

Космологическая релаксация электрослабого масштаба

Я.В. Балицкий

MIPT (Moscow) & IHEP (Protvino), Russia

Cosmological Relaxation of the Electroweak Scale,
Peter W. Graham, David E. Kaplan, and Surjeet Rajendran,
PRL 115, 221801 (2015)

2 июня, 2016

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель HeKХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель KХД
 - Модель HeKХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель HeKХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель KХД
 - Модель HeKХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель HeKХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель KХД
 - Модель HeKХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель НеКХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель КХД
 - Модель НеКХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель НеКХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель КХД
 - Модель НеКХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель НеКХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель КХД
 - Модель НеКХД

Разделы

- 1 Сильная CP-проблема и аксион
- 2 Инфляция
- 3 Проблема иерархий
- 4 Другой вариант: динамическое решение
 - Основные свойства
- 5 Простейшая модель
 - Вакуумное ожидание Хикса и периодический потенциал
 - Остановка скатывания
 - Требования на параметры инфляции
- 6 Улучшение, CP-проблема и проблема иерархий
 - Динамическое решение
 - Модель НеКХД
- 7 Наблюдаемые следствия
 - Модель КХД
 - Модель НеКХД

Требуется точная подстройка

К лагранжиану СМ можно прибавить следующий член

$$\delta\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha_s}{8\pi} \cdot \theta_0 \cdot G_{\mu\nu}^a G^{\tilde{\mu\nu}a} \quad (1)$$

где $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ - константа сильного взаимодействия, $G_{\mu\nu}^a$ - тензор напряженности глюонного поля. Для любых пертурбативных конфигураций этот вклад равен нулю, но это не так для конфигураций с инстантонами.

Есть также аномальный вклад

$$\delta\mathcal{L}_m = \frac{\alpha_s}{8\pi} \cdot \text{Arg}(\det \hat{M}_q) \cdot G_{\mu\nu}^a G^{\tilde{\mu\nu}a} \quad (2)$$

где введена массовая матрица кварков $L_m = \bar{q}_L \hat{M}_q q_R + h.c.$

Электрический дипольный момент нейтрона

Полный вклад в лагранжиан CM имеет вид

$$\delta\mathcal{L}_\theta = \delta\mathcal{L}_0 + \delta\mathcal{L}_m = \frac{\alpha_s}{8\pi}(\theta_0 + \text{Arg}(\det(\hat{M}_q)))G_{\mu\nu}^a G^{\tilde{\mu\nu}a} = \frac{\alpha_s}{8\pi} \cdot \theta \cdot G_{\mu\nu}^a G^{\tilde{\mu\nu}a} \quad (3)$$

Эти вклады нарушают CP-симметрию, причем в общем случае $\theta \sim 1$.

Электрический дипольный момент нейтрона

$$d_n \sim \theta \cdot 10^{-16} \cdot e \cdot \text{cm}, \text{ экспериментально } d_n < 3 \cdot 10^{-26} \cdot e \cdot \text{cm}$$

Симметрия Печчеи-Куинн

Если бы лагранжиан кварков был симметричен относительно симметрии ПК

$$q_L \rightarrow e^{i\beta} q_L, q_R \rightarrow q_R e^{-i\beta} \quad (4)$$

то с помощью этих преобразований θ -член можно было бы обратить в нуль.

В СМ симметрия ПК нарушена явно юкавскими взаимодействиями Хикса с кварками

$$Y^d \bar{Q}_L H D_R + Y^u \bar{Q}_L i T^2 H^* U_R \quad (5)$$

СМ можно обобщить так, чтобы на классическом уровне симметрия ПК была точной симметрией лагранжиана. Массовые члены в низкоэнергетическом лагранжиане кварков нарушают эту симметрию.

