

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ДИРАКОВСКОЙ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ В E_6 -МОДЕЛИ СОСТАВНОГО ХИГГСА

М. Г. Белякова

В E_6 -модели Составного Хиггса (E_6 МСХ) кандидатом на роль асимметричной тёмной материи (ТМ) является дираковский составной фермион χ , обладающий барионным числом, обеспечивающим его стабильность. Показано, что в E_6 МСХ существуют области параметров, не исключённые экспериментальными ограничениями на сечение взаимодействия χ с нуклонами, а также области, в которых достигается эффективная аннигиляция симметричной компоненты χ .

Ключевые слова: Модели Составного Хиггса, тёмная материя.

1. *Введение.* Современные космологические наблюдения указывают на то, что реликтовая плотность тёмной материи (ТМ) Ω_{DM} в пять раз превышает плотность барионной материи Ω_B . Особый интерес представляет нерелятивистская слабовазаимодействующая ТМ, играющая ключевую роль в формировании крупномасштабных структур Вселенной. Наличие стабильных массивных частиц ТМ требуют развития теорий, выходящих за рамки Стандартной модели (СМ). В связи со стремительным ужесточением экспериментальных ограничений [1], особенно актуальным является изучение возможных кандидатов на роль ТМ в рамках наиболее перспективных расширений СМ, в частности моделей Составного Хиггса (МСХ). Обзор МСХ и их феноменологических приложений, включая проблему иерархии фермионных масс, вклад новых резонансных состояний в электрослабые наблюдаемые и поиск характерных коллайдерных сигнатур дан, например, в [2, 3].

МСХ содержат сектор элементарных полей с квантовыми числами СМ и сектор сверхсильных взаимодействий, приводящий к набору составных полей на масштабе энергий $f \gtrsim 2 - 5$ ТэВ (шкала композитности) [2]. В настоящей работе рассматривается МСХ, возникающая как низкоэнергетический предел теории великого объединения, основанной на калибровочной группе E_6 (E_6 МСХ) [4, 5]. В E_6 МСХ сектор сверхсильных

взаимодействий может обладать приближённой $SU(6)$ -симметрией (подгруппа E_6). При спонтанном нарушении $SU(6) \rightarrow SU(5)$, где $SU(5)$ содержит калибровочную группу СМ, возникают 11 псевдо-Намбу–Голдстоуновских бозонов (пНГб): $T - SU(3)_C$ – триплет, H – дублет Хиггса и $\phi_0 - SU(5)$ -синглет [5]. Поскольку H взаимодействует только со сверхсильным сектором, взаимодействие полей СМ с H возникает исключительно за счёт смешивания секторов. Массы частиц СМ определяются величиной примеси составного партнёра. Ввиду большой массы t -кварка, в $E_6\text{МСХ}$ правый t^c подразумевается полностью составным.

В $E_6\text{МСХ}$ кандидатом на ТМ является дираковский составной фермион χ , несущий барионное число $B = 1/3$ [5]. Его стабильность обеспечивается барионной симметрией и сохранением числа $B_3 = (3B - n_C) \bmod 3$ (Z_3 -симметрия), где $n_C = 1$ для цветных триплетов, $n_C = -1$ для антитриплетов. Для всех полей СМ $B_3 = 0$, а поля с $B_3 \neq 0$ называются экзотическими.

Фермионы χ могут образовывать асимметричную ТМ. Если χ составляет всю ТМ, то асимметрия $\eta_\chi = Y_\chi - Y_{\bar{\chi}}$ связана с барионной η_B следующим соотношением [6]:

$$\frac{\Omega_\chi}{\Omega_B} = \frac{\eta_\chi}{\eta_B} \frac{m_\chi}{m_p} \left(\frac{1+r_0}{1-r_0} \right), \quad (1)$$

где $Y = n/s$ – отношение концентрации к плотности энтропии, $r = Y_{\bar{\chi}}/Y_\chi$ – параметр относительной асимметрии; индекс 0 соответствует величинам, взятым в текущий момент времени.

В работе исследуется спин-независимое рассеяние χ с массой ~ 500 ГэВ на нуклонах. Показано, что существуют области параметров $E_6\text{МСХ}$, не исключённые экспериментальными ограничениями, в которых χ может образовывать существенную часть ТМ. Также исследована возможность эффективного устранения симметричной компоненты ТМ посредством резонансной аннигиляции в канал $t\bar{t}$ через псевдоскаляр ϕ при условии $m_\phi \simeq 2m_\chi$.

