

Национальный Исследовательский Ядерный Университет

Кафедра №40

Реферат на тему
«Суперсимметрия»

Студент: Соина Л. В.

Группа: Т9-40

Москва 2012

1. Введение

Проблема иерархий

В рассматриваемой теории у хиггсовского бозона появляется фермионный партнёр -- хиггсино. В силу суперсимметрии (которая сохраняется при учёте радиационных поправок) их массы равны. Масса же фермиона не содержит квадратично расходящихся поправок.

Расходимость в ней только логарифмическая:

$$m_f = m_f^0 \left(1 + \tilde{c}_2 g^2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_f^0} \right) + \tilde{c}_4 g^4 \ln^2 \frac{\Lambda}{m_f^0} + \dots \right)$$

Поэтому даже при $\Lambda \sim M_{Pl}$ необходимость точной настройки пропадает.

Для того, чтобы квадратично расходящаяся поправка к массе бозона Хиггса не появилась в высших петлях, все частицы должны иметь суперпартнеров. Таким образом появляются входящие в векторный супермультиплет и имеющие спин 1/2 калибрино (фотино, глюино, W - и Z-бозино) и входящие в киральный супермультиплет скалярные слептоны (или лептино) и скварки (или кваркино).

Наряду с перечисленными частицами минимальная суперсимметричная модель (МССМ) содержит еще один дополнительный дублет хиггсов. Пара дублетов необходима для генерации масс как верхних ($T_3 = +1/2$), так и нижних ($T_3 = -1/2$) фермионов не нарушающим жестко суперсимметрию способом и для компенсации треугольных аномалий возникающих от петель хиггсино.

Калибровочные константы

В однопетлевом приближении обратные калибровочные константы

$\alpha_1^{-1}(Q^2), \alpha_2^{-1}(Q^2), \alpha_3^{-1}(Q^2)$ СМ зависят линейно от $\ln Q^2$. Хотя α_1^{-1} уменьшается, а α_2^{-1} и α_3^{-1} растут, они не пересекаются, как ожидалось, в одной точке на масштабе $Q^2 \sim (10^{16} \text{ ГэВ})^2$. В МССМ такое объединение происходит.

Тёмная материя

В рамках суперсимметричных моделей рассматривается три основных кандидата в ТМ: нейтрино, гравитино, аксино, о которых речь пойдёт ниже.

2. 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 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 инфлатона, где ключевое значение имеет форма его потенциала. Эти требования являются физической основой инфляционной космологии.

Предлагается суперсимметричное расширение СМ с инверсным механизмом see-saw, где правое снейтрино (суперпартнёр нейтрино) играет роль инфлатона.

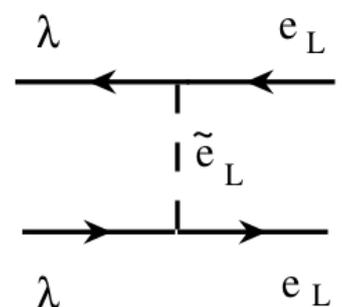
3. Бариогенез

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, В-Л симметрии), допускающих нарушение В 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. Впоследствии бозе-конденсат распадается на обычные кварки, давая барионный избыток.

4. Скрытая масса

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

Нейтралино – данная частица, является суперпозицией партнёров нейтральных полей В, W и Хиггса. Легчайшее из четырёх нейтралино -- естественный кандидат на роль LSP (*lightest supersymmetric particle*). Сечение аннигиляции, отвечающее диаграмме, изображённой на рис.1:



$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2}{M_{\tilde{e}}^4} \left(\frac{8}{3} v_\lambda^2 M_\lambda^2 + m^2 \right)$$

В состоянии термодинамического равновесия в ранней Вселенной выполняется равенство $M_\lambda v^2/2 = (3/2)T$, и первый член в фигурных скобках оказывается равным $8T/M_\lambda$. При $T_3 \approx 1/30 M_\lambda$ и величине массы нейтрино ≥ 50 ГэВ этот член доминирует даже в случае аннигиляции в пару b-кварков. Ограничившись им, для температуры закалки получаем

$$\left(\frac{M_\lambda}{T_3} \right)^3 e^{\frac{M_\lambda}{T_3}} = \frac{M_P}{M_\lambda} \cdot 48 \pi \alpha^2 \left(\frac{M_\lambda}{M_{\tilde{e}}} \right)^4$$

