

СЕЧЕНИЕ АННИГИЛЯЦИИ ПАРЫ ЛЕГЧАЙШИХ НЕЙТРАЛИНО В ДВА ГАММА-КВАНТА В НМССМ С CP-НАРУШЕНИЕМ

А. В. Гурская *, *М. В. Долгополов*

Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С. П. Королева, Самара, Россия

Обсуждаются нарушение CP-инвариантности в секторе Хиггса и его влияние на физические характеристики нейтралино, а также проявление в процессах аннигиляции. Представлен расчет процесса аннигиляции пары легчайших нейтралино в два гамма-кванта для НМССМ в однопетлевом приближении с учетом нарушения CP-инвариантности в расширенном скалярном секторе Хиггса. Проведены анализ и сравнение полученных результатов.

We discuss the violation of CP invariance in Higgs sector and its impact on physical characteristics of the neutralino, as well as the implication in the processes of annihilation. The process of pair annihilation of the lightest neutralinos into two photons for NMSSM in the one-loop approximation is considered, taking into account the violation of CP invariance in the extended scalar Higgs sector. The analysis of the obtained results and comparison are discussed.

PACS: 14.80.Nb; 11.30.Pb; 11.30.Er; 12.60.Fr; 12.60.Jv

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем фундаментальной физики XXI в. является проблема темной материи. Наиболее многообещающими кандидатами на роль «квантов темной материи» являются слабо взаимодействующие массивные элементарные частицы (Weakly Interacting Massive Particles, WIMP). А наиболее перспективным кандидатом на роль WIMP (по своим физическим свойствам) является частица нейтралино, возникающая необходимым образом в моделях с суперсимметрией [1, 2]. На сегодняшний день популярной в критическом рассмотрении является неминимальная суперсимме-

*E-mail: a-gurska@yandex.ru

тричная стандартная модель (НМССМ) [3–5], в которой нейтралино предсказывается как майорановский фермион, представляющий собой суперпозицию определенных суперсимметричных полей. Рассмотрение нарушения CP-инвариантности в секторе Хиггса является отдельной интересной задачей, которая связана с вопросами описания барионной асимметрии и изучением ранней стадии формирования Вселенной [6].

Большой интерес вызывает процесс аннигиляции нейтралино в гамма-кванты. Это связано с тем, что данное гамма-излучение может вносить свой определенный вклад в фоновое излучение [7]. Интерпретация сигналов от имеющихся астрофизических источников жесткого излучения как сигналов аннигиляции частиц темной материи рассматривается весьма актуальной для методов непрямого поиска темной материи. Влияние, вызванное осцилляциями нейтрино, на не прямое обнаружение сигналов темной материи, которые включают в себя потоки мюонных нейтрино от аннигиляции нейтралино в ядре Земли, интересно при анализе данных с нейтринных телескопов [8]. Кроме того, процесс аннигиляции нейтралино в гамма-кванты интересен при моделировании звезд из нейтралино [9].

В связи с вышесказанным главной целью данной работы являются расчет и анализ сечения аннигиляции пары легчайших нейтралино в два гамма-кванта в однопетлевом приближении.

1. СЕКТОР ХИГГСА НМССМ С CP-НАРУШЕНИЕМ

Параметризация полей Хиггса в НМССМ выглядит следующим образом:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^- \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \phi_1^0 + i\chi_1) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = e^{i\theta} \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \phi_2^0 + i\chi_2) \end{pmatrix},$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi} (v_3 + \phi_3^0 + i\chi_3),$$
(1)

где θ , φ — фазы спонтанного нарушения CP-инвариантности; v_1 , v_2 , v_3 — вакуумные ожидания.

Явное нарушение CP-инвариантности определяется путем смешивания CP-четных и CP-нечетных физических состояний бозонов Хиггса в два этапа:

1) переход в базис полей H, h, A^0, G^0 :

$$\begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix};$$
(2)

2) дополнительный поворот с помощью матрицы A_{ij} :

$$\begin{pmatrix} H \\ A^0 \\ h \\ \phi_3^0 \\ \chi_3^0 \end{pmatrix} = A_{ij} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \\ h_5 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Процедура перехода к физическим состояниям проводится в локальном минимуме потенциала Хиггса. Подробно эта процедура для НМССМ рассмотрена в работах [10, 11]. Отметим, что расчет массовых состояний бозонов Хиггса имеет тонкую подстройку в случае размерности матрицы 5×5 . С этим следует связывать феноменологические сценарии для фиксированных свободных параметров НМССМ. Данные сценарии рассмотрены в работе [12].

