

2009

Реферат на тему: Суперсимметрия

«Введение в космомикрофизику»

Силаева С. В.

МИФИ: Кафедра Элементарных Частиц

Группа Т10-40



1. SUSY model

Термин ‘суперсимметрия’ означает симметрию между фермионами и бозонами. Каждая модель Теории Великого Объединения (ТВО), основанная на обычной калибровочной симметрии, может быть расширена до суперсимметричного варианта. Так, существует минимальная SUSY SU(5) – модель или SUSY SU(10) – модель. Суперсимметрия обладает очень широким спектром феноменологических проявлений (множество супер-партнеров, последовательности распадов, кандидаты на роль темной материи, нарушение R-четности, CP-нарушение, нарушение закона сохранения лептонного числа, и т.д. и т.п.). Отмечены были также две важные возможности SUSY моделей: CP-нарушение через CP-нечетные мягкие фазы и нарушение лептонного числа за счет несохранения R-четности и смешивания нейтрино с нейтралينو.

Одной из наиболее популярных категорий кандидатов на роль частиц темной материи (ТМ) являются вимпы (название “вимпы” образовано от англ. абревиатуры WIMPs-Weakly Interacting Massive Particles), которые по определению были рождены впервые мгновения после Большого взрыва. Термином “вимп” принято называть класс частиц, характеризующихся, прежде всего, такими значениями массы и сечения аннигиляции, которые позволяют им выйти из равновесия в ранней Вселенной с плотностью, характерной для ТМ. Вимпы особенно привлекательны как кандидаты в ТМ ввиду ряда очевидных достоинств. Во-первых, появление вимпов в теоретической физике частиц мотивировано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Во-вторых, согласно стандартным космологическим предположениям, их тепловая реликтовая распространенность естественным образом совпадает с той, которая требуется для ТМ. Наконец, требование достаточно эффективной аннигиляции вимпов (для обеспечения соответствующей реликтовой плотности) означает, что взаимодействие вимпов с материей является достаточно сильным для того, чтобы они могли быть обнаружены в прямых экспериментах.

Оценки для современной плотности вимпов дают: $\Omega_{WIMP} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}$. Среднее сечение аннигиляции, умноженное на скорость для частицы данной массы, имеет максимум, определяемый парциально-волновой унитарностью S-матрицы, $\langle \sigma_{ann} v \rangle_{max} \approx \frac{1}{m_{WIMP}^2}$. Требование $\Omega_{WIMP} h^2 \leq 1$ соответствует унитарному пределу и приводит к ограничению на массу частиц ТМ $m_{WIMP} \leq 340 \text{ ТэВ}$. Данные WMAP приводят к более строгим ограничениям: $m_{WIMP} \leq 120 \text{ ТэВ}$.

2. Суперсимметричные частицы

Несколько вариантов расширений Стандартной Модели (СМ) приводят к вимпам. Одно из них, наиболее популярное - это Суперсимметрия (Supersymmetry - SUSY), которая расширяет СМ посредством включения в нее новых частиц и взаимодействий. В отличие от СМ, в которой имеется фундаментальное различие между фермионами (составными частями материи) и бозонами (переносчиками взаимодействий), суперсимметричные теории объединяют оба этих типа частиц в рамках унифицированной картины вещества и взаимодействий. В суперсимметричных теориях наряду с существованием обычных частиц предполагается существование их суперпартнеров, новых частиц со спинами, различающимися на $\frac{1}{2}$. Особенностью суперсимметричных теорий является унификация калибровочных констант связи на масштабе $M_U \sim 2 \times 10^{16} \text{ ГэВ}$.

Минимальным суперсимметричным расширением СМ является MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). В этой модели всем калибровочным полям сопоставляются фермионные суперпартнеры. Глюоны, калибровочные бозоны B , W_3 (или γ и Z^0) и W^\pm получают фермионных партнеров, называемых глюино (\tilde{g}) бино (\tilde{B}) и вино (\tilde{W}^i). Общее название для всех этих партнеров – гауино. Всем фермионам ставятся в соответствие скалярные партнеры, т.е. кварки и лептоны получают скалярных партнеров (“скварки”, “слептоны”). Вводится одно дополнительное поле Хиггса (к двум хиггсовским дублетам) и каждому нейтральному хиггсовскому бозону (H_1^0, H_2^0) ставится в соответствие хиггсино ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) со спином $\frac{1}{2}$.

В MSSM вводится R-четность – мультипликативное число, определяемое соотношением

$R = (-1)^{3B+L+2s}$, где B – барионное число, L – лептонное число, s – спин частицы. Для всех частиц СМ $R=1$, а для всех их суперпартнеров $R=-1$. Как следствие сохранения R-четности, суперсимметричные частицы (“с-частицы”) могут распадаться только нечетное число с-частиц (ЛСЧ) является стабильной и может исчезнуть только в результате парной аннигиляции. Это делает ЛСЧ очень привлекательным кандидатом на роль ТМ.

В модели MSSM существует целый ряд ограничений на природу ЛСЧ. Эта частица не может иметь электрического или цветного заряда, поскольку в противном случае она могла бы образовать с барионной материей тяжелые изотопы, что противоречит экспериментальным данным. Наиболее подходящим кандидатом в ЛСЧ являются нейтралино – линейная комбинация суперпартнеров фотона, Z^0 и хиггсовских H_1^0 и H_2^0 бозонов.