Симметрия Печчеи-Куинн

Это приводит к появлению безмассового(на классическом уровне) нambu-голдстоуновского поля $a(x)$ со свойствами Голдстоуновского бозона

$$a(x) \rightarrow a(x) + \beta \cdot f_{PQ} \quad (6)$$

поле аксиона и массы кварков входят в лагранжиан в комбинации

$$\mathcal{L}_m = \bar{q}_R m_q \exp(-2i \frac{a}{f_{PQ}}) q_L + h.c. \quad (7)$$

На квантовом уровне в низкоэнергетическом пределе

$$\mathcal{L}_a = C_g \frac{\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{a}{f_{PQ}} G_{\mu\nu}^a G^{\tilde{\mu}\nu a} \quad (8)$$

Симметрия Печчеи-Куинн

Таким образом, θ - параметр превращается в поле

$$\theta \rightarrow \theta(\bar{x}) = \theta + C_g \frac{a(x)}{f_{PQ}} \quad (9)$$

CP-инвариантность имеет место если вакуумное среднее поля аксиона $\langle \bar{\theta} \rangle = 0$.

В результате нарушения киральной симметрии при $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$ появляется ненулевой кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle \sim \Lambda_{QCD}^3$. Это приводит к эффективному потенциалу для $\bar{\theta}$

$$V_a \sim -\frac{1}{2} \bar{\theta}^2 \frac{m_u m_d}{m_u + m_d} \langle \bar{q}q \rangle + \mathcal{O}(\bar{\theta}^4) \approx \frac{1}{8} \bar{\theta}^2 \cdot m_\pi^2 f_\pi^2 + \mathcal{O}(\bar{\theta}^4) \quad (10)$$

Действительно, $\langle \bar{\theta} \rangle = 0$. Обобщение на периодический потенциал

$$V_a = \frac{1}{4} m_a^2 f_{PQ}^2 \cdot (1 - \cos \bar{\theta}) \quad (11)$$

$$a(t) \sim e^{H(t)t}$$

Проблемы, решаемые инфляцией

- Проблема горизонта
- Проблема плоскости
- Проблема энтропии
- Проблема первичных неоднородностей

Требуется точная подстройка

Петлевые поправки к массе скалярной частицы квадратично расходятся

$$m_H^2 = m_0^2 + (c_2 g^2 + c_4 g^4 + \dots) \Lambda^4 \quad (12)$$

где Λ - параметр ультрафиолетового обрезания. Выбор затравочной массы m_0^2 - в наших руках и всегда можно подобрать ее так, чтобы петлевые вклады сократились. Однако требуется очень точная подстройка.

В ТВО в секторе скалярных полей имеется 2 шкалы масс:

$$M_W \sim 100 \text{ GeV} \text{ и } M_{GUT} \sim 10^{14} \text{ GeV}.$$

Радиационные поправки перемешивают эти шкалы, требуется точная настройка контрчленов во избежание проникновения шкалы M_{GUT} в низкоэнергетический сектор.

Варианты решения

Новые симметрии или новая динамика на электрослабом масштабе SUSY, композитный Хикс, эффекты квантовой гравитации на электрослабом масштабе.

Но эти теории предсказывают новую физику на электрослабом масштабе, которая пока не наблюдалась.

Антропный принцип

- во Вселенной встречаются разные значения мировых констант, но наблюдение некоторых их значений более вероятно, поскольку в регионах, где величины принимают эти значения, выше вероятность возникновения наблюдателя. Другими словами, значения мировых констант, резко отличные от наших, не наблюдаются, потому что там, где они есть, нет наблюдателей.

Идея: космология решает какая будет масса Хикса

- Квадратичный член в потенциале Хикса теперь зависит от времени в ранней Вселенной
- Сначала он равен большому положительному значению
- Он релаксирует к малому негативному значению
- После нарушения электрослабой симметрии он прекращает свою эволюцию
- После инфляции малый электрослабый масштаб зафиксирован

$m_H^2 = 0$ - не особая точка в смысле симметрий теории, но это особая точка в смысле динамики теории.

Черты теории:

- Мы делаем масштаб обрезания технически естественным
- У нас остаются малые величины, но они квантовомеханически стабильны
- В нашем решении скалярное поле ϕ , которое похоже на аксион КХД, но, в отличие от него, может принимать большие значения, больше чем масштаб обрезания петель
- Необходимо, чтобы инфляция длилась достаточно долго для того, чтобы просканировать весь спектр масс Хикса
- Нет новой физики на ЛНС(в простейшей модели)

Простейшая модель

СМ+аксион с полем, принимающим большие значения:

$$\mathcal{L} = (-M^2 + g\phi)|h|^2 + V(g\phi) + \frac{1}{32\pi^2} \frac{\phi}{f} \tilde{G}^{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (13)$$

h - Хиксовский дублет, $G^{\mu\nu}$ - напряженность поля КХД, g - размерная константа связи.

