: 1008.3999.
20. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. Bazilevskaya et al., arXiv:1103.2880.
21. A. Burkert, Astrophys. J. **447**, L25 (1995); arXiv: astro-ph/9504041.
22. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1987).