С точки зрения регистрации нейтралино, наиболее важны реакции парной аннигиляции и упругого рассеяния на нуклонах. В современную эпоху нейтралино должны быть существенно нерелятивистскими с основными каналами аннигиляции в фермион-антифермионные пары (преимущественно тяжелые), пары калибровочных бозонов (W^+W^- , Z^0Z^0) и конечные состояния, содержащие хиггсовские бозоны.

Кроме нейтралино другими возможными суперсимметричными кандидатами в частицы ТМ могли бы являться снеитрино и гравитино. Однако, ожидаемые значения сечения снеитрино-нуклонных взаимодействий оказываются слишком большими и находятся в противоречии с результатами прямых поисков ТМ. Что касается гравитино, то наличие у них только гравитационных взаимодействий делает их малоинтересными объектами для экспериментов по непрямым поискам ТМ.

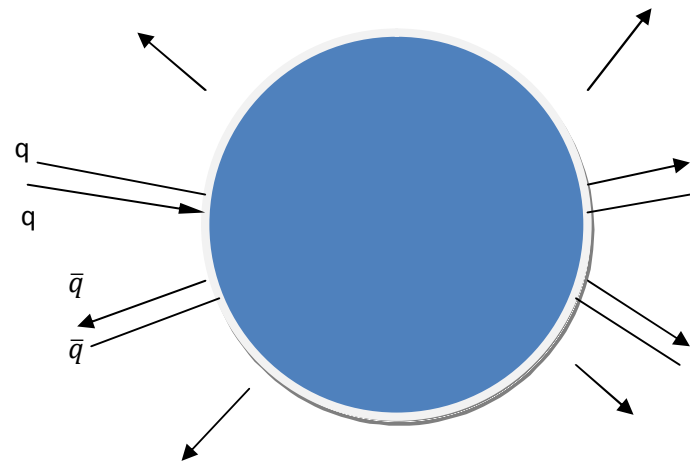
3. Космологический сценарий

Вселенная, эволюция, которая описывается $R(t) \approx R(0) \exp \left\{ \sqrt{\left(\frac{8\pi G_N \rho_V}{3} \right)} t \right\}$, где $\Lambda = 8\pi G_N \rho_V$ известна под названием вселенной де Ситтера, или вследствие экспоненциально возрастающего расширения – под названием инфляционной вселенной.

Сценарий электрослабого бариогинезиса

Этот сценарий работает только в расширениях стандартной модели. Требуемое отклонение от температурного равновесия обеспечивается расширением пузырьков хиггса истинного вакуума. Среди различных механизмов бариогинезиса следует отметить:

- Нелокальный бариогенезис случае частицы и античастицы имеют CP - несохраняющие взаимодействия со стенкой пузыря. Это приводит к асимметрии квантового числа (отличного от B), переносимого токами (анти) частиц в нарушенной фазе. В этой фазе асимметрия посредством B+L – нарушающих сфалеронных процессов трансформируются в асимметрию барионного числа. При этом B-нарушающие обратные реакции заблокированы, и асимметрия барионного числа проявляется в явном виде. Схема нелокального бариогенезиса изображена ниже



Нарушенная фаза $\Phi = 0$

Наша Вселенная

$$\Gamma_{B+L}^{sph} \cong 0$$

- Локальный бариогенезис относится к случаю, когда как CP – нарушающие, так и B – нарушающие процессы происходят либо на, либо вблизи стенок пузыря.

Вообще говоря, можно ожидать, что оба механизма работают над созданием $B \neq 0$. Эффективности механизмов зависят от скоростей пузырей.

4. Распад протона

Расширение обычных моделей теории великого объединения (ТВО) до SUSY моделей ТВО приводит к следствиям для распада протона. По формуле $\tau_p \approx \frac{M_X^4}{\alpha_5^2 m_p^5}$ время жизни протона пропорционально четвертой степени массы X- бозона, по предположению приблизительно равной той энергии, при которой происходит нарушении симметрии ТВО (например, SU(5)-симметрии). Введение SUSY партнеров и тем самым увеличение числа частиц, входящих в спектр

частиц, приводят к тому, что великое объединение достижимо лишь при энергиях около 10^{16} ГэВ. В минимальной SUSY модели ТВО $M_X^{SUSY} \approx 4,8 \cdot 10^{15}$ ГэВ $\left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]$.

Таким образом, распад протона $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ замедляется до некритических экспериментальных вероятностей

$$\tau_p(p \rightarrow e^+ + \pi^0) = 6,6 \cdot 10^{28 \pm 0,7} \left[\frac{M_X}{1,3 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}} \right]^4 \text{ лет} = 6,6 \cdot 10^{28 \pm 1,4} \left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]^4 \text{ лет}$$

Однако эти модели не предсказывают более доминирующую роль этого канала. Вместо него получают экспериментально труднее наблюдаемый канал распада $p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu$ (или $n \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu$). Для доминирующего в этом канале распада протона экспериментальная граница составляет величину $\tau_p(p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu) > 1 \cdot 10^{32}$ лет