

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Роман Невзоров
(НИЦ КИ — ИТЭФ)

3 октября 2019

1. Стандартная модель (СМ) и Теории Великого Объединения (ТВО)
2. Суперсимметричные (СУСИ) обобщения СМ
 - 2.1. Бозоны Хиггса в МССМ и НМССМ
 - 2.2. Экзотические состояния и нестандартные распады легчайшего бозона Хиггса в E_6 СМ
 - 2.3. Тёмная материя в простейших реализациях МССМ и E_6 СМ
 - 2.4. Генерация барионной асимметрии в СУСИ расширениях СМ
3. Модели составного Хиггса (МСХ) и E_6 МСХ
4. Расширения СМ с вырожденными вакуумами
5. Заключение

Стандартная модель и ТВО

Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	u up	c charm	t top	γ photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	d down	s strange	b bottom	g gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z⁰ weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptons	e electron	μ muon	τ tau	W[±] weak force

+

H
125 GeV

+

New Physics

- dark matter;
- neutrino physics;
- baryogenesis...

SU(5) и SO(10)

- Каждое поколение кварков и лептонов в СМ образует полные представления группы $SU(5)$: $10 \oplus \bar{5}$.

$$\bar{F}\{\bar{5}\} = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ \nu \end{pmatrix}, \quad T\{10\} = \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & -u_2^c & u_1 & d_1 \\ -u_3^c & 0 & u_1^c & u_2 & d_2 \\ u_2^c & -u_1^c & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^c \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^c & 0 \end{pmatrix},$$

где

$$u_i^c = (\bar{3}, 1, -\frac{2}{3}), \quad d_i^c = (\bar{3}, 1, \frac{1}{3}), \quad e^c = (1, 1, 1), \\ Q_i^\alpha = (u_i, d_i) = (3, 2, \frac{1}{6}), \quad L^\alpha = (\nu, e^-) = (1, 2, -\frac{1}{2}).$$

- Спинорное представление группы $SO(10)$ можно представить в виде разложения по представлениям группы $SU(5) \times U(1)_X$:

$$16 \rightarrow \left(10, -\frac{1}{\sqrt{40}}\right) \oplus \left(\bar{5}, \frac{3}{\sqrt{40}}\right) \oplus \left(1, -\frac{5}{\sqrt{40}}\right).$$

- Оно содержит поколение кварков и лептонов СМ, а также правостороннее нейтрино.

- В $N = 1$ суперсимметричной (СУСИ) ТВО с E_6 калибровочной симметрией 27-plet, который можно представить в виде разложения по представлениям группы $SO(10) \times U(1)_\psi$

$$27 \rightarrow \left(16, \frac{1}{\sqrt{24}}\right) \oplus \left(10, -\frac{2}{\sqrt{24}}\right) \oplus \left(1, \frac{4}{\sqrt{24}}\right),$$

содержит $SU(2)_W$ дублет хиггсовских полей H .

- Калибровочные бозоны СМ являются компонентами присоединённого представления группы E_6 , т.е. 78-плета.
- В $N = 2$ СУСИ ТВО с E_8 калибровочной симметрией все состояния СМ являются компонентами **248**, который можно представить в виде разложения по представлениям E_6

$$248 \rightarrow 78 \oplus 3 \times 27 \oplus 3 \times \overline{27} \oplus 8 \times 1.$$

- "Theory of Everything" \equiv теория суперструн с $E_8 \times E'_8$ калибровочной симметрией.

Бозоны Хиггса в МССМ и НМССМ

- $N = 1$ суперсимметричные (СУСИ) обобщения СМ могут появляться в качестве низкоэнергетического предела ТВО.
- Мягкое нарушение СУСИ в этих моделях гарантирует отсутствие квадратичных расходимостей.
- Объединение калибровочных констант, возникающее в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ), даёт основания предполагать, что при $E \gtrsim M_X \simeq 10^{16}$ ГэВ сильные и электрослабые взаимодействия описываются единым образом в рамках ТВО.
- В суперсимметричных ТВО нарушения

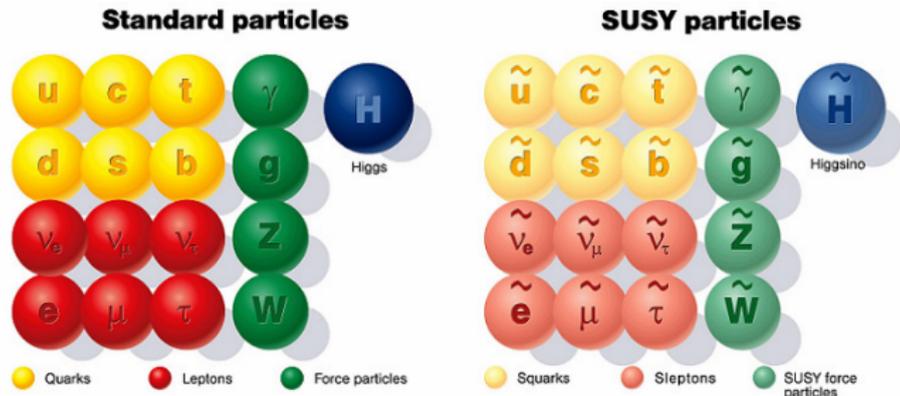
$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi, \quad SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi, \\ SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$$

могут приводить при сверхвысоких энергиях к СУСИ моделям с калибровочной симметрией

$$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi.$$

- МССМ появляется, когда $U(1)_\psi \times U(1)_\chi \rightarrow P_M = (-1)^{3(B-L)}$, а спектр частиц при низких энергиях наряду с тремя поколениями фермионов СМ и их суперпартнёров включает два супермультиплета хиггсовских полей H_1 и H_2 .
- P_M позволяет подавить операторы, которые приводят к наиболее существенному нарушению $U(1)_B$ и $U(1)_L$ симметрий в МССМ.
- Суперпотенциал МССМ может быть представлен в виде

$$W_{MSSM} = y_{ab}^U Q_a u_b^c H_2 + y_{ab}^D Q_a d_b^c H_1 + y_{ab}^L L_a e_b^c H_1 + \mu H_1 H_2.$$
- Легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) в МССМ является абсолютно стабильной.



- Если ЛСЧ представляет собой легчайшее нейтралино, то соответствующие состояния могут образовывать значительную часть плотности тёмной материи.

- В рамках МССМ нарушение $SU(2)_W \times U(1)_Y$ до $U(1)_{em}$ обусловлено вакуумными средними хиггсовских дублетов

$$\langle H_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}.$$

- Вместо v_1 и v_2 обычно вводят $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta = v_2/v_1$.

- С увеличением шкалы нарушения СУСИ M_S ($M_S \gg M_Z$) масса легчайшего CP-чётного бозона Хиггса в МССМ приближается к своему верхнему теоретическому пределу

$$m_{h_1} \leq \sqrt{M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta}.$$

- В главном приближении

$$\Delta \simeq \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2} \left[\ln \frac{M_{SUSY}^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{M_{SUSY}^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_{SUSY}^2} \right) \right],$$

где параметр X_t характеризует величину смешивания суперпартнеров t -кварка с массами $m_{\tilde{t}_1}$ и $m_{\tilde{t}_2}$, а $M_{SUSY} = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$.

- В МССМ наблюдаемое значение $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$ можно получить только если $\Delta \gtrsim (85 \text{ ГэВ})^2$.
 - В простейших случаях столь большой вклад петлевых поправок Δ отвечает $M_S \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$.
 - Так как $M_S^2 \gg m_{h_1}^2$, высокая степень тонкой настройки параметров МССМ необходима для того, чтобы получить $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$.

- Лагранжиан простейшего расширения МССМ (НМССМ) инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям группы Z_3 и содержит дополнительное синглетное суперполе S

$$W_{NMSSM} = \lambda S(H_1 H_2) + \frac{\kappa}{3} S^3 + W_{MSSM}(\mu = 0).$$

- Поле S приобретает вакуумное среднее и генерируется эффективный μ -член $\mu = \lambda \langle S \rangle$.
- В этой модели верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского скаляра может быть больше, чем в МССМ, т.е.

$$m_{h_1}^2 \lesssim M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{\lambda^2 v^2}{2} \sin^2 2\beta + \Delta.$$

- В результате с увеличением λ степень тонкой настройки параметров, которая необходима для получения $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$, может заметно снизиться по сравнению с МССМ.

- При $\lambda = 0.6$ и $\tan \beta = 2$ масса легчайшего бозона Хиггса в древесном приближении $m_{h_1}^0$ может достигать почти 100 ГэВ и для получения $m_{h_1} \simeq 125 \text{ ГэВ}$ вклад петлевых поправок должен составлять $\Delta \simeq (75 \text{ ГэВ})^2$.
- Анализ эволюции юкавских констант показывает, что в НМССМ существуют жёсткие верхние ограничения на значения этих констант при низких энергиях

$$\lambda^2 + \kappa^2 \lesssim 0.5.$$

- При $\tan \beta \simeq 2 - 3$ и $\lambda \gtrsim 0.65$, т.е. когда $m_{h_1}^0$ близко к максимальному значению, κ должно быть мало, т.е. $\kappa^2 \ll \lambda^2$.
- Это соответствует НМССМ с приближённой $U(1)$ симметрией.

Верхние ограничения на $\lambda(M_Z)$ при различных $\kappa(M_Z)$ и $\tan \beta$.

