

2009

Реферат на тему: Суперсимметрия

«Введение в космомикрофизику»

Силаева С. В.

МИФИ: Кафедра Элементарных
Частиц



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.

2. Инфляция, бариосинтез и основные кандидаты в ТМ в рамках суперсимметричной модели:

Инфляция

Первая попытка построить модель раздувающейся Вселенной, нацеленная на решение ряда космологических проблем, на основе физического скалярного поля была предпринята А. Гусом в 1981 году. Однако из-за привязанности к фазовому переходу Великого Объединения (ВО) ей были присущи неразрешимые проблемы: проблема образования сильных неоднородностей в результате инфляции, прежние вопросы происхождения в отношении горячей доинфляционной стадии. Было сформулировано требование к свойствам скалярного поля, ответственного за инфляцию – поля инфлантона, где ключевое значение имеет форма его потенциала. Эти требования являются физической основой инфляционной космологии.

Кандидатами в инфляцию для SUSY, на мой взгляд, могут являться поля инфлантона. На роль инфлантона может претендовать аксино с суперпартнером аксионом.

Бариосинтез в суперсимметричных моделях был предложен Афлеком и Дайном в 1985 году. Потенциал в суперсимметричном лагранжиане составляется исходя из общих требований (требований суперсимметрии, калибровочных симметрий, B-L симметрии), допускающих нарушение B и L в отдельности. Данный потенциал до нарушения суперсимметрии практически не зависит от некоторых комбинаций полей скалярных кварков. Такие комбинации получили название полей «плоских направлений» или «долин». В суперсимметричных реализациях моделей инфляции суперсимметрия нарушается по окончании инфляции и поля долин приобретают массу. Т.е. значения поля долины становятся энергетически неэквивалентными, и их потенциал приобретает минимум. Поля долин начинают осциллировать вокруг минимума. Если поле долины несло в себе барионный заряд, то энергия этих колебаний переходит в энергию бозе-конденсата скалярных кварков с ненулевым барионным зарядом. Впоследствии бозе-конденсат распадается на обычные кварки, давая барионный избыток.

Кандидаты в ТМ в рамках суперсимметричной модели

Одной из наиболее популярных категорий кандидатов на роль частиц темной материи (ТМ) являются вимпы (название “вимпы” образовано от англ. аббревиатуры WIMPs-Weakly Interacting Massive Particles), которые по определению были рождены впервые мгновения после Большого взрыва. Термином “вимп” принято называть класс частиц, характеризуемых, 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: $m_{WIMP} \leq 120 \text{ ТэВ}$.

Поиск частиц ТМ (вимпов) составляет важную часть экспериментальных исследований, проводимых сейчас на ускорителе Тэватроне и планируемых на Большом адронном коллайдере (LHC). В экспериментах CDF (Collider Detector at Fermilab) и D0 на Тэватроне при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$ получены нижние пределы масс глюино и скварков, составляющие около 300 ГэВ. На LHC в pp-взаимодействиях достижимы энергии $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ и возможно изучение образования новых частиц с большими массами. Идея исследования суперсимметричных частиц в экспериментах на LHC была предложена в середине 1990 годов.

Для наблюдения недостаточно достичь ускорительных энергий, превышающих массу для покоя вимпа. Образованные в pp-взаимодействиях слабовазаимодействующие и не имеющие заряда вимпы будут невидимыми в детекторах. Только на основе полного кинематического анализа видимых продуктов pp-взаимодействия можно восстановить недостающую энергию (импульс), которая была затрачена на рождение вимпа.

Следует отметить, что не вся энергия pp-взаимодействия может быть затрачена на образование суперсимметричных частиц. Глюино и скварки образуются во взаимодействиях индивидуальных кварков и глюонов, которые переносят менее 10% ГэВ ожидаются на LHC при энергиях, не меньших 2000 ГэВ.

Различные варианты суперсимметричных моделей и моделей с дополнительными размерностями предлагают множество кандидатов на роль вимпов. Это обстоятельство существенно затрудняет в экспериментах на pp-коллайдерах выделение из конечного состояния с большой множественностью характерных сигнатур, ассоциируемых с образованием вимпа того или иного типа. Хотя некоторые характерные особенности конечного состояния взаимодействия

делают разделение случаев суперсимметрии и проявления дополнительных размерностей принципиально возможным, идентификация природы вимпов на коллайдере LHC представляется маловероятной. Однако, например, наблюдение в экспериментах на LHC тяжелых хиггсовских бозонов (H) существенно ограничит области нейтрально-нуклонных сечений, которые определяют необходимые значения чувствительности детекторов для прямого обнаружения частиц ТМ.