2. *Тёмная материя в E_6 модели Составного Хиггса.* Динамика сектора сверхсильных взаимодействий может приводить к следующим $SU(6)$ -мультиплетам полей: $\bar{\mathbf{6}}_1$ и $\bar{\mathbf{6}}_2$, обладающим $B = 1/3$ и $B = -1/3$, соответственно. В общем случае $SU(5)$ -синглеты из $\bar{\mathbf{6}}_1$ и $\bar{\mathbf{6}}_2 - N_1$ и $\bar{N}_2$ приобретают массу $\sim f$. Однако при наличии приближённой $U(1)_E$ симметрии, действующей на $\bar{\mathbf{6}}_1$ и $\bar{\mathbf{6}}_2$ как

$$\bar{\mathbf{6}}_2 \longrightarrow e^{i\beta} \bar{\mathbf{6}}_2, \quad \bar{\mathbf{6}}_1 \longrightarrow \bar{\mathbf{6}}_1 \quad (2)$$

массовый член $\mu_N N_1 \bar{N}_2$ подавлен и дираковский фермион $\chi = N_1 + N_2$ будет легчайшей экзотической частицей. Легчайшая дираковская составная частица (ЛДСЧ) χ будет стабильной в силу сохранения Z_3 -чётности и может давать вклад в плотность ТМ.

Взаимодействие ЛДСЧ с Z -бозоном и дублетом Хиггса H описывается эффективным лагранжианом:

$$\mathcal{L} = \frac{c_1}{f^2} (H^\dagger i D_\mu H) \bar{N}_1 \gamma^\mu N_1 + \frac{c_2}{f^2} (H^\dagger i D_\mu H) \bar{N}_2 \gamma^\mu N_2 + \frac{\varepsilon_H}{f} H^\dagger H (\bar{N}_2 N_1) + \text{h.c.}, \quad (3)$$

где константы взаимодействия c_1, c_2 порядка единицы, а $\varepsilon_H \ll 1$, так как взаимодействие ЛДСЧ с дублетом H подавлено $U(1)_E$ симметрией. В результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии (3) принимает вид

$$\mathcal{L} = \bar{\chi} (a_V^\chi \gamma^\mu + a_{PV}^\chi \gamma^\mu \gamma^5) \chi Z_\mu + \varepsilon_H \frac{\eta}{f} \bar{\chi} \chi h, \quad a_V^\chi = \frac{\bar{g} \eta^2}{8 f^2} c_V^\chi, \quad a_{PV}^\chi = \frac{\bar{g} \eta^2}{8 f^2} c_{PV}^\chi, \quad (4)$$

где $c_V^\chi = c_1 + c_2$, $c_{PV}^\chi = c_1 - c_2$, вакуумное ожидание поля Хиггса $\eta \simeq 246$ ГэВ.

Дираковская составная ТМ может обладать магнитным моментом, однако из-за жестких ограничений [7], в данной работе мы пренебрегаем электромагнитными свойствами ТМ. В лидирующем приближении сечение рассеяния χ на нуклоне N имеет вид:

$$\sigma_{SI}^N \simeq \frac{m_r^2}{\pi} \left| \frac{\varepsilon_H a_H^N m_N}{f m_H^2} - \frac{\bar{g} a_V^\chi \langle a_V \rangle}{2 m_Z^2} \right|^2, \quad \langle a_V \rangle = \frac{1}{A} \left(Z a_V^p + (A - Z) a_V^n \right), \quad m_r = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}, \quad (5)$$

где m_N – масса нуклона, A и Z – число нуклонов и заряд ядра, константы эффективного взаимодействия нуклона с Z -бозоном (a_V^N , a_{PV}^N) и Хиггсом (a_H^N) определяются из соотношений:

$$\langle N' | J_{NC}^\mu | N \rangle = \bar{\psi}'_N \gamma^\mu (a_V^N + a_{PV}^N \gamma^5) \psi_N, \quad \frac{1}{\eta} \langle N' | \sum_q m_q \bar{q} q | N \rangle = a_H^N \frac{m_N}{\eta} \bar{\psi}'_N \psi_N, \quad (6)$$

где J_{NC}^μ – ток, описывающий взаимодействие кварков q с Z -бозоном.