2. СЕКТОР НЕЙТРАЛИНО НМССМ

В секторе нейтралино базис полей можно выбрать следующим образом:

$$\psi^0 = (-i\tilde{b}^0, -i\tilde{\omega}^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0, \tilde{s})^T, \quad (4)$$

где \tilde{b}^0 , $\tilde{\omega}^3$, \tilde{h}_1^0 , \tilde{h}_2^0 , \tilde{s} — спиноры бино, вино, хиггсина и синглино. Массовый член лагранжиана НМССМ, отвечающий данным полям, можно представить так:

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T Y \psi^0 + \text{э. с.}, \quad (5)$$

где матрица Y имеет вид

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z s_W c_\beta & M_Z s_W s_\beta & 0 \\ 0 & M_2 & M_Z c_W c_\beta & -M_Z c_W s_\beta & 0 \\ -M_Z s_W c_\beta & M_Z c_W c_\beta & 0 & -\lambda v_3 & -\lambda v_2 \\ M_Z s_W s_\beta & -M_Z c_W s_\beta & -\lambda v_3 & 0 & -\lambda v_1 \\ 0 & 0 & -\lambda v_2 & -\lambda v_1 & 2\kappa v_3 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь M_1 , M_2 — $U(1)$ - и $SU(2)$ -массовые параметры мягкого нарушения суперсимметрии полей \tilde{b}^0 , $\tilde{\omega}^3$ соответственно; $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$, θ_W — электрослабый угол смешивания (угол Вайнберга); M_Z — масса Z -бозона; $s_\beta = \sin \beta$; $c_\beta = \cos \beta$; κ — безразмерный параметр из потенциала Хиггса НМССМ.

Лагранжиан взаимодействия с полем Хиггса представляется следующим образом:

$$\mathcal{L}_{h_i \chi^0 \chi^0} = a_{h_i \chi^0 \chi^0} h_i \chi_j^0 \chi_k^0, \quad (7)$$

где χ_j^0, χ_k^0 — дираковские спиноры, т. е. $\chi_i^0 \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix}$,

$$\tilde{\chi}_i^0 = U_{ji} \psi_i^0, \tag{8}$$

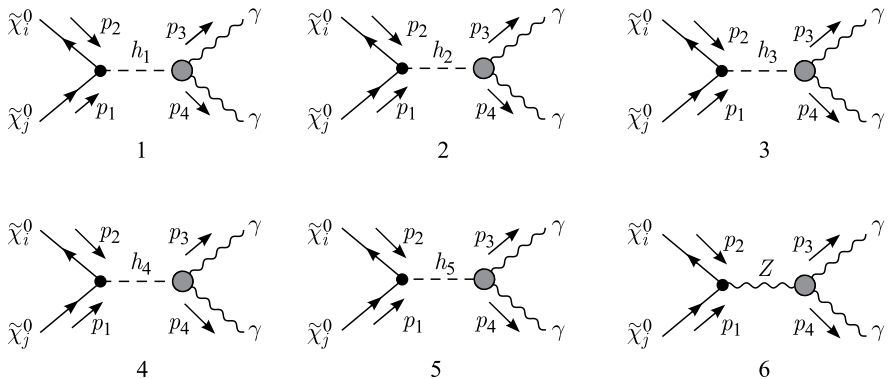
$$a_{\Phi \chi^0 \chi^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(g_1(\Phi^*_2 U_{j3} U_{k1} - \Phi^*_1 U_{j4} U_{k1})) - \\ - \frac{1}{\sqrt{2}}(g_2(\Phi^*_2 U_{j3} U_{k2} - \Phi^*_1 U_{j4} U_{k2})) + \\ + \frac{1}{2}(\lambda S U_{j3} U_{k4} + \lambda \Phi_1 U_{j3} U_{k5} + \lambda \Phi_2 U_{j4} U_{k5} - \kappa S U_{j5} U_{k5}). \tag{9}$$

Матрица U смешивает пять нефизических полей, вследствие чего и получаются состояния нейтралино.