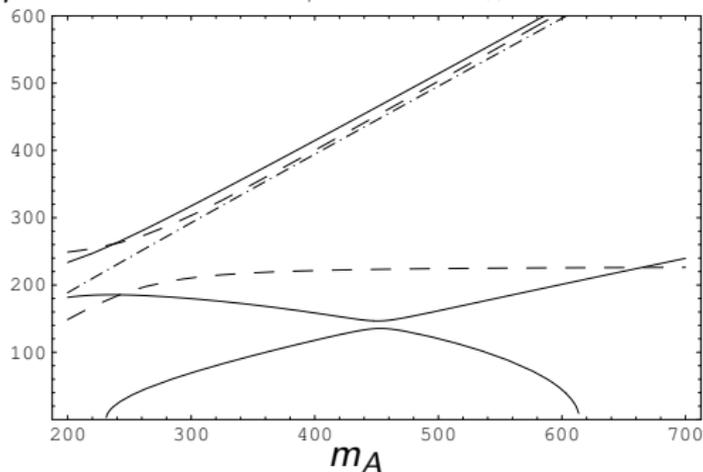
$\kappa(M_Z)$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$\tan \beta = 2$	0.62	0.61	0.60	0.58	0.53	0.42
$\tan \beta = 3$	0.68	0.68	0.66	0.63	0.56	0.45
$\tan \beta = 4$	0.7	0.69	0.68	0.64	0.57	0.45

- В рассматриваемой части параметрического пространства заряженные, тяжёлые CP–чётные и CP–нечётные бозоны Хиггса существенно тяжелее всех остальных нейтральных хиггсовских состояний [D. J. Miller, R. Nevzorov, P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B 681 (2004) 3].

$$m_{h_3} \simeq m_{A_2} \simeq M_{H^\pm} \simeq \frac{2|\mu|}{\sin 2\beta} \approx |\mu| \tan \beta,$$

$$m_{A_5} \sim m_{H_5} \sim \frac{\kappa}{\lambda} |\mu|.$$

Спектр бозонов Хиггса в НМССМ при $\lambda = 0.6$, $\kappa = 0.36$, $\mu = 150$ ГэВ, $\tan \beta = 3$ и $A_\kappa = 135$ ГэВ.



- Область параметрического пространства НМССМ, отвечающая $0.6 \leq \lambda \leq 0.7$, $1.5 \leq \tan \beta \leq 2.5$, $100 \text{ ГэВ} \leq |\mu| \leq 185 \text{ ГэВ}$, характеризуется наименьшей степенью тонкой настройки.
- При анализе исследовались только сценарии, спектр которых включает CP–чётный бозон Хиггса с массой от 124 ГэВ до 127 ГэВ [S. F. King, M. Mühlleitner, R. Nevzorov, K. Walz, Phys. Rev. D 90 (2014) 095014.].
- Данное состояние h_i должно характеризоваться значениями $\mu_{XX}(h_i)$, которые удовлетворяют условиям:

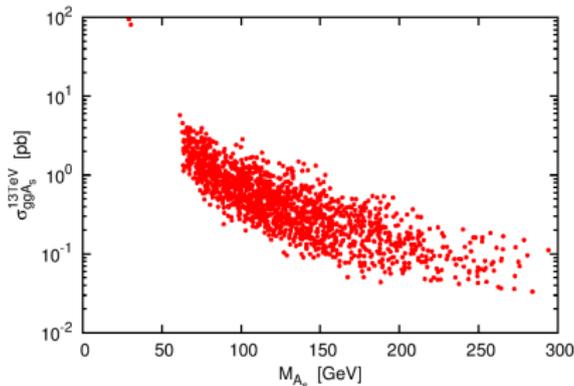
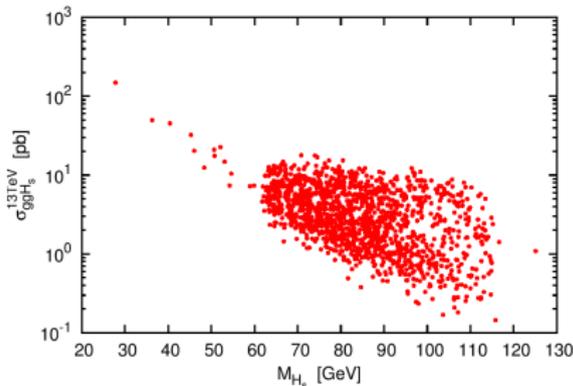
$$|\mu_{XX}(h_i) - \mu_{XX}^{\text{exp}}| \leq \Delta\mu_{XX}, \quad \mu_{XX}(h_i) = \frac{\sigma_{\text{prod}}(h_i)BR(h_i \rightarrow XX)}{\sigma_{\text{prod}}(h^{\text{SM}})BR(h^{\text{SM}} \rightarrow XX)}.$$

	μ_{XX}^{exp}	$\Delta\mu_{XX}$
$pp \rightarrow VH \rightarrow Vbb$	0.97	± 1.06
$pp \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$	1.02	± 0.7
$pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	1.14	± 0.4
$pp \rightarrow H \rightarrow WW$	0.78	± 0.34
$pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$	1.11	± 0.46

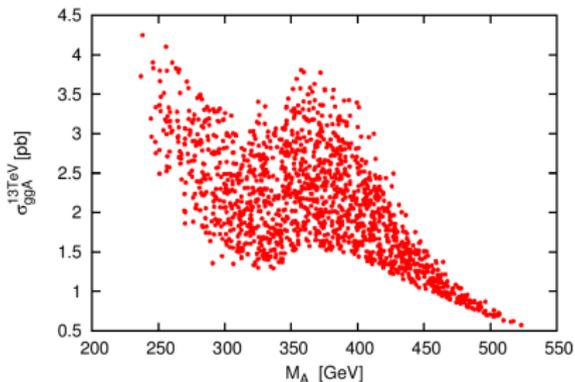
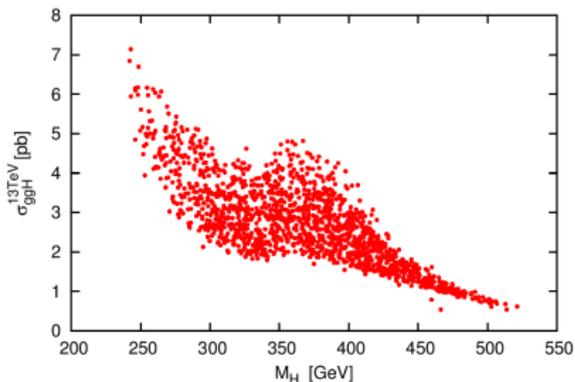
- В процессе анализа рассматривались только сценарии, приводящие к плотности тёмной материи, которая меньше, чем

$$\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.1187 \pm 0.0017.$$

- Анализ показал, что легчайшие хиггсовские скаляр ($h_1 = H_s$) и псевдоскаляр ($A_1 = A_s$) являются преимущественно синглетными СР-чётным и СР-нечётным состояниями соответственно.
- M_{H_s} варьируется от 62 ГэВ до 117 ГэВ, а M_{A_s} изменяется от 62 ГэВ до 300 ГэВ.
- Сечения рождения H_s и A_s в экспериментах на БАК при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ достаточно велики.



- Массы заряженных, тяжёлых CP–чётного (H) и CP–нечётного (A) бозонов Хиггса почти равны и варьируются от 230 ГэВ до 530 ГэВ.
- Сечения рождения H и A в экспериментах на БАК при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ весьма велики.
- Новые хиггсовские состояния могут быть обнаружены в процессах, которые обусловлены их распадами на частицы СМ.
- Сечения рождения H_S и A_S могут быть пренебрежимо малы.
- Однако даже в этом случае большое значение λ приводит к значительным парциальным ширинам распадов $H \rightarrow H_S H_S$, $H \rightarrow h H_S$, $A \rightarrow H_S A_S$ и $A \rightarrow h A_S$.



- Такие распады дают заметный вклад в сечения процессов

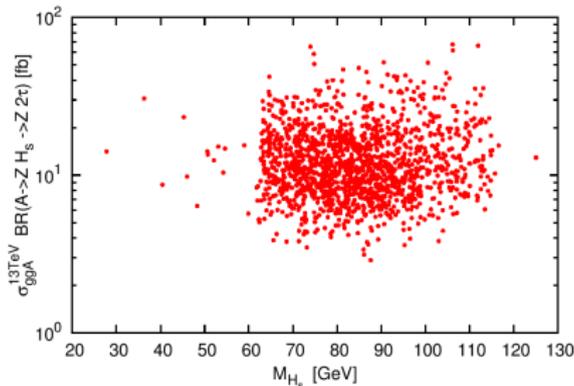
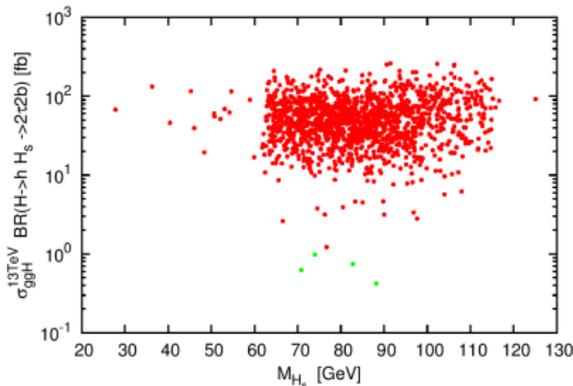
$$pp \rightarrow \tau\bar{\tau}b\bar{b}, \quad pp \rightarrow 2\tau 2\bar{\tau}, \quad pp \rightarrow 2\gamma b\bar{b}.$$

- H_s и A_s могут рождаться в результате распадов $H \rightarrow ZA_s$ и $A \rightarrow ZH_s$.