Вначале мы полагаем массу Хикса по порядку равной M , что является естественным.

Поле ϕ - похоже на аксион КХД, но может принимать значения $\phi \gg f$. Несмотря на то, что это поле некомпактно, оно имеет те же свойства, что и аксион КХД. Полагая $g \rightarrow 0$, лагранжиан имеет симметрию сдвига $\phi \rightarrow \phi + 2\pi f$, нарушенную непертурбативными эффектами КХД.

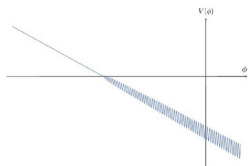
Ниже масштаба КХД потенциал принимает вид

$$\mathcal{L} = (-M^2 + g\phi)|h|^2 + (gM^2\phi + g^2\phi^2 + \dots) + \Lambda^4 \cos\left(\frac{\phi}{f}\right) \quad (14)$$

троеточие обозначает члены высшего порядка по $\frac{g\phi}{M^2}$, и мы полагаем, что в этой эффективной теории $\phi < \frac{M^2}{g}$. Мы полагаем, что $\Lambda \sim \Lambda_{QCD}$.

Есть связь аксиона с Хиксом и она дает вклад в массу Хикса.
Эта модель + инфляция - решают проблему иерархий

Космологическая эволюция



- Квадратичный член в потенциале Хикса принимает большое положительное значение
- Затем происходит медленное скатывание ϕ во время инфляции, ϕ сканирует весь спектр масс Хикса.
- ϕ достигает значения, когда квадратичный член в потенциале Хикса обнуляется и таким образом нарушается электрослабая симметрия
- Начинают расти барьеры, которые останавливают скатывание

Параметры потенциала

Высота барьера(аксионного потенциала) в киральном лагранжиане с двумя флейворами имеет вид

$$V_{axion}(\frac{\phi}{f}) \sim \Lambda^4 \cos(\frac{\phi}{f}) \quad (15)$$

При обычном электрослабом масштабе

$$\Lambda^4 \sim f_\pi^2 m_\pi^2 \left(\frac{\min(m_u, m_d)}{m_u + m_d} \right), m_\pi^2 \sim (y_u + y_d) \langle h \rangle \quad (16)$$

Высота барьеров растет с ростом вакуумного ожидания Хикса

Параметры на остановку

Нулевой наклон

$$\partial_\phi (gM^2\phi + \Lambda^4 \cos(\frac{\phi}{f})) \sim 0 \quad (17)$$

$$\underbrace{gM^2 f}_{\text{fixed}} \sim \underbrace{\Lambda^4}_{\text{Higgs-dependent}} \quad (18)$$

Поле скатывается пока его не остановит барьер

$$\Lambda \sim 100 \text{ MeV}, \quad gM^2 f \sim f_\pi^2 \left(\frac{\min(m_u, m_d)}{m_u + m_d} \right) (y_u + y_d) \langle h \rangle$$

Включается собственно космология

- Плотность энергии вакуума во время инфляции $> M^4$. Вакуумная энергия во время инфляции должна быть больше, чем изменение энергии в секторе ϕ .

Это нужно для стабильности инфляции $\Rightarrow H_{infl} > \frac{M^2}{M_{Pl}}$

- Требование классического скатывания или эквивалентно условие медленного скатывания для ϕ : $\Rightarrow \frac{\dot{\phi}}{H_{infl}} > H_{infl}, H_{infl}^3 < gM^2$

Кроме того, это условие нужно для того, чтобы избежать вечной инфляции.

Окончательное ограничение на масштаб обрезания

$$M^6 < \frac{\Lambda^4 M_{Pl}^3}{f}, M < 10^7 \text{ GeV} \left(\frac{10^9 \text{ GeV}}{f} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (19)$$

Таким образом, в этой модели есть только КХД, долгая инфляция и нет новой физики на LHC.