Поля Хигса представлены здесь в нефизическом базисе для удобства записи. Переход к физическим состояниям осуществляется так, как описано в разд. 1. Данный каплинг взаимодействия является комплексным. Он вносит нарушение CP-инвариантности спонтанно и явно в процесс аннигиляции нейтралино, который будет рассмотрен далее.

3. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ АННИГИЛЯЦИИ НЕЙТРАЛИНО В ДВА ГАММА-КВАНТА

Перечень процессов, через которые происходит аннигиляция нейтралино, представлен на рисунке. Особенность заключается в том, что в случае CP-сохранения есть процессы, присущие только CP-четным состояниям и, соответственно, CP-нечетным. В случае CP-смешивания все варианты имеют место быть для всех пяти бозонов Хигса, предсказываемых в НМССМ.



Диаграммы Фейнмана, определяющие вклады в процесс $\chi_i^0 \chi_j^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в НМССМ

Результаты для амплитуды и сечения:

$$A_{[i \rightarrow f]} = \sum_{n=1}^6 A_n, \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s(s - 4M_{\chi_1^0}^2)} |A_{[i \rightarrow f]}|^2, \quad (11)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \left[\frac{d\sigma}{dt} \right] dt, \quad t_{\{\min, \max\}} = M_{\chi_1^0}^2 - \frac{s}{2} \mp \frac{s}{2} k, \quad (12)$$

где s и t — переменные Мандельштама; k — кинематический фактор.

На практике вычисляется усредненное значение энергии по формуле

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\int_0^{\varepsilon_{\gamma 0}} \sigma v d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{\gamma 0}} d\varepsilon}. \quad (13)$$

Для сравнения в случае модели с CP-сохранением значение данной величины равно $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-25} \text{ см}^3/\text{с}$ [13]. В случае CP-нарушения — $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-36} \text{ см}^3/\text{с}$ в рассмотренном в данной статье сценарии. Увеличение порядков говорит о невозможности в ближайшем будущем регистрации таких событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжаются исследования нарушения CP-инвариантности в расширенном секторе Хиггса. CP-нарушающие фазы влияют на физические характеристики не только самого бозона Хиггса, но и на свойства взаимодействующих с ним частиц, поэтому рассмотрено проявление CP-нарушения в каплингах взаимодействия нейтралино с бозонами Хиггса НМССМ. Показано, что данная константа содержит фазы спонтанного нарушения CP-инвариантности и является комплексной. Аннигиляция нейтралино на два гамма-кванта включает в себя шесть процессов, пять из которых происходят при обмене бозоном Хиггса, который не имеет определенной CP-четности. Проведено сравнение с результатами работы по расчету аннигиляции нейтралино в случае модели с CP-сохранением. Показаны различия в порядке значения сечения аннигиляции, усредненного по энергии. В перспективе представляет интерес рассмотреть также другие возможные сценарии для оценки степени влияния нарушения CP-инвариантности в секторе Хиггса.

Благодарности. Авторы выражают благодарность организаторам Международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» за возможность обсудить результаты исследования, теплый прием и возможность посетить Баксанскую нейтринную обсерваторию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков Д. И. // УФН. 2014. Т. 184. С. 1004–1016.
2. Казаков Д. И. // Природа. 1999. Т. 9. С. 14–15.
3. Ellis J., Gunion J. F., Haber H. E., Roszkowski L., Zwirner F. // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 845–869.
4. Maniatis M. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 3505–3602.
5. Ellwanger U., Hugonie C., Teixeira A. M. // Phys. Rep. 2010. V. 496. P. 1–77.
6. Сахаров А. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5, вып. 1. С. 32–35.
7. Hooper D., Taylor A. M. // JCAP. 2007. V. 03. P. 017.
8. Fornengo N. // Weak Interactions and Neutrinos. Cape Town, 1999. P. 253–257.
9. Gurevich A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1995. V. 208. P. 276–280.
10. Gurskaya A. V., Dolgoplov M. V. // EPJ Web of Conf. 2016. V. 125. P. 02011; DOI: 10.1051/epjconf/201612502011.
11. Gurskaya A. V., Dolgoplov M. V., Rykova E. N. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48, No. 5. P. 822–826.
12. Гурская А. В., Долгополов М. В. // Вестн. Самарск. гос. техн. ун-та. Сер. «Физ.-мат. науки». 2016. Т. 20, № 4. С. 581–588.
13. Ferrer F., Krauss L. M., Profumo S. // Phys. Rev. D. 2006. V. 37. P. 115007.