- Данные распады дают существенный вклад в сечения процессов

$$pp \rightarrow Z\tau\bar{\tau}, \quad pp \rightarrow Zb\bar{b}.$$

- Таким образом, исследуемая область параметрического пространства НМССМ приводит к спектру хиггсовских состояний, которые должны быть обнаружены в ближайшем будущем.



Нестандартные распады бозона Хиггса в E_6 SSM

- E_6 SSM предполагает, что
 - вблизи шкалы M_X симметрия $U(1)_X \times U(1)_\psi \rightarrow U(1)_N \times P_M$;
 - спектр частиц включает по крайней мере три полных 27-плета E_6 .
- Каждый 27_i содержит
 - поколение частиц SM;
 - правостороннее нейтрино N_i^c , которое не участвует в $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ взаимодействиях;
 - синглетное суперполе S_i с ненулевым $U(1)_N$ зарядом;
 - пару $SU(2)_W$ дублетов (H_i^d и H_i^u), которые имеют квантовые числа хиггсовских дублетов MSSM;
 - экзотические кварки \bar{D}_i и D_i с электрическими зарядами $\pm 1/3$, которые могут быть либо дикварками либо лептокварками.
- E_6 SSM предсказывает существование Z' бозона, экзотических фермионов и их суперпартнёров.
- Рождение \bar{D}_i и D_i , в экспериментах на БАК может способствовать увеличению сечений процессов

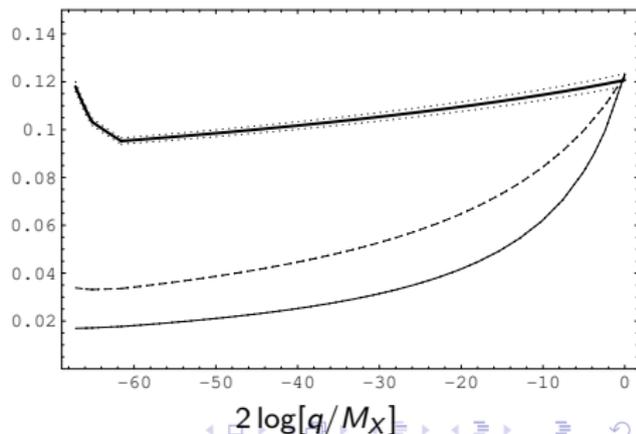
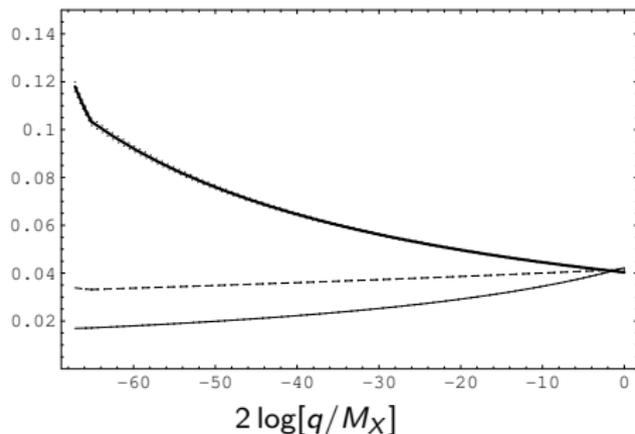
$$pp \rightarrow jjlil_k + \cancel{E}_T + X, \quad pp \rightarrow jjjj + \cancel{E}_T + X.$$

- В общем случае экзотические частицы приводят к слишком быстрому распаду протона и к процессам, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах.
- Соответствующие операторы могут быть подавлены посредством дискретной \tilde{Z}_2^H симметрии.
- Простейший сценарий предполагает, что спектр частиц E_6 SSM наряду с тремя полными 27-плетами включает также пару $SU(2)_W$ дублетов лептонов L_4 и \bar{L}_4 .
- При преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии $H_d \rightarrow H_d$, $H_u \rightarrow H_u$, $S \rightarrow S$, $L_4 \rightarrow L_4$ и $\bar{L}_4 \rightarrow \bar{L}_4$, где $H_3^d = H_d$, $H_3^u = H_u$ и $S_3 = S$, тогда как все остальные супермультиплеты изменяют знак.
- В E_6 SSM N_i^c могут приобретать массы $M_i \gg M_S$.
- В этом случае при $E \sim M_S$ эффективный суперпотенциал E_6 SSM может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned}
 W_{E_6SSM} = & \lambda S(H_u H_d) + \lambda_{\alpha\beta} S(H_\alpha^d H_\beta^u) + \kappa_{ij} S(D_i \bar{D}_j) + \tilde{f}_{\alpha\beta} S_\alpha(H_\beta^d H_u) \\
 & + f_{\alpha\beta} S_\alpha(H_d H_\beta^u) + g_{ij}^D (Q_i L_4) \bar{D}_j + h_{i\alpha}^E e_i^c (H_\alpha^d L_4) \\
 & + \mu_L L_4 \bar{L}_4 + W_{MSSM}(\mu = 0).
 \end{aligned}$$

- Простейший сценарий предполагает, что \bar{D}_i и D_i являются лептокварковыми состояниями.
- Вакуумные средние супермультиплетов H_d , H_u и S нарушают $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочную симметрию до $U(1)_{em}$ и генерируют массы всех фермионов.
- В этом случае точного совпадения калибровочных констант СМ на шкале M_X можно добиться практически при любых феноменологически приемлемых $\alpha_3(M_Z)$.

Эволюция калибровочных констант в МССМ и E_6 ССМ.

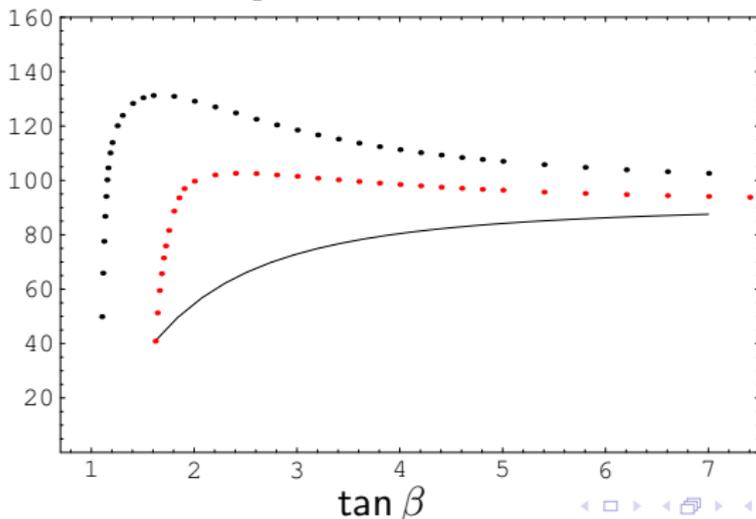


- При $\tan \beta \sim 1$ масса легчайшего бозона Хиггса m_{h_1} в E_6 ССМ может быть существенно больше, чем в МССМ и НМССМ.

$$m_{h_1}^2 \leq \frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + M_Z^2 \cos^2 2\beta + g_1'^2 v^2 \left(\tilde{Q}_{H_d} \cos^2 \beta + \tilde{Q}_{H_u} \sin^2 \beta \right)^2 + \Delta.$$

- В древесном приближении при $\tan \beta = 1.2 - 3.4$ верхнее ограничение на m_{h_1} в E_6 ССМ оказывается больше, чем 115 ГэВ .
- Однако при этом все остальные хиггсовские состояния имеют массы много большие 1 ТэВ .

Верхнее ограничение на m_{h_1} при $\Delta = 0$ в E_6 ССМ, НМССМ и МССМ.



- Когда $h_t(M_X)$ и $\lambda(M_X)$ значительно больше всех остальных калибровочных и юкавских констант решения уравнений ренормгруппы фокусируются в области низких энергий вблизи квазификсированных точек, которые соответствуют

$$\rho_t = 1.16, \quad \rho_\lambda = 0.14$$

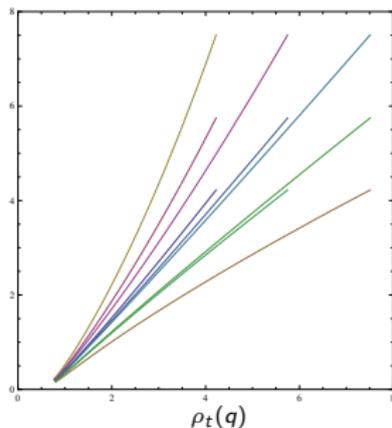
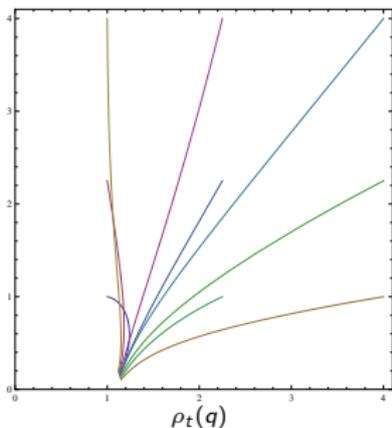
в случае E_6 ССМ и

$$\rho_t = 0.80, \quad \rho_\lambda = 0.19$$

в случае НМССМ, где $\rho_t = h_t^2/g_3^2$ и $\rho_\lambda = \lambda^2/g_3^2$.