где сечение аннигиляции увеличено в 6 раз, чтобы учесть каналы $\bar{e}_{L,R} e_{L,R}$, $\bar{\mu}_{L,R} \mu_{L,R}$, $\bar{\tau}_{L,R} \tau_{L,R}$. Аннигиляцией в пары кварк-антикварк можно пренебречь, т.к. кваркино обычно оказываются значительно (в 2 раза и более) тяжелее лептино. Массы правых и левых лептино также различаются, но не столь заметно. Полагая лептино в два раза тяжелее нейтрино и массу нейтрино равной 50 ГэВ, получим $M_\lambda/T_3 \approx 30$.

Для относительного вклада нейтрино в плотность энергии Вселенной в настоящее время имеем:

$$\Omega_\lambda \equiv \frac{\rho_\lambda}{\rho_c} = \frac{8 \pi T_0^3 M_\lambda^2 \theta_3}{3 \sigma v M_P^3 T_3^2 H_0^2} = \frac{T_0^3 M_{\tilde{e}}^4}{18 \alpha^2 M_P^3 M_\lambda^2 H_0^2} \left(\frac{M_\lambda}{T_3} \right)^2 \approx 0,2 \quad ,$$

что удивительно близко к наблюдаемой величине относительной плотности тёмной материи: $\Omega_{d.m.} = 0, 25$.

Частица гравитино (\hat{G}) предсказывается при суперсимметричных расширениях СМ, включающих гравитацию. Гравитино – майорановская частица со спином 3/2 и четырьмя спиновыми состояниями (два спиновых состояния гравитино приобретает от голдстино при нарушении суперсимметрии, становясь массивным). Объяснение с помощью гравитино всей скрытой массы в рамках инфляционной космологии связано с заданием надлежащей температуры постинфляционного разогрева T_R при тепловом (но термодинамически неравновесном) механизме их рождения. В большинстве рассматриваемых случаев гравитинная скрытая масса может проявляться только за счёт гравитационного взаимодействия, что практически не оставляет возможностей для астрофизических поисков. Амплитуда взаимодействия гравитино с другими частицами обратнопропорциональна массе Планка, вероятность процесса подавляется как $(E/m_{Pl})^2$, вследствие этого для нестабильного гравитино предсказывается большое время жизни $\tau_{\hat{G}} \sim m_{Pl}/m_{\hat{G}}^3 \sim \text{год} (100 \text{ ГэВ}/m_{\hat{G}})^3$. Из-за своего чрезвычайно слабого взаимодействия гравитино о Вселенной могли находиться в термодинамическом равновесии с окружающим веществом лишь при субпланковских температурах. Если бы после отцепления они дожили до современной эпохи, то их вклад в плотность был бы равен

$$\Omega_{\tilde{G}}^{covp} = \frac{m_{\tilde{G}} n_{\tilde{G}}^{covp}(t_{covp})}{\epsilon_{крит}^{covp}} \sim 10^8 \frac{m_{\tilde{G}}}{100 \text{ ГэВ}} .$$

Требую $\Omega_{\tilde{G}}^{covp} < 1$, получаем ограничение на массу гравитино $m_{\tilde{G}} < 1$ кэВ. Несмотря на зависимость данного ограничения от предположения о составе частиц, оно практически исключает при данном рассмотрении массу $m_{\tilde{G}} \sim 100$ ГэВ, типичную для супергравитации. Однако, оно не исключает модели суперсимметрии типа GMSB, где гравитино лёгкие.