Проблема

Хикс дает вклад в аксионный потенциал, сравнимый с вкладом от КХД, т.е. $gM^2f \sim \Lambda^4 \Rightarrow$ этот вариант аксиона не в состоянии решить сильную CP-проблему.

$$\theta_{QCD} \sim 1 \Rightarrow d_n \sim 10^{-16} e \cdot \text{см}$$

Введение дополнительного инфлатонного поля

Наклон уменьшается динамически

Во время инфляции поле σ имеет большое вакуумное ожидание, в конце инфляции оно обнуляется.

$$\mathcal{L} = (-M^2 + g\phi)|h|^2 + k\sigma^2\phi + gM^2\phi + \dots + \Lambda^4 \cos\left(\frac{\phi}{f}\right) \quad (20)$$

$$gM^2 \sim \theta \times k\sigma^2$$

$$gM^2 f \sim \theta \Lambda^4, H_{infl} > \theta^{-\frac{1}{2}} \frac{M^2}{M_{Pl}}, H_{infl}^3 < \theta^{-1} gM^2$$

Введение дополнительного инфлатонного поля

Ограничение на масштаб обрезания в этой модели

$$M^6 < \theta^{\frac{3}{2}} \frac{\Lambda^4 M_{Pl}^3}{f}$$

Или в другом виде

$$M < 30 \text{ TeV} \left(\frac{\theta}{10^{-10}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{10^9 \text{ GeV}}{f} \right)^{\frac{1}{6}}$$

Используя условие медленного скатывания

$$M < 1000 \text{ TeV} \left(\frac{\theta}{10^{-10}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Расширенная группа сильных взаимодействий

Если барьеры формируются в результате чего-то иного, чем КХД, тогда мы можем избежать противоречия с сильной CP-проблемой, поскольку она решается стандартным аксионом, и высота барьеров может быть выше, чем в первом случае

Используется другая группа (не $SU(3)$) и ϕ связано с $G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^i$

Бозон Хикса связан с новыми фермионами, которые заряжены по новой группе сильных взаимодействий и электрослабой группе.

Его вакуумное ожидание дает вклад в их массы и поднимает высоту барьеров, когда они возникают.

Верхний предел на масштаб обрезания много больше, чем в Минимальной Модели благодаря тому, что отсутствуют сильные CP - вклады.

Новые фермионы должны быть на электрослабом масштабе и доступны на коллайдерах и влиять на физику Хикса.

Расширенная группа сильных взаимодействий

$$\mathcal{L} = m_L LL^c + m_N NN^c + y h L N^c + \tilde{y} h^+ L^c N \quad (21)$$

Естественность : $m_L < 600 \text{ GeV}$

Физика LHC: $m_L > 250 \text{ GeV}$

Таких ограничений на m_N нет.

Ограничение на масштаб обрезания

$$M < 3 \cdot 10^8 \text{ GeV} \left(\frac{f_{\pi'}}{30 \text{ GeV}} \right)^{\frac{3}{7}} \left(\frac{y \tilde{y}}{10^{-2}} \right)^{\frac{1}{7}} \left(\frac{250 \text{ GeV}}{m_L} \right)^{\frac{1}{7}} \left(\frac{M}{f} \right)^{\frac{1}{7}}$$

Нужны высокоточные эксперименты на низких энергиях

В этой модели сравнительно малое параметрическое пространство

Эта модель имеет низкий масштаб обрезания.

- (Рел)аксион - форма темной материи
- Наблюдаемое значение электрического дипольного момента нуклона
- Влияние на физику Хикса: осцилляции масштабов CM
- Инфляция на низких масштабах: амплитуда тензорных мод реликтового фона - очень мала

Нужны высокоточные эксперименты на низких энергиях

Эта модель предполагает существование новой физики на электрослабом масштабе

В этой модели сравнительно параметрическое пространство значительно шире

- (Рел)аксион - тоже форма темной материи
- Новые фермионы в фундаментальном представлении новой группы сильных взаимодействий
- Новый вид силы, переносимый новыми фермионами
- Влияние на физику Хикса: брэнчинги и осцилляции масштабов СМ
- Инфляция на низких масштабах: амплитуда тензорных мод реликтового фона - очень мала