$\rho_\lambda(q)$

$\rho_t(q)$



- В случае, когда $M_S \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$, верхнее ограничение на m_{h_1} в окрестности квазификсированных точек варьируется от 113 ГэВ до 130 ГэВ .
- Легчайшие экзотические состояния \tilde{H}_1^0 и \tilde{H}_2^0 в E_6 ССМ представляют собой суперпозиции фермионных компонент суперполей S_α .
- \tilde{H}_2^0 может иметь массу $\mu_{\tilde{H}_2^0}$ порядка нескольких ГэВ или меньше, тогда как \tilde{H}_1^0 может быть существенно легче 1 эВ .
- В пределе $M_S \gg M_Z$ константа взаимодействия \tilde{H}_2^0 с легчайшим бозоном Хиггса

$$g_{h_1 \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0} \simeq \mu_{\tilde{H}_2^0} / v.$$

- \tilde{H}_2^0 с массой порядка нескольких ГэВ приводит к нестандартным распадам легчайшего бозона Хиггса $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$.
- Время жизни \tilde{H}_2^0 превышает 10^{-8} сек и по этой причине $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ представляет собой невидимый канал распада h_1 .
- Если $\mu_{\tilde{H}_2^0}$ варьируется от 0.3 ГэВ до 2.7 ГэВ , то относительная парциальная ширина $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ изменяется от 0.2% до 20% .

- Если $U(1)_N$ калибровочная симметрия нарушается вакуумными средними S и \bar{S} , то $M_{Z'}$ может быть много больше M_S .
- Данное СУСИ расширение SM должно наряду с S и \bar{S} включать синглетное суперполе ϕ , которые остаются неизменными при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии

$$W_{SE_6SSM} = -\sigma\phi S\bar{S} + \frac{\kappa}{3}\phi^3 + \frac{\mu_\phi}{2}\phi^2 + \Lambda_F\phi + \tilde{\sigma}\phi L_4\bar{L}_4 + W_{E_6SSM}.$$

- В окрестности физического вакуума

$$\langle H_d \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}}, \quad \langle S \rangle = \frac{s_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle \bar{S} \rangle = \frac{s_2}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi \rangle = \frac{\varphi}{\sqrt{2}},$$

$$\tan \beta = v_2/v_1, \quad v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}, \quad \tan \theta = s_2/s_1, \quad s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2}.$$

- В пределе $\kappa \sim \tilde{\sigma} \rightarrow 0$, $\mu_\phi \rightarrow 0$ и $\Lambda_F \rightarrow 0$ E_6SSM обладает дополнительной глобальной $U(1)$ симметрией, которая нарушается вакуумными средними суперполями S , \bar{S} и ϕ .
- При $\mu_\phi = 0$, $\Lambda_F = 0$ и малых значениях κ спонтанное нарушение приближённой $U(1)$ симметрии приводит к появлению нейтрального псевдоголдстоуновского состояния в спектре частиц.

- Когда все константы взаимодействия, нарушающие $U(1)$ симметрию, малы, то взаимодействие легчайшего хиггсовского скаляра с парой псевдоголдстоуновских состояний описывается

$$\mathcal{L}_{h_1 A_1 A_1} \simeq c_{hAA} \frac{h_1}{f_{PQ}} (\partial_\mu A_1)^2, \quad c_{hAA} \ll 1, \quad f_{PQ} \simeq \langle S \rangle \simeq \langle \bar{S} \rangle.$$

- Легчайший хиггсовский скаляр может распадаться на пару псевдоголдстоуновских состояний A_1

$$\Gamma(h_1 \rightarrow A_1 A_1) = \frac{G_{h_1 A_1 A_1}^2}{8\pi m_{h_1}} \sqrt{1 - \frac{4m_{A_1}^2}{m_{h_1}^2}}, \quad G_{h_1 A_1 A_1} \simeq c_{hAA} \frac{m_{h_1}^2}{2f_{PQ}}.$$

- Когда $\lambda \sim \sigma \gg \kappa$, относительная парциальная ширина $h_1 \rightarrow A_1 A_1$ крайне мала.
- При $\varphi \simeq 12 \text{ TeV}$, $s \simeq 16 \text{ TeV}$, $\tan \theta \simeq 0.9$, $\tan \beta \simeq 10$, $\lambda \simeq \sigma \simeq 0.1$ и $\kappa \simeq 0.001$ относительная парциальная ширина $h_1 \rightarrow A_1 A_1$ оказывается порядка 10^{-5} .
- При $\kappa \simeq 0.03$ и практически тех же значениях всех остальных параметров относительная парциальная ширина $h_1 \rightarrow A_1 A_1$ может достигать 8.2%.

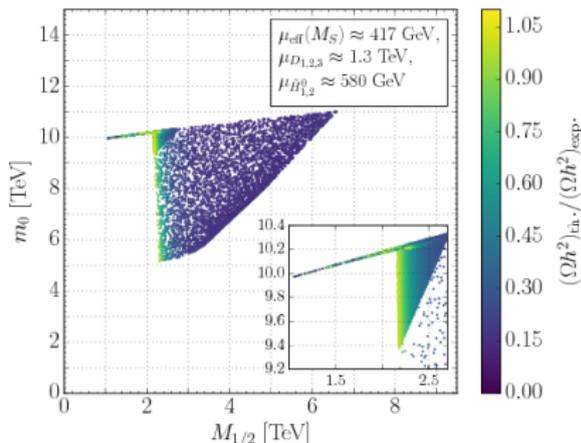
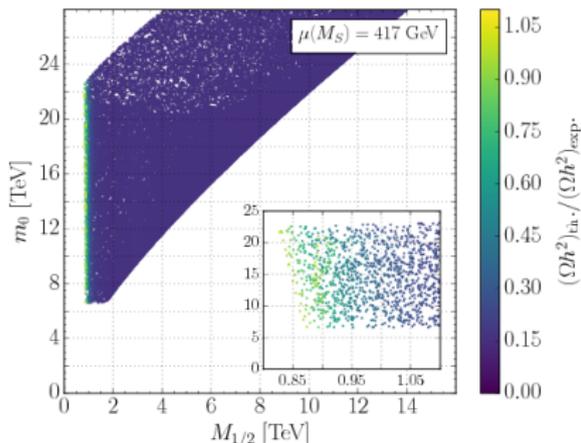
Тёмная материя в простейших реализациях $M(E_6)$ ССМ

- Простейшие реализации СУСИ расширений СМ предполагают универсальность (равенство) различных параметров мягкого нарушения СУСИ на шкале M_X , т.е.

$$m_i^2(M_X) = m_0^2, \quad M_A(M_X) = M_{1/2}, \quad A_i(M_X) = A_0, \quad B_i(M_X) = B_0.$$

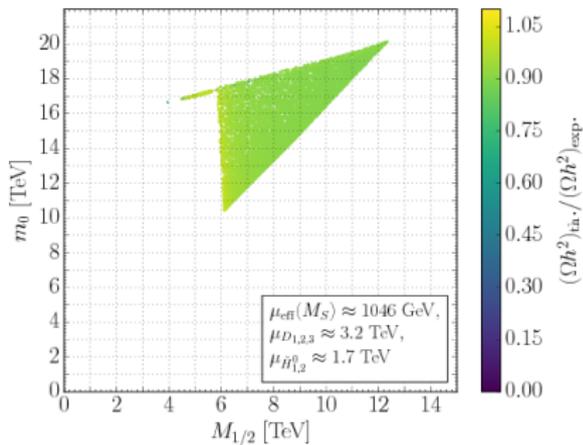
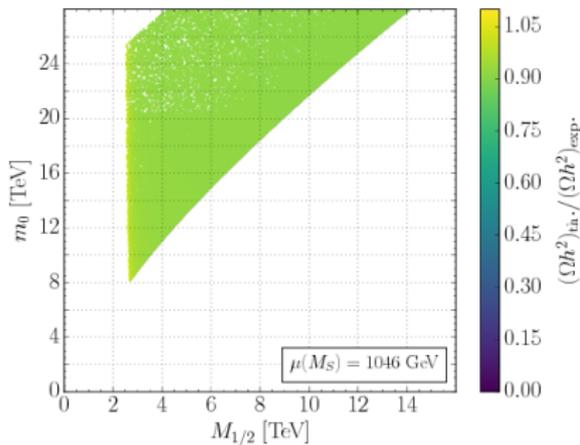
- Интересно проанализировать ограничения на параметры этих моделей при фиксированных значениях $\mu(M_S)$ и $\tan \beta \simeq 10$.