Частица аксино – слабо взаимодействующая частица. Аксино – суперпартнёр аксиону ($f_{\tilde{a}} < 10^{12}$ ГэВ $m_{\tilde{a}} > 0.5 * 10^{-9}$ эВ) со спином 1/2 и, соответственно, появляется при суперсимметричном расширении СМ, включающем механизм Печей-Куин подавления CP-нарушения в КХД. Суперсимметризация моделей Печей-Куин приводит к некоторым, не типичным для моделей SUSY, следствиям. Для поля аксиона со спином S=0 (и R-чётность R=1) равенство между числами бозонных и фермионных степеней свободы, требуемое суперсимметрией, обеспечивается добавлением майорановского фермиона – аксино (\tilde{a}) с S=1/2 и R=-1 и скаляра - с-аксиона (с-аксино) с S=0 и R=1. Требование соблюдения симметрии $U_{PQ}(1)$ не позволяет аксино, также как и самому аксиону, приобретать массу обычным образом за счет нарушения суперсимметрии. Такого запрета не возникает для с-аксиона, и его масса может быть порядка масс обычных суперпартнеров $\sim 100 \div 1000$ ГэВ, возникающих после нарушения SUSY. Масса аксино может варьировать в широких пределах и быть значительно меньше масс других суперпартнеров: $m_{\tilde{a}} \sim$ КэВ \div ГэВ. Аксино может являться легчайшей суперчастицей и, следовательно, при сохранении R – четности быть стабильной.

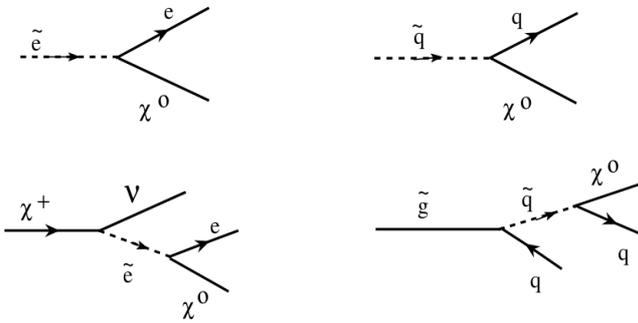
Если $f_{\tilde{a}} < T_R$, то аксино находилось в термодинамическом равновесии при $f_{\tilde{a}} > T > 0,1 f_{\tilde{a}}$, после чего отцепились. Оценка их современной плотности аналогична случаю с гравитино, с учётом того, что спиновых состояний у \tilde{a} в 2 раза меньше. Требование $\Omega_{\tilde{a}} < 1$ приводит к ограничению $m_{\tilde{a}} < 2$ кэВ.

Если $f_{\tilde{a}} > T_R$, аксино могли рождаться (с меньшим темпом) тепловым образом за счёт распада следующей по массе суперчастицы (СМСЧ), например, нейтралино. При теплоом рождении в широком диапазоне значений T_R плотность $\Omega_{\tilde{a}} \propto T_R$, что позволяет объяснять скрытую массу с помощью аксино почти любой массы в зависимости от $T_R / f_{\tilde{a}}$.

5. Экспериментальное ограничение суперсимметрии.

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 ТэВ получены нижние пределы масс глюино и скварков, составляющие около 300 ГэВ. На LHC в pp-взаимодействиях достижимы энергии 14 ТэВ и возможно изучение образования новых частиц с большими массам.

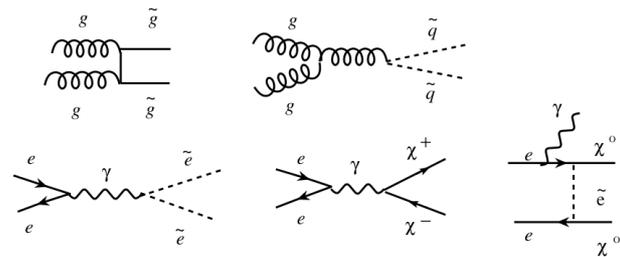


Для наблюдения вимпов недостаточно достичь ускорительных энергий, превышающих массу покоя вимпа. Образованные в pp-взаимодействиях слабодействующие и не имеющие заряда вимпы будут невидимыми в детекторах. Только на основе полного

Распад суперпартнеров с образованием LSP. 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% полной энергии протона. Поэтому события с образованием вимпов с массами в области 100 ГэВ ожидаются на LHC при энергиях, не меньших 2000 ГэВ.