Установленные экспериментом LZ верхние пределы на сечение (5) – $\sigma_{\text{DM}}^{\text{exp}}(m_\chi)$ – накладывают сильные ограничения на параметрическое пространство $E_6\text{MSX}$. Если плотность ЛДСЧ ρ_χ составляет лишь часть плотности ТМ ρ_{DM} , то экспериментальные ограничения ослабляются в соответствии с $\sigma_\chi \lesssim \rho_{\text{DM}} / \rho_\chi \cdot \sigma_{\text{DM}}^{\text{exp}}$.

На рис. 1 показаны разрешённые области параметров в плоскости $c_V^\chi - \varepsilon_H$ для $m_\chi \simeq 500$ ГэВ и $f = 5$ ТэВ (а) и $f = 10$ ТэВ (б). Для ТМ с $m_{\text{DM}} \simeq 500$ ГэВ ограничение на сечение СН взаимодействия $\sigma_{\text{DM}}^{\text{exp}} \simeq 12$ уб. Серая область соответствует сечению

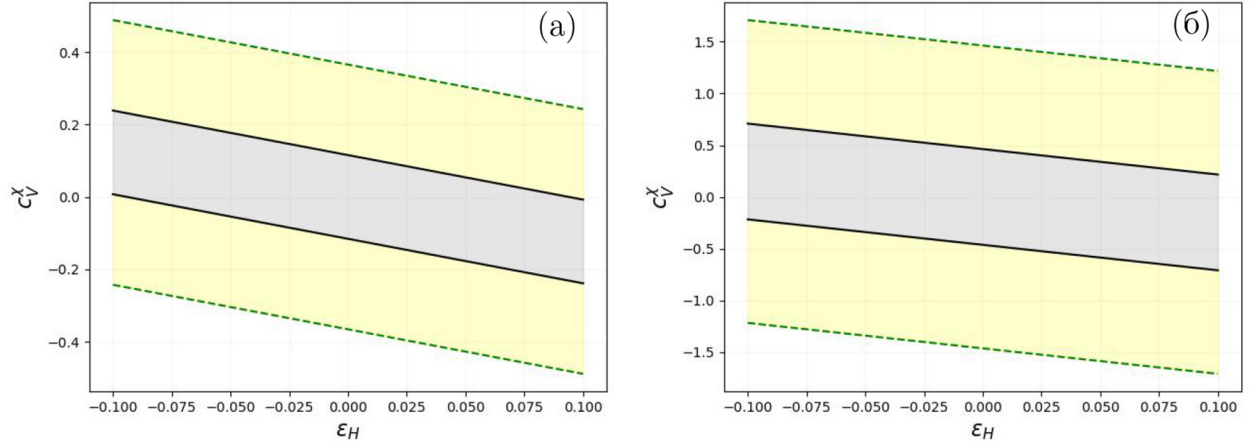


Рис. 1: Разрешённые области параметров в плоскости $c_V^\chi - \epsilon_H$ для $f = 5$ ТэВ (а) и для $f = 10$ ТэВ (б). Серая и жёлтая области соответствуют $\sigma_{SI}^N \lesssim 12$ уб, $12 \lesssim \sigma_{SI}^N \lesssim 120$ уб, соответственно.

$\sigma_{SI}^N \lesssim \sigma_{DM}^{\text{exp}}$. Жёлтая область становится доступной для ЛДСЧ, образующего $\lesssim 10\%$ ТМ. Пунктирные линии соответствуют сечению взаимодействия 120 уб, сплошная – 12 уб. Если ЛДСЧ образует $\sim 10\%$ ТМ, то жёлтая область соответствует сценариям, в которых сигнал рассеяния $\chi - N$ может быть зарегистрирован в ближайшей перспективе при сохранении текущих темпов роста чувствительности эксперимента LZ.

Реликтовая плотность ЛДСЧ может быть образована избытком частиц χ над античастицами $\bar{\chi}$. В E_6 МСХ аннигиляция ЛДСЧ на ранних этапах эволюции Вселенной происходит через пНГб ϕ . Лагранжиан взаимодействия ЛДСЧ и t -кварка с псевдоскалярном ϕ имеет вид

$$\mathcal{L} = \varepsilon_\phi \bar{N}_1 N_2(i\phi) + g_t \bar{t}_R t_L(i\frac{\eta}{f}\phi) + \text{h.c.} = \varepsilon_\phi \bar{\chi} \gamma_5 \chi(i\phi) + g_t \frac{\eta}{f} \bar{t} \gamma_5 t(i\phi), \quad (7)$$

