

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТ-
ВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра общей, теоретической и компьютерной физики

АКСИОННАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студентки 4 курса 4022 группы
направления подготовки 03.03.02 «Физика» Института физики
Филипповой Виктории Денисовны

Научный руководитель
доцент, к.ф.-м.н.

В. В. Дмитриев

Заведующий кафедрой общей, теоретической
и компьютерной физики
профессор, д.ф.-м.н.

В. М. Аникин

Саратов

2024

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. В настоящее время аксионы являются одними из ведущих кандидатов на роль частиц темной материи (ТМ), они предсказываются теорией Печчеи-Куинна, которая решает проблему СР-нарушения в сильном взаимодействии. Аксионы могут оказать влияние на различные космологические процессы, такие как формирование структуры галактик и эволюции Вселенной в целом.

Целью данной выпускной квалификационной работы (ВКР) является систематизация и критический обзор существующих теоретических подходов к пониманию природы темной материи на аксионах, а также проведение компьютерного моделирования для того, чтобы определить параметры аксионного поля, которое будет соответствовать современным космологическим наблюдениям.

Для достижения этой цели наряду с изучением литературы по темной материи и проблеме по СР-инвариантности решались следующие **задачи**:

1. Аналитический расчет модели аксионной темной материи в осцилляторном приближении.
2. Аналитический расчет массы аксионного поля.
3. Построена компьютерная модель эволюции аксионного поля при больших температурах.

Структура и объем ВКР. Выпускная квалификационная работа содержит:
Введение.

Основные разделы:

1. Проблема темной материи.
2. Аксион и СР-инвариантность.
3. Аксионы и темная материя.

Заключение.

Список использованных источников из 66 наименований.

Материалы работы изложены