Область допустимых значений параметров в МССМ и E_6 ССМ



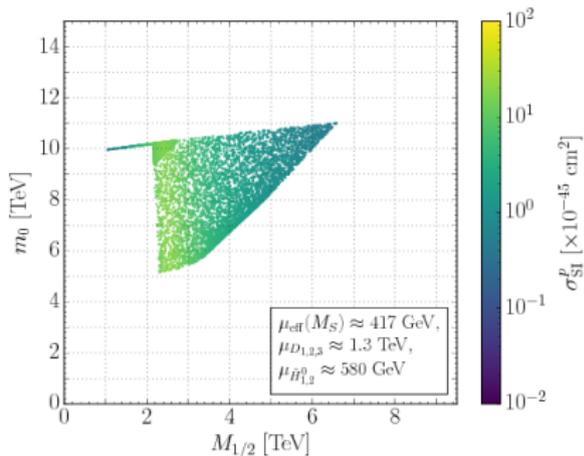
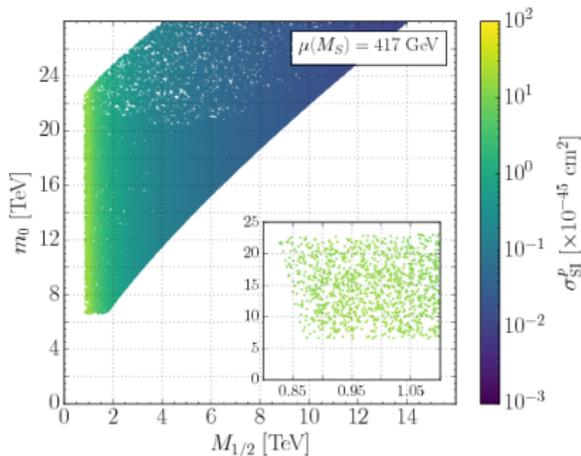
- При этом параметры m_0^2 , $M_{1/2}$, A_0 и B_0 должны быть подобраны так чтобы, уравнения, определяющие минимум хиггсовского потенциала, приводили бы к $v \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta \simeq 10$.
- Рассматривались только сценарии с m_{h_1} от 122 ГэВ до 128 ГэВ и $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ меньшей чем 0.119 .
- Когда $|M_1(M_S)| \lesssim |\mu(M_S)|$ или $|\mu(M_S)| \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$, почти все сценарии приводят к слишком большому значению $\Omega_{\text{CDM}} h^2$.

Область допустимых значений параметров в MSSM и E_6 SSM



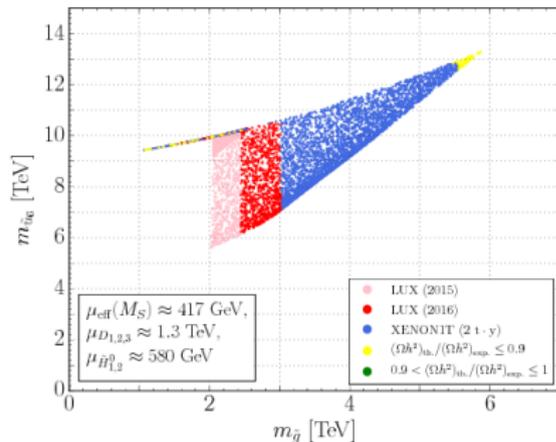
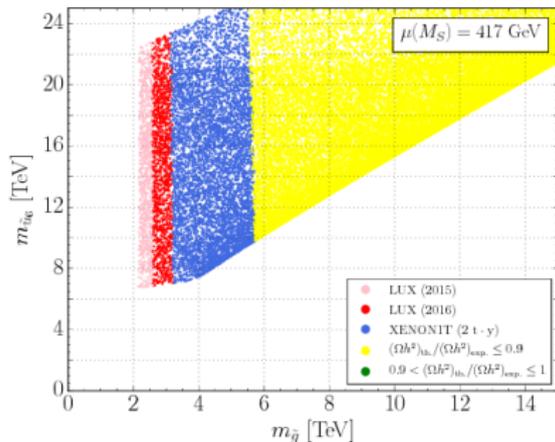
- В СУСИ расширениях СМ сечение рассеяния легчайшего нейтрино на нуклоне σ_{SI} достигает своего максимального значения $\sim 10^{-45} - 10^{-44} \text{ см}^2$ при $|M_1(M_S)| \simeq |\mu(M_S)|$.
- Ограничения, полученные в экспериментах LUX, PandaX-II и XENON1T исключают столь большие значения σ_{SI} .
- При заданном $|\mu(M_S)|$ сечение σ_{SI} и плотность тёмной материи уменьшаются с увеличением $M_{1/2}$.
- В ближайшем будущем несколько экспериментов установят ещё более жёсткие ограничения на σ_{SI} .

Зависимость σ_{SI} от параметров в МССМ и E_6 ССМ



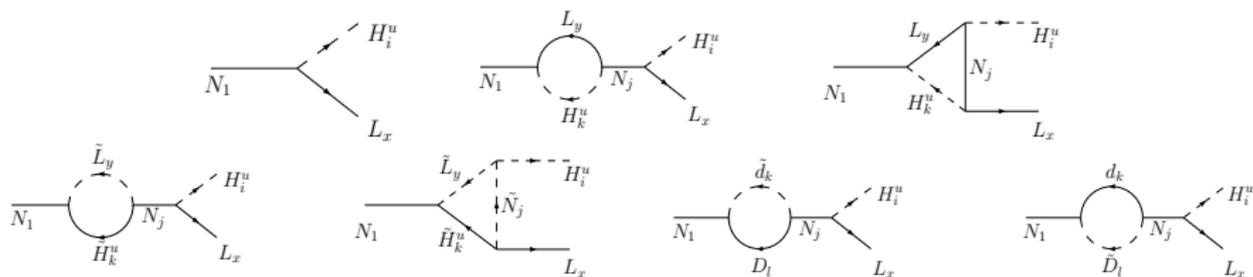
- В рамках E_6 CCM существуют сценарии с $m_{A_1} \approx 2m_{\chi_1^0}$ и массами глюино $M_{\tilde{g}} = 1.5 - 2$ ТэВ, которые отвечают очень малым σ_{SI} .
- Во всех таких случаях легчайшие нейтралино χ_i^0 и чарджино χ_i^\pm имеют массы существенно меньшие 1 ТэВ.
- По этой причине рождение пар $\chi_i^0 \chi_j^0$, $\chi_i^0 \chi_j^\pm$, $\chi_i^\pm \chi_i^\mp$ и $\tilde{g}\tilde{g}$ в экспериментах на БАК может оказаться возможным.
- В частности, это может привести к увеличению сечений процессов $pp \rightarrow \bar{l}l\bar{l}l + \cancel{E}_T + X$ и $pp \rightarrow q\bar{q}q\bar{q} + \cancel{E}_T + X$.

Исключённые области параметров в MSSM и E_6 CCM



Генерация барионной асимметрии в МССМ и E_6 ССМ

- В МССМ и E_6 ССМ лептонная асимметрия может генерироваться в результате распадов легчайших правосторонних нейтрино N_1 и их скалярных суперпартнёров \tilde{N}_1 .
- Эта асимметрия частично конвертируется в барионную асимметрию благодаря сфалеронным процессам [V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155** (1985) 36].
- В рамках МССМ наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной может генерироваться только если $M_{N_1} \gtrsim 10^9$ ГэВ.
- В E_6 ССМ экзотические состояния дают существенный вклад в процесс генерации лептонной асимметрии.



- В E_6 ССМ процесс генерации лептонной асимметрии может быть достаточно эффективен даже в случае, когда $M_{N_1} \simeq 10^{6-7} \text{ ГэВ}$, что позволяет избежать **проблемы гравитино**.
- При этом лептонная асимметрия генерируется в результате распадов

$$N_1 \rightarrow L_4 + H_\alpha^u, \quad N_1 \rightarrow \tilde{L}_4 + \tilde{H}_\alpha^u, \quad \tilde{N}_1^* \rightarrow L_4 + \tilde{H}_\alpha^u, \quad \tilde{N}_1 \rightarrow \tilde{L}_4 + H_\alpha^u.$$

- Если $\tilde{f}_{\alpha\beta} \simeq f_{\alpha\beta} \simeq 0$, лагранжиан E_6 ССМ при $E \lesssim M_{N_1}$ инвариантен по отношению к преобразованиям глобальной $U(1)_E$ симметрии.
- Ненулевые $U(1)_E$ заряды имеют лишь супермультиплеты $H_\alpha^u, H_\alpha^d, D_i, \bar{D}_i, L_4$ и \bar{L}_4 .
- Взаимодействия в суперпотенциале

$$W_N = \frac{1}{2} M_{ij} N_i^c N_j^c + \tilde{h}_{ik} N_i^c (H_u L_k) + h_{i\alpha} N_i^c (H_\alpha^u L_4)$$

нарушают $U(1)_{B-L}$ и $U(1)_E$ симметрии.

- В результате при распадах N_1 и \tilde{N}_1 генерируются $U(1)_{B-L}$ и $U(1)_E$ асимметрии одновременно.

- Ненулевые значения $\tilde{f}_{\alpha\beta}$ и $f_{\alpha\beta}$ нарушают $U(1)_E$ симметрию до Z_2^E .
- При $\tilde{f}_{\alpha\beta} \sim f_{\alpha\beta} \lesssim 10^{-7}$ образующаяся $U(1)_E$ асимметрия определяет концентрацию частиц горячей тёмной материи.

- Образующуюся барионную асимметрию можно оценить исходя из

$$Y_{\Delta B} \sim 10^{-3} \left(\eta \cdot \varepsilon_{1,4} \right), \quad Y_{\Delta B} = \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11},$$

где η варьируется от 0 до 1, а s — плотность энтропии.

- Пренебрегая \tilde{h}_{ik} , $h_{3\alpha}$ и h_{i2} , а также полагая, что $M_{N_1} \simeq 10^6$ ГэВ, $M_{N_2} = 10 \cdot M_{N_1}$ и $h_{j1} = |h_{j1}| e^{i\varphi_{j1}}$, находим

$$\varepsilon_{1,4} = -\frac{3M_1}{8\pi M_2} |h_{21}|^2 \sin 2\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{21} - \varphi_{11}.$$

- Феноменологически приемлемое значение $Y_{\Delta B}$ может быть получено, когда $|h_{21}|$ варьируется от 0.01 до 0.1.
- Образующаяся концентрация частиц горячей тёмной материи должна быть сопоставима по порядку величины с концентрациями барионов и лептонов.

- В СУСИ ТВО с дополнительными измерениями E_6 калибровочная симметрия вблизи шкалы M_X может нарушаться до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_X$ подгруппы.
- Рассмотрим $N = 1$ СУСИ модель с компактификацией двух дополнительных измерений на орбифолд $T^2/(Z_2 \times Z'_2 \times Z''_2)$.
 - Преобразования Z_2 симметрии отвечают $y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$.
 - При преобразованиях Z'_2 симметрии $y' \rightarrow -y'$ и $z \rightarrow -z$, где $y' = y - \pi R_5/2$.
 - Преобразования Z''_2 симметрии соответствуют $y \rightarrow -y$ и $z' \rightarrow -z'$, где $z' = z - \pi R_6/2$.
- Компоненты $\hat{\Phi}$ и $\hat{\Phi}^c$ шестимерного $27'$ супермультиплета Φ преобразуются при преобразованиях Z_2, Z'_2 и Z''_2

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(x, -y, -z) &= P\hat{\Phi}(x, y, z), & \hat{\Phi}^c(x, -y, -z) &= -P\hat{\Phi}^c(x, y, z), \\ \hat{\Phi}(x, -y', -z) &= P_I\hat{\Phi}(x, y', z), & \hat{\Phi}^c(x, -y', -z) &= -P_I\hat{\Phi}^c(x, y', z), \\ \hat{\Phi}(x, -y, -z') &= P_{II}\hat{\Phi}(x, y, z'), & \hat{\Phi}^c(x, -y, -z') &= -P_{II}\hat{\Phi}^c(x, y, z'). \end{aligned}$$

- Операторы P , P_I и P_{II} представляют собой диагональные матрицы с собственными значениями ± 1

$$(P)_{jj} = \sigma \exp\{2\pi i \Delta \alpha_j\}, \quad (P_I)_{jj} = \sigma_I \exp\{2\pi i \Delta_I \alpha_j\}, \\ (P_{II})_{jj} = \sigma_{II} \exp\{2\pi i \Delta_{II} \alpha_j\},$$

где α_j — веса представления группы E_6 , а $\sigma, \sigma_I, \sigma_{II} \in \{+, -\}$.

- Инвариантность шестимерных СУСИ моделей по отношению к преобразованиям Z_2 , Z_2^I и Z_2^{II} симметрий позволяет свести рассмотрение дополнительных компактных измерений к

$$y \in [0, \pi R_5/2], \quad z \in [0, \pi R_6/2].$$

- Эта часть пространства ограничена четырьмя бранами O , O_I , O_{II} и O_{III} , расположенными по углам вблизи фиксированных точек

$$(0, 0), \quad (0, \pi R_6/2), \quad (\pi R_5/2, 0), \quad (\pi R_5/2, \pi R_6/2).$$

Трансформационные свойства компонент шестимерного 27' супермультиплета с $\sigma = \sigma_I = \sigma_{II} = +1$.

	Q	u^c	e^c	L	d^c	N^c	S	H^u	D	H^d	\bar{D}
Z_2	-	-	-	-	-	-	+	+	+	+	+
Z_2^I	-	+	+	-	+	+	+	-	+	-	+
Z_2^{II}	-	-	-	+	+	+	-	+	+	-	-

- На бранах O , O_I , O_{II} и O_{III} E_6 симметрия нарушается до $SO(10) \times U(1)_\psi$, $SU(6) \times SU(2)_W$, $SO(10)' \times U(1)'$ и $SO(10)'' \times \tilde{U}(1)$ соответственно.
- В результате E_6 калибровочная симметрия нарушается до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_X$.
- Предполагается, что три 27_i локализованы на бране O .
- Супермультиплеты H_u , \bar{H}_u , H_d , \bar{H}_d , S и \bar{S} появляются в качестве безмассовых нулевых мод КК разложения шестимерных $27'$ -плетов с квантовыми числами

$$(+, -, +), \quad (-, +, -), \quad (+, -, -), \quad (-, +, +), \\ (+, +, -), \quad (-, -, +).$$

- Соответствующий набор безмассовых нулевых мод также содержит супермультиплеты L_4 , \bar{L}_4 , N_H^c и \bar{N}_H^c .
- Поэтому при энергиях $E \lesssim M_X$ спектр частиц наряду с тремя полными 27 -плетами может включать H_u , \bar{H}_u , H_d , \bar{H}_d , S , \bar{S} , L_4 , \bar{L}_4 , N_H^c и \bar{N}_H^c .

- В простейшем случае при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии $\bar{H}_u \rightarrow -\bar{H}_u$, $\bar{H}_d \rightarrow -\bar{H}_d$ и $\bar{S} \rightarrow -\bar{S}$, а $N_H^c \rightarrow N_H^c$ и $\bar{N}_H^c \rightarrow \bar{N}_H^c$.
- В этом случае супермультиплеты \bar{H}_u , \bar{H}_d , \bar{S} и линейные суперпозиции соответствующих компонент 27_i образуют состояния с массами порядка M_X .
- Суперполя N_H^c и \bar{N}_H^c приобретают вакуумные средние, нарушая $U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ симметрию до $U(1)_N \times P_M$ и генерируя большие массы N_i^c ($M_i \gg M_S$).
- Остальные состояния в E_6 SSM могут приобретать массы $\lesssim M_S$.
- В рассматриваемой шестимерной СУСИ ТВО приводимые и неприводимые аномалии сокращаются.
- Если шкала M_X больше чем $1.5 - 2 \cdot 10^{16}$ ГэВ, то время жизни протона в этой модели превышает экспериментальное нижнее ограничение.
- Данная модель не предполагает точного совпадения калибровочных констант вблизи шкалы M_X .

Положения, выносимые на защиту:

1. Предложено расширение МССМ с дополнительной $U(1)_N$ калибровочной симметрией (E_6 ССМ), спектр частиц которой включает по крайней мере три простейших представления группы E_6 . В рамках E_6 ССМ исследован процесс генерации барионной асимметрии Вселенной, обусловленный распадами легчайших правосторонних нейтрино и снейтрино, которые не участвуют в калибровочных взаимодействиях. Показано, что благодаря наличию экзотических состояний можно избежать проблемы гравитино. При этом экзотические кварки и скварки в E_6 ССМ представляют собой либо лептокварковые (сценарий А) либо дикварковые (сценарий В) состояния. Рассмотрены возможные проявления экзотических состояний в экспериментах на БАК.

2. Найдены простейшие пятимерные СУСИ ТВО, которые могут приводить к сценариям А и В при энергиях существенно меньших, чем M_X . Предложена E_6 СУСИ модель в шестимерном пространстве, в которой спектр частиц при низких энергиях отвечает сценарию А.

3. Проведён сравнительный анализ эволюции калибровочных констант взаимодействия в МССМ и E_6 ССМ. Показано, что в случае сценария А точного совпадения калибровочных констант СМ на шкале M_X можно добиться практически при любых феноменологически приемлемых значениях $\alpha_3(M_Z)$, тогда как в рамках сценария В учёт двухпетлевых поправок разрушает объединение калибровочных констант.

4. Исследованы нарушение $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочной симметрии и спектр бозонов Хиггса в E_6 ССМ. Показано, что даже в древесном приближении масса легчайшего CP-чётного бозона Хиггса в этой модели может достигать 120 – 130 ГэВ, а относительные парциальные ширины нестандартных распадов этого хиггсовского состояния могут составлять 10 – 20%. Отдельно в контексте верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского скаляра изучен сценарий инфракрасной квазификсированной точки.

5. В рамках E_6 ССМ и МССМ с универсальными параметрами мягкого нарушения суперсимметрии на шкале M_X проанализированы ограничения на параметры этих моделей. Показано, что в E_6 ССМ, так же как и в МССМ, почти все скалярные частицы имеют массы большие 5 ТэВ и существенно тяжелее глюино, а также легчайших нейтралино и чарджино. Установлено, что в общем случае имеющиеся экспериментальные ограничения на сечение рассеяния частиц тёмной материи на ядрах приводят к весьма жёстким нижним ограничениям на массы суперпартнёров калибровочных бозонов. Тем не менее в E_6 ССМ найдены сценарии с относительно лёгкими калибрино.

6. Используя двухпетлевые уравнения ренормгруппы, установлены теоретические ограничения на значения юкавских констант при низких энергиях в рамках НМССМ и НМССМ+. Показано, что наиболее естественным образом хиггсовский бозон, который можно отождествить с состоянием, обнаруженным в экспериментах на БАК, можно получить в области параметрического пространства, отвечающей НМССМ (или НМССМ+) с приближённой $U(1)$ симметрией. В этом пределе исследован спектр бозонов Хиггса и вычислены сечения рождения всех хиггсовских состояний.

Модели составного Хиггса (МСХ) и E_6 МСХ

- Модели составного Хиггса (МСХ) содержат два сектора:
 - Первый сектор включает элементарные частицы.
 - Второй сектор, в котором происходит нарушение электрослабой симметрии, приводит к образованию связанных состояний, к которым, в частности, относится $SU(2)_W$ дублет бозонов Хиггса.
- При низких энергиях фермионы (бозоны) СМ (ψ_a^i) представляют собой суперпозицию элементарных состояний первого сектора ($\tilde{\psi}_a^i$) и связанных состояний второго сектора ($\tilde{\Psi}_a^i$), т.е.

$$|\psi_a^i\rangle = c_a^i |\tilde{\psi}_a^i\rangle + s_a^i |\tilde{\Psi}_a^i\rangle .$$

- Константы взаимодействия фермионов (бозонов) СМ с бозоном Хиггса определяются примесью составных фермионов (бозонов) в рассматриваемых состояниях СМ.
- Наблюдаемая иерархия масс в кварковом и лептонном секторах СМ может быть воспроизведена в рамках МСХ, если примеси составных партнёров в состояниях СМ, отвечающих первому и второму поколениям фермионов, достаточно малы.