где $\varepsilon_\phi \ll 1$, поскольку взаимодействие ЛДСЧ с ϕ нарушает $U(1)_E$ симметрию; $g_t \sim 1$. Сечение аннигиляции определяется выражением

$$\sigma_{\text{an}} = \frac{16\pi\beta_t}{g_\chi^2 \mathcal{S} \beta_\chi \bar{\beta}_\chi \bar{\beta}_t} \frac{m_\phi^2 \Gamma_\phi^2}{(\mathcal{S} - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2 \Gamma_\phi^2} B_\chi B_t, \quad (8)$$

$$\beta_{t(\chi)} = \sqrt{1 - \frac{4m_{t(\chi)}^2}{\mathcal{S}}}, \quad \bar{\beta}_{t(\chi)} = \sqrt{1 - \frac{4m_{t(\chi)}^2}{m_\phi^2}},$$

$$\Gamma_{\phi \rightarrow t\bar{t}} = \frac{g_t^2 \eta^2}{8\pi f^2} m_\phi \beta_t, \quad \Gamma_{\phi \rightarrow \chi\bar{\chi}} = \frac{\varepsilon_\phi^2}{8\pi} m_\phi \beta_\chi, \quad (9)$$

где $\sqrt{S}$ – суммарная энергия аннигилирующих частиц ТМ в системе центра масс, $g_\chi = 2$ – число поляризаций частицы χ , $B_{t(\chi)} = \Gamma_{\phi \rightarrow t\bar{t}(\chi\bar{\chi})}/\Gamma_\phi$, а Γ_ϕ – полная ширина распада ϕ и $B_\chi \ll B_t$.

Выход ТМ из термодинамического равновесия происходит при температурах $T \sim m_\chi/25$, что для $m_\chi \simeq 500$ ГэВ соответствует $T \sim 20$ ГэВ. При температурах $T \sim 1 - 20$ ГэВ число степеней свободы СМ $g_{SM} \sim 80 - 90$ и слабо зависит от температуры [6]. В приближении $g_{SM}(T) \simeq \text{const}$ уравнение Больцмана для $r(T)$ имеет вид

$$\frac{dr}{dT} = \frac{s\eta_\chi \langle \sigma v_{rel} \rangle}{HT} \left(r - r_{eq} \left(\frac{1-r}{1-r_{eq}} \right)^2 \right), \quad (10)$$

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle = \frac{T}{32\pi^4 n_{eq}^2(T)} \int_{S_{min}}^{\infty} dS S^{3/2} K_1 \left(\frac{\sqrt{S}}{T} \right) g_\chi^2 \sigma_{an} \beta_\chi^2, \quad (11)$$

где $n_{eq}(T)$ и $s(T)$ – равновесная концентрация частиц ТМ и плотность энтропии Вселенной. $K_1(x)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода [6].

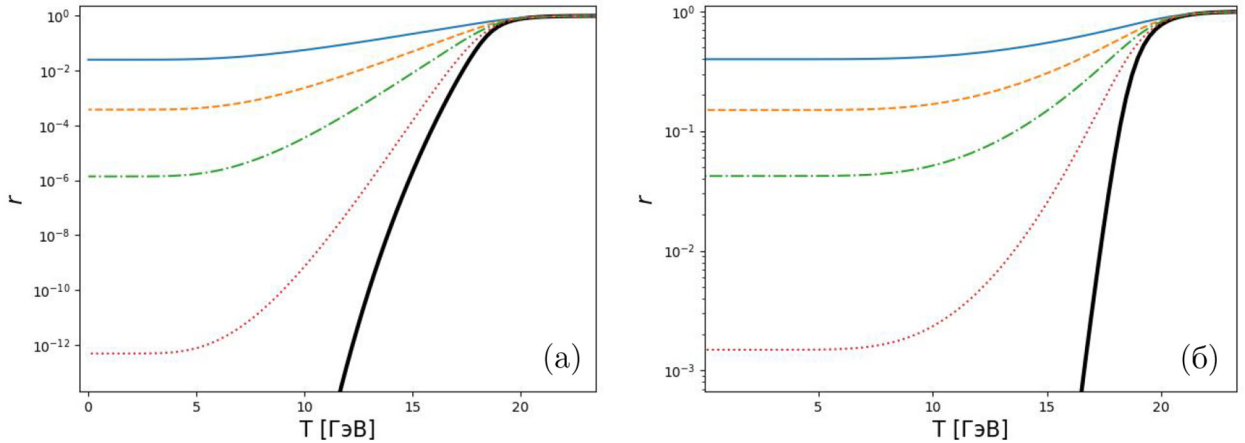


Рис. 2: Зависимость относительной асимметрии r от температуры T при $\delta = 0.05$ (а) и $\delta = 0.1$ (б). Тонкие сплошная, штриховая, штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют значениям $\varepsilon_\phi = 0.02, 0.03, 0.04$ и 0.06 , соответственно. Чёрная кривая отвечает равновесной относительной асимметрии $r_{eq}(T)$.