Более прецизионные измерения свойств вимпов могут быть предприняты на проектируемом линейном коллайдере ILC (International Linear Collider) при энергиях $\sqrt{s} = 0,5 - 1$ ТэВ. В процессах аннигиляции при высоких энергиях образуются пары новых частиц в более контролируемых условиях, поскольку намного проще идентифицировать конечные состояния реакции, чем восстановить все продукты pp-взаимодействия. Попытка наблюдения хиггсовских бозонов в e^+e^- взаимодействиях, предпринятая на коллайдере LEP при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} \approx 200$ ГэВ, не увенчалась успехом. Нижний предел массы хиггсовского бозона, полученный коллаборациями ALEPH (Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with Lepton, Proton and Hadron identification), L3, OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP), составил $m_H > 114,4$ ГэВ. Значительно более высокие энергии, которые могут достигать на ILC, открывают перспективы обнаружения вимпов. При этом имеются значительные шансы разделить сценарии (SUSY или UED) их происхождения. Однако в ускорительном эксперименте невозможно определить даже для конкретного сценария, какой вклад образовавшиеся новые частицы вносят в ТМ во Вселенной.

В настоящее время в рамках суперсимметричных моделей рассматривается три основных кандидата в ТМ: нейтралино, гравитино, аксино.

Нейтралино – данная частица, является суперпозицией партнеров нейтральных полей B , W и Хиггса. Данная частица может быть легчайшей среди других суперчастиц и быть стабильной.

Частица гравитино (\tilde{G}) предсказывается при суперсимметричных расширениях СМ, включающих гравитацию. Гравитино – майорановская частица со спином $\frac{3}{2}$ и четырьмя спиновыми состояниями (два спиновых состояния гравитино приобретает от голдстино при нарушении суперсимметрии, становясь массивным).

Частица аксино – слабо взаимодействующая частица. Аксино – суперпартнер аксиону ($f_a < 10^{12}$ ГэВ $m_a > 0.5 \cdot 10^{-5}$ эВ) со спином $\frac{1}{2}$ и соответственно появляется при суперсимметричном расширении СМ, включающем механизм Печей-Куин подавления CP-нарушения в КХД. Суперсимметризация моделей Печей-Куин приводит для моделей SUSY следствиям. Для поля аксиона со спином $S=0$ (и R-четность $R=1$) равенство между числами бозонных и фермионных степеней свободы, требуемое суперсимметрией, обеспечивается добавлением майорановского фермиона – аксино (\tilde{a}) с $S = \frac{1}{2}$ и $R = -1$ и скаляра ϕ - с-аксиона (с-аксино) с $S=0$ и $R=1$. Требование соблюдения симметрии $U_{PQ}(1)$ не позволяет аксино, также как и

самому аксиону, приобрести массу обычным образом за счет нарушения суперсимметрии. Такого запрета не возникает для с-аксиона, и его масса может быть порядка масс обычных суперпартнеров $\sim 100 \div 1000 \text{ ГэВ}$, возникающих после нарушения SUSY. Масса аксино $m_{\tilde{a}}$ может варьировать в широких пределах и быть значительно меньше масс других суперпартнеров: $m_{\tilde{a}} \sim \text{кэВ} \div \text{ГэВ}$. Аксино может являться легкой суперчастицей и, следовательно, при сохранении R – четности быть стабильной.

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.

Современная картина эволюции Вселенной наиболее чувствительна к теории элементарных частиц в вопросах, связанных с первичным нуклеосинтезом и средней плотностью вещества во Вселенной.

К моменту начала нуклеосинтеза (порядка 1 с. после Большого взрыва) **NLSP** (the next-to-lightest superpartner) перестают взаимодействовать с частицами СМ и друг с другом (закаляются), в то время как фотоны из их распада могут существенно повлиять на распространенность химических элементов во Вселенной за счет разрушения уже образовавшихся ядер. Этой проблемы можно избежать, если температура разогрева Вселенной после инфляции невелика, так что опасная концентрация суперпартнеров не достигается. Другое решение основано на требовании распада **NLSP** за первую секунду жизни вселенной. В последнем случае на параметры теории получаются следующие ограничения:

_____, _____, так что модели с тяжелым гравитино (_____, т.е. _____) представляются наименее перспективными с точки зрения космологии.

Другое ограничение на массу гравитино связано с требованием, чтобы средняя плотность вещества во Вселенной не превышала критическую _____. К примеру, в предположении, что легкое стабильное гравитино термализовано в ранней Вселенной, можно получить ограничение _____, где _____ - постоянная Хаббла, выраженная в единицах $100 \text{ км} \cdot \text{Мпк}^{-1}$. С учетом современных оценок _____) допускается лишь гравитино легче 1 кэВ . На масштаб нарушения суперсимметрии при этом получаем ограничение сверху: _____. Сравнивая с оценками снизу из ускорительной физики, находим, что в моделях с происходящим в детекторе распадом **NLSP** гравитино не представляет угрозы для космологии. Более того, из наблюдений кривых вращения галактик известно, что доля несветящегося вещества в средней плотности Вселенной значительна. Причем из анализа нуклеосинтеза следует, что большая часть этой темной материи должна иметь не барионный состав. *Легкое гравитино, находящееся в тепловом равновесии, подходит на роль темной материи.*

Для моделей с передачей через синглет характерны массы гравитино $1 \text{ кэВ} < m_{\tilde{g}} < 100 \text{ кэВ}$. Для таких значений масс **NLSP** распадается относительно поздно, и гравитино могут перезакрыть Вселенную. Это не происходит в космологических моделях с поздней инфляцией, где избежать массового рождения **NLSP** с последующим увеличением числа гравитино можно при температуре разогрева $T_{\text{RH}} \sim 10^9 \text{ ГэВ}$. Заметим, что гравитино из распадов NLSP не термализовано, поэтому может послужить кандидатом холодной темной материи (CDM).

Температура разогрева $T_{\text{RH}} \sim 10^9 \text{ ГэВ}$, что трудно реализовать в обычной картине инфляции. Поэтому при $m_{\tilde{g}} \sim 100 \text{ кэВ}$ требуется дополнительное производство энтропии для сокращения плотности числа гравитино.

В общем случае большое производство энтропии может привести к вымыванию барионного числа. Это не случится, если бариогенезис происходил по механизму Аффлек-Дайна.

4. Экспериментальное ограничение SUSY:

Известно, что время жизни протона, по крайней мере, в 10^{28} раз больше, чем возраст Вселенной, но теория говорит, что он не может жить вечно. Если протон не бессмертен, то и вся обычная материя когда-то должна распасться.

Расширение обычных моделей теории великого объединения (ТВО) до SUSY моделей ТВО приводит к следствиям для распада протона. По формуле $\tau_p \approx \frac{M_X^4}{\alpha_{\text{GUT}}^2 m_p^5}$ 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 $M_X^{\text{SUSY}} \approx 4,8 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ} \left[\frac{\Lambda}{100 \text{ МэВ}} \right]$.

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 $\tau_p(p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}_\mu) > 1 \cdot 10^{32} \text{ лет}$

Распад протона подавляется в моделях великого объединения. За счет введения R – четности подавляем распад протона.

Последующие эксперименты, выполненные несколькими физиками, постепенно поднимали эмпирическую нижнюю границу времени жизни протона. Наиболее продуманный поиск из всех результаты, которых опубликованы к настоящему времени, был выполнен сотрудничеством исследователей из университетов Кэйз Вэстерн Резерв, Витуотерсэнд из университета Калифорнии в Ирвине. Они исследовали 20 тон жидкого сцинтиллятора на глубине 3,2 км в

золотой шахте в Южной Америке с 1964 по 1971 г. Последний анализ их данных дал результат, что среднее время жизни протона или связанного нейтрона больше чем 10^{30} лет. Это на самом деле долгое время жизни. Для сравнения возраст вселенной оценивается сейчас около 10^{10} лет. Надежда зарегистрировать распад частиц с таким большим временем жизни существует только потому, что процессы радиоактивного распада работают статистически: набор частиц со средним временем жизни t лет не будет весь существовать t лет с последующим синхронным распадом; скорее можно ожидать, что за первый год распадается доля $1/t$ от полного числа частиц, за следующий год распадается доля $1/t$ от оставшихся частиц и так далее. Нижняя граница времени жизни протона определяется не путем наблюдения за одним протоном в течение долгого времени и ожиданием его распада, а наблюдением за 10^{31} протонов и нейтронов в 20 тоннах сцинтиллятора в течение нескольких лет и ожиданием распада нескольких дюжин из них.

Литература:

- Хлопов М.Ю. *Основы космомикрoфизики*. – М: УРСС, 2004.
- Емельянов В.М., Белоцкий К.М. *Лекции по основам электрослабой модели и новой физике*. – М, 2007.
- К. Гротц, Г.В. Кларддор-Клайнгротхаус. Слабое взаимодействие в физике ядра, частиц и астрофизике. - М.: “Мир”, 1992.
- Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. Поиски частиц темной материи (2008). УФН. 178, 11.
- Вайнберг С. Распад протона (1982). УФН. 137, 1.
- Горбунов Д.С., Дубовской С.Л., Троицкий С.В. Калибровочный механизм нарушения суперсимметрии (1999). УФН. 169, 7.
- Дж. Бакал, Нейтринная астрофизика. – М.: “Мир”, 1993.