- В контексте изучения МСХ большой интерес представляет исследование моделей, которые могут появляться в качестве низкоэнергетического предела E_6 теорий Великого Объединения (E_6 МСХ) [R. Nevzorov, A. W. Thomas, Phys. Rev. D. 92 (2015) 075007.].
- В E_6 МСХ лагранжиан второго сектора инвариантен по отношению к преобразованиям приближённой $SU(6) \times U(1)_L$ симметрии.
- Подразумевается, что динамика взаимодействий во втором секторе приводит к нарушению $SU(6)$ симметрии вблизи шкалы $f \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ до $SU(5)$ подгруппы.
- Калибровочная группа СМ $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ является подгруппой $SU(6)$ и $SU(5)$.
- $U(1)_L$ симметрия позволяет подавить операторы, генерирующие слишком большие массы левосторонних нейтрино.
- В секторе элементарных частиц $U(1)_L$ симметрия нарушается до $Z_2^L = (-1)^L$, которая подавляет операторы приводящие к распаду протона.
- При этом операторы, нарушающие барионное число, также достаточно сильно подавлены.

- Сектор элементарных частиц E_6 МСХ включает

$$(q_i, d_i^c, l_i, e_i^c) + u_\alpha^c + \bar{q} + \bar{d}^c + \bar{l} + \bar{e}^c,$$

где $i = 1, 2, 3$ и $\alpha = 1, 2$.

- Состояния \bar{q} , \bar{d}^c , \bar{l} и \bar{e}^c обеспечивают сокращение аномалий.
- E_6 МСХ предполагает, что во втором секторе формируются фермионные состояния образующие $\mathbf{10} + \bar{\mathbf{5}}$ мультиплеты $SU(5)$.
- Нарушение $SU(6)$ симметрии может приводить к набору таких связанных состояний, если спектр частиц E_6 МСХ включает один $\mathbf{15}$ -плет и два $\bar{\mathbf{6}}$ -плета ($\bar{\mathbf{6}}_1$ и $\bar{\mathbf{6}}_2$) группы $SU(6)$ с $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ квантовыми числами

$$\begin{aligned} \mathbf{15} \rightarrow Q &= \left(3, 2, \frac{1}{6} \right), \\ t^c &= \left(3^*, 1, -\frac{2}{3} \right), \\ E^c &= \left(1, 1, 1 \right), \\ D &= \left(3, 1, -\frac{1}{3} \right), \\ \bar{L} &= \left(1, 2, \frac{1}{2} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{6}}_\alpha \rightarrow D_\alpha^c &= \left(\bar{3}, 1, \frac{1}{3} \right), \\ L_\alpha &= \left(1, 2, -\frac{1}{2} \right), \\ N_\alpha &= \left(1, 1, 0 \right), \\ \alpha &= 1, 2. \end{aligned}$$

- Все экзотические фермионы за исключением t^c приобретают массы порядка f

$$\mathcal{L}_{mass}^{exotic} = \tilde{\mu}_L \bar{L} L_2 + \tilde{\mu}_D D_2^c D + \frac{1}{2} M_1 \bar{N}_1^c N_1 + \frac{1}{2} M_2 \bar{N}_2^c N_2 + \mu_D \bar{d}^c D_1^c + \mu_Q \bar{q} Q + \mu_L \bar{l} L_1 + \mu_E \bar{e}^c E^c + h.c..$$

- Компоненты, отвечающие составному t^c становятся массивными после нарушения $SU(2)_W \times U(1)_Y$ симметрии.
- Значение $\alpha_3(M_Z)$, при котором происходит объединение калибровочных констант СМ, можно оценить:

$$\frac{1}{\alpha_3(M_Z)} \simeq \frac{1}{b_1 - b_2} \left[\frac{b_1 - b_3}{\alpha_2(M_Z)} - \frac{b_2 - b_3}{\alpha_1(M_Z)} \right],$$

где b_i — однопетлевые β -функции, а индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют $U(1)_Y$, $SU(2)_W$ и $SU(3)_C$ взаимодействиям.

- Все составные состояния дают одинаковый вклад в b_i , оставляя неизменным $(b_i - b_j)$.
- В данном случае точного совпадения калибровочных констант СМ при сверхвысоких энергиях можно добиться при $\alpha_3(M_Z) \simeq 0.109$.
- Это указывает на то, что E_6 МСХ может приводить к приближенному объединению калибровочных констант СМ.

- При энергиях $E \ll f$ спектр частиц E_6 МСХ включает псевдоголдстоуновские состояния: $SU(2)_W$ дублет бозонов Хиггса H , $SU(3)_C$ триплет скалярных полей T и синглет A с $L = 0$.
- $SU(3)_C$ триплет T главным образом распадается на $T \rightarrow t\bar{b}$.
- При $E \lesssim f$ $U(1)_B$ сохраняется с достаточно высокой точностью и T проявляет себя во взаимодействиях с частицами СМ в качестве дикварка, т.е. $B = -2/3$.
- В экспериментах на БАК парное рождение таких дикварков должно приводить к увеличению сечения $pp \rightarrow T\bar{T} \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$.
- Когда N_1 существенно легче других экзотических фермионов, барионная асимметрия может генерироваться в результате распадов $N_1 \rightarrow T + \bar{d}_i$ и $N_1 \rightarrow T^* + d_i$.

- N_1 и N_2 главным образом взаимодействуют с T и b -кварком, т.е.

$$\mathcal{L}_N = g_{31}^* T b^c N_1 + g_{32}^* T b^c N_2 + h.c..$$

- Образующуюся барионную асимметрию можно оценить исходя из

$$Y_{\Delta B} \sim 10^{-3} \left(\eta \cdot \varepsilon_{1,3} \right), \quad Y_{\Delta B} = \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = (8.75 \pm 0.23) \times 10^{-11},$$

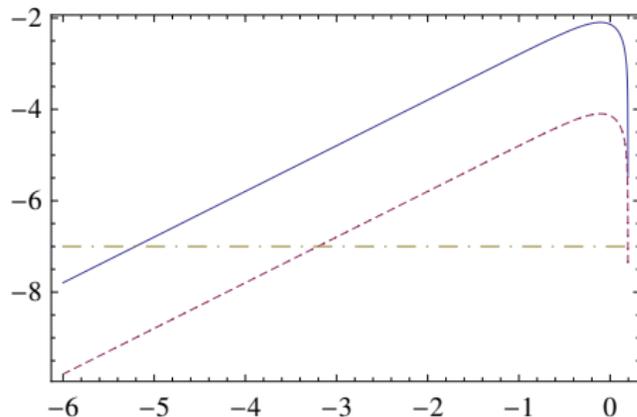
где η варьируется от 0 до 1, а s — плотность энтропии.

- Когда $g_{31} = |g_{31}|e^{i\varphi_{31}}$ и $g_{32} = |g_{32}|e^{i\varphi_{32}}$, в пределе $M_2 \gg M_1$ находим

$$\varepsilon_{1,3} \simeq -\frac{1}{(4\pi)} \frac{|g_{32}|^2 M_1}{M_2} \sin 2\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{32} - \varphi_{31}.$$

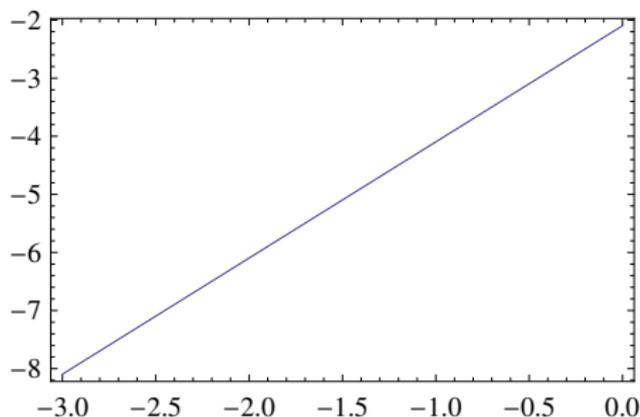
- При $M_2 \simeq 10 \cdot M_1$ и $\eta \sim 1$ феноменологически приемлемая барионная асимметрия может быть получена если $|g_{32}| \gtrsim 0.01$.
- Когда $|g_{32}| \gtrsim 0.1$ и $\eta \sim 1$ феноменологически приемлемая барионная асимметрия генерируется даже в случае $\Delta\varphi \lesssim 0.01$.

Log[$\varepsilon_{1,3}$]



Log[$\Delta\varphi$]

Log[$\varepsilon_{1,3}$]



Log[$|g_{32}|$]

7. Предложена шестимерная СУСИ модель, в которой нарушение E_6 калибровочной симметрии приводит к модели составного Хиггса (E_6 МСХ) с $SU(6)$ приближённой глобальной симметрией в секторе, образующем набор связанных состояний. В рамках E_6 МСХ предложен механизм генерации барионной асимметрии, а также рассмотрены генерация масс фермионов и возможные проявления этой модели в экспериментах на БАК. В частности, исследованы сечение рождения и относительные парциальные ширины распадов нейтрального псевдоголдстоуновского бозона, который образуется в результате нарушения $SU(6)$ симметрии.

Расширения СМ с вырожденными вакуумами

- Потенциал взаимодействия хиггсовских полей в СМ может иметь два практически вырожденных минимума.
- Минимум на электрослабой шкале определяется параметром m_H^2 .
- При сверхвысоких энергиях m_H^2 можно пренебречь.
- Предполагая, что λ зависит только от $\phi = \sqrt{H^\dagger H}$, находим, что второй минимум реализуется, если на некоторой шкале Λ

$$\left. \frac{dV_{\text{eff}}(\phi)}{d\phi} \right|_{\phi=\Lambda} \approx (4\lambda(\phi) + \beta_\lambda) \phi^3 \Big|_{\phi=\Lambda} \simeq 0, \quad \beta_\lambda = \frac{d\lambda(\phi)}{d \log \phi}$$

- Первый и второй вакуумы оказываются практически вырожденными при условии, что $\lambda(\Lambda) \simeq \beta_\lambda(\Lambda) \simeq 0$.
- Когда $\Lambda \simeq M_P$, наличие такого второго минимума предполагает, что [C. D. Froggatt, H. B. Nielsen, Phys. Lett. B **368** (1996) 96]

$$M_H = 135 \pm 9 \text{ ГэВ}, \quad M_t = 173 \pm 4 \text{ ГэВ}.$$

- Существование таких вырожденных вакуумов предсказывается *принципом мультикритической точки* [D. L. Bennett, H. B. Nielsen, Int. J. Mod. Phys. A. **9** (1994) 5155].

- Расширения СМ с двумя дублетами Хиггса могут приводить к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум.
- Набор таких вакуумов возникает в результате спонтанного нарушения приближённой глобальной $U(1)$ симметрии.
- Когда Λ приближается к M_P , существование вырожденных вакуумов предполагает, что $U(1)$ симметрия является почти точной.
- Это приводит к подавлению эффектов связанных с СР нарушением в хиггсовском секторе, а также процессов, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах.
- Потенциал взаимодействия хиггсовских полей в рассматриваемых моделях может быть представлен виде:

$$V_{\text{eff}}(H_1, H_2) = m_1^2(\Phi)H_1^\dagger H_1 + m_2^2(\Phi)H_2^\dagger H_2 - \left[m_3^2(\Phi)H_1^\dagger H_2 + h.c. \right] \\ + \frac{\lambda_1(\Phi)}{2}(H_1^\dagger H_1)^2 + \frac{\lambda_2(\Phi)}{2}(H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_3(\Phi)(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + \lambda_4(\Phi)|H_1^\dagger H_2|^2, \\ \Phi^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2, \quad \Phi_n^2 = H_n^\dagger H_n, \quad n = 1, 2.$$

- Ненулевое значение m_3^2 нарушает $U(1)$ симметрию.
- Однако при $\Lambda^2 \gg m_i^2$ такое нарушение является допустимым.
- Набор вырожденных вакуумов на шкале Λ образуется при $\lambda_4(\Lambda) < 0$.
- Когда юкавская константа t кварка h_t много больше всех других юкавских констант, они имеют примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум, если

$$\sqrt{\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda) + \lambda_3(\Lambda) + \lambda_4(\Lambda)} \simeq 0,$$

$$\lambda_4^2(\Lambda) \simeq \frac{6h_t^4(\Lambda)\lambda_1(\Lambda)}{(\sqrt{\lambda_1(\Lambda)} + \sqrt{\lambda_2(\Lambda)})^2} - 2\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda) - \frac{3}{8} \left(3g_2^4(\Lambda) + 2g_2^2(\Lambda)g_1^2(\Lambda) + g_1^4(\Lambda) \right).$$

- В окрестности физического вакуума $\langle H_1 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ и $\langle H_2 \rangle = v_2/\sqrt{2}$, где $v \simeq \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246 \text{ ГэВ}$ и $\tan \beta = v_2/v_1$.
- Когда $m_3^2 \gg v^2$, все бозоны Хиггса за исключением легчайшего хиггсовского скаляра h_1 приобретают массы $\sim 2m_3^2/\sin 2\beta$.
- При любых $\Lambda \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ масса h_1 варьируется в широком интервале значений, включающем $m_{h_1} \simeq 125 - 126 \text{ ГэВ}$.

- Имплементация принципа мультикритической точки в (N=1) СУГРА моделях предполагает наличие по крайней мере двух вырожденных вакуумов.
- Суперпотенциал "скрытого" сектора простейшей СУГРА модели имеет вид:

$$\hat{W}(z) = m_0(z + \beta)^2.$$

- Здесь используется система единиц, в которой $M_{Pl} \equiv \frac{M_P}{\sqrt{8\pi}} = 1$.
- В древесном приближении при $\beta = \beta_0 = -\sqrt{3} + 2\sqrt{2}$ потенциал взаимодействия скалярных полей "скрытого" сектора является положительно определённым и имеет два минимума.
- Минимум $z^{(2)} = -\beta = -\beta_0$ отвечает стационарной точке суперпотенциала, вблизи которой его значение обращается в ноль и суперсимметрия остаётся ненарушенной.
- В другом минимуме $z^{(1)} = \sqrt{3} - \sqrt{2}$, который можно отождествить с физическим вакуумом, гравитино приобретает массу $m_{3/2} \simeq 1.49 \cdot m_0$ и генерируется набор параметров мягкого нарушения СУСИ.
- В этих минимумах плотность энергии зануляется.

- Во втором вакууме возможно динамическое нарушение локальной СУСИ, которое приводит к положительной и крайне малой плотности энергии.
- Предполагая, что различие в плотностях энергий первого и второго вакуумов пренебрежимо мало, можно оценить величину космологической постоянной ρ_Λ .
- Если во втором вакууме происходит динамическое нарушение СУСИ, то оно может быть обусловлено сильными $SU(3)_C$ взаимодействиями.
- Когда калибровочные константы в первом и втором вакуумах при сверхвысоких энергиях практически совпадают, можно оценить значение шкалы Λ_{SQCD} , где $SU(3)_C$ взаимодействия становятся чрезвычайно сильными в суперсимметричном вакууме

$$\Lambda_{SQCD} = M_S \exp \left[\frac{2\pi}{b_3 \alpha_3^{(2)}(M_S)} \right], \quad \frac{1}{\alpha_3^{(2)}(M_S)} = \frac{1}{\alpha_3^{(1)}(M_Z)} - \frac{\tilde{b}_3}{4\pi} \ln \frac{M_S^2}{M_Z^2},$$

где M_S — шкала, отвечающая массам суперчастиц в физическом вакууме, $\alpha_3^{(1)}(M_Z) \simeq 0.118$, $b_3 = -3$ и $\tilde{b}_3 = -7$.

- В этом случае шкала Λ_{SQCD} главным образом определяется M_S и уменьшается с увеличением M_S .
- Вблизи Λ_{SQCD} юкавская константа t кварка $h_t(q) \sim g_3(q)$, что может привести к образованию кваркового конденсата, который нарушает СУСИ, генерируя положительную плотность энергии во втором вакууме, т.е.

$$\rho_\Lambda \simeq \Lambda_{SQCD}^4.$$

- При $M_S \sim 1 \text{ ТэВ}$ значение $\rho_\Lambda \sim 10^{-100} M_{Pl}^4$.
- Наблюдаемое значение ρ_Λ , которое соответствует $\Lambda_{SQCD} \simeq 10^{-3} \text{ эВ}$, может быть получено при $M_S \simeq 10^3 - 10^4 \text{ ТэВ}$.
- Когда $M_S \sim M_{Pl}$, феноменологически приемлемое значение ρ_Λ можно получить, если во втором вакууме нарушение СУСИ обусловлено образованием конденсата калибрино в "скрытом" секторе, т.е. $\langle \bar{\lambda}_a \lambda_a \rangle \simeq \Lambda_X^3$, при котором

$$\rho_\Lambda \sim \Lambda_X^6 / M_{Pl}^2.$$

- Наблюдаемое значение ρ_Λ отвечает $\Lambda_X \sim \Lambda_{QCD}/10$.

Положения, выносимые на защиту:

8. В расширении СМ с двумя дублетами Хиггса получены соотношения между параметрами этой модели, которые приводят к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум. Установлено, что такие вакуумы образуются в результате спонтанного нарушения приближённой $U(1)$ симметрии, которая приводит к подавлению процессов, сопровождающихся нейтральными переходами с изменением аромата. Изучен сценарий инфракрасной квазификсированной точки и исследована зависимость массы легчайшего CP-чётного бозона Хиггса от параметров модели.

9. Предложены СУГРА модели с вырожденными вакуумами, один из которых можно отождествить с физическим вакуумом, а в другом низкоэнергетический предел рассматриваемой теории описывается СУСИ моделью в плоском пространстве. Получены оценки для величины космологической постоянной. Рассмотрены предсказания данных СУГРА моделей, которые могут быть проверены в ходе экспериментов на БАК.

Заключение

- Нарушение калибровочной симметрии в ТВО может приводить к СУСИ расширениям СМ и моделям составного Хиггса, спектр частиц которых включает хиггсовский бозон с массой 125 ГэВ.
- Данные обобщения СМ предполагают существование новых частиц и взаимодействий, которые могут быть открыты в экспериментах на БАК в ближайшее время.
- В частности, новые экзотические состояния могут быть обнаружены в распадах бозона Хиггса с массой 125 ГэВ.
- Некоторые из новых состояний могут образовывать либо значительную либо большую часть плотности тёмной материи.
- Другие состояния могут играть важную роль в процессе генерации барионной асимметрии Вселенной.