Введем параметризацию массы ϕ в виде $m_\phi^2 = 4m_\chi^2(1+\delta)$. В работе рассматриваются сценарии с $\delta = 0.05$ и $\delta = 0.1$. Так как $\Gamma_\phi \ll \delta \cdot m_\phi$, получаем приближенное выражение

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle \simeq \sigma_0 \times \left(\frac{m_\chi}{T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_\chi}{T}\delta}, \quad \sigma_0 = \frac{\pi^{1/2}}{2m_\chi^2} \times \delta^{1/2} \times \varepsilon_\phi^2. \quad (12)$$

В предположении о полной аннигиляции симметричной части ($r_0 \lesssim 10^{-3}$) для $m_\chi \simeq 500$ ГэВ первичная асимметрия χ не может превышать $\eta_\chi^{\max} \simeq \eta_B/100$ (см. формулу (1)). На рис. 2 представлена зависимость r от температуры T для $\delta = 0.05$ (а) и $\delta = 0.1$ (б) и первоначальной асимметрии $\eta_\chi^{\max}$. Видно, что с увеличением δ эффективность аннигиляции падает, а реликтовая относительная асимметрия r_0 возрастает. Из рис. 2 следует, что для $\delta = 0.05$ ($\delta = 0.1$) в сценариях с $\varepsilon_\phi \gtrsim 0.03$ ($\varepsilon_\phi \gtrsim 0.06$) симметричная часть ТМ эффективно устраняется, а оставшийся избыток частиц χ может образовывать всю наблюдаемую плотность ТМ.

3. Заключение. В моделях Составного Хиггса возникают нейтральные дираковские частицы χ , способные давать вклад в плотность ТМ. В E_6 МСХ частицы χ обладают барионным зарядом, сохранение которого обеспечивает их стабильность. Взаимодействие частиц χ с нуклонами осуществляется посредством обмена Z - и H -бозонами, которое подавлено большим значением шкалы композитности $f \sim 5 - 10$ ТэВ.

Реликтовая плотность частиц χ может возникать вследствие первичного избытка частиц над античастицами. Эффективная аннигиляция χ на ранних этапах эволюции Вселенной возможна при условии, что масса присутствующего в модели псевдоскаляра ϕ близка к удвоенной массе χ .

В настоящей работе исследовались сценарии E_6 МСХ с $f \simeq 5-10$ ТэВ и $m_\chi \simeq 500$ ГэВ. Показано, что в рамках рассматриваемой модели существуют области значений констант взаимодействия χ с Z -, H -бозонами, не исключённые экспериментальными ограничениями на спин-независимое сечение рассеяния тёмной материи на нуклонах. Установлено, что при $(m_\phi - 2m_\chi) \sim 25-50$ ГэВ вся плотность ТМ может быть образована первичным избытком частиц χ над античастицами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Aalbers, D. S. Akerib, et al. (LZ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **135**(1), 011802 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevLett.135.011802.
- [2] K. Agashe, R. Contino, A. Pomarol, Nucl. Phys. B **719**(1-2), 165 (2005). DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2005.04.035.
- [3] R. Contino, T. Kramer, M. Son, R. Sundrum, JHEP **2007**(05), 074 (2007). DOI: 10.1088/1126-6708/2007/05/074.

- [4] R. Nevzorov, A. W. Thomas, Phys. Rev. D **92**(7), 075007 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.92.075007.
- [5] M. G. Belyakova, R. Nevzorov, Phys. Rev. D **110**(11), 115038 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevD.110.115038.
- [6] M. Cirelli, A. Strumia, J. Zupan, SciPost Phys. **1**(1), 001 (2024). DOI: 10.21468/SciPostPhys.1.1.001.
- [7] J. I. Collar, P. S. Cooper (on behalf of PICO Collaboration), Phys. Rev. D **106**(4), 042004 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.106.042004.

Поступила в редакцию 29 мая 2026 г.

После доработки 22 июля 2026 г.

Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московской Международной Школы Физики 2026 (MISP-2026).