В настоящее время ведется интенсивный экспериментальный поиск тёмной материи, состоящей из нейтралино. Если нейтралино составляют гало нашей Галактики (что естественно предположить), то локальная плотность $n_\chi \sim 0.3/m_\chi$ ГэВ/см⁻³ примерно в 10⁵ раз выше средней плотности нейтралино во Вселенной.



Рождение суперпартнеров в адронных столкновениях и e^+e^- -аннигиляции.

Эксперименты можно разделить на два типа: 1) поиск ядер отдачи от упругого рассеяния нейтралино; 2) поиск продуктов аннигиляции нейтралино из галактического гало (фотонов, позитронов, антипротонов) либо нейтрино, образующихся при аннигиляции накопившихся в ядре Земли (или Солнца) нейтралино.

Скорости нейтралино, удерживаемых за счет гравитации в нашей Галактике, – порядка скоростей звезд: $v_\chi \sim 10^{-3}$ с. Упруго рассеиваясь на ядре детектора, нейтралино

передает ему энергию $E \leq \frac{M_\lambda v^2}{2} \frac{4 M_\lambda / M}{(1 + M_\lambda / M)^2}$

Максимальная энергия достигается при массе ядра M , равной массе нейтрино, и измеряется десятками кэВ, поэтому детекторы устанавливают в низкофоновых подземных лабораториях. Число событий зависит от сечения рассеяния нейтрино на ядре (при столь малых энергиях когерентно складываются амплитуды рассеяния на каждом нуклоне ядра), и от потока нейтрино, обратно пропорционального их массе. Результаты экспериментов представляют в виде исключённых областей в координатах (σ, M_λ) .

Заключение

Помимо всевозможных экспериментов, интерес к суперсимметрии проявляют так же и теоретики, работающие в физике элементарных частиц.

Требование суперсимметричности теории является очень жёстким с точки зрения спектра описываемых частиц. Именно наряду с наблюдаемыми частицами должны присутствовать суперпартнёры – частицы другого спина с теми же квантовыми числами и массами. Отсутствие скалярных частиц с массами лептонов и кварков и фермионов с массами калибровочных бозонов означает отсутствие ненарушенной суперсимметрии в природе. Так же в определённых работах было показано, что можно нарушить суперсимметрию сохранив свойства сокращения квадратичных расходимостей. Такое нарушение называют мягким, и оно естественным образом приводит к массивным суперпартнёрам. Все это указывает на возможность существования в природе нарушенной суперсимметрии, а значит, на необходимость изучения механизмов её нарушения.

Проводимые эксперименты, посвящённые прямому поиску WIMПов с использованием различных ядерных мишеней, дополняют возможность идентификации природы ТМ. Даже если в экспериментах на коллайдере новые частицы будут обнаружены, то величина их вкладов в полную массу ТМ Вселенной останется неопределённой.

Литература

1. Хлопов М.Ю. Основы космомикрoфизики. – М: УРСС,2004.
2. Емельянов В.М., Белоцкий К.М. Лекции по основам электрослабой модели и новой физике. – М, 2007.
3. К. Гротц, Г.В. Клапдор-Клайнгротхаус. Слабое взаимодействие в физике ядра, частиц и астрофизике. – М.: «Мир»,1992.
4. Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. Поиски частиц темной материи (2008). УФН. 178,11.
5. Горбунов Д.С., Дубовской С.Л., Троицкий С.В. Калибровочный механизм нарушения суперсимметрии (1999). УФН. 169,7.
6. Дж. Бакал. Нейтринная астрофизика. – М.: «Мир»,1993.
7. Высоцкий М. И. Лекции по теории электрослабых взаимодействий. - М.: « Физматлит», 2011
8. Shaaban Khalil, Arunansu Sil Phys. Rev. Lett. D 84, 103511 (2011)
9. E. Aprile, T. Doke arXiv:0910.4956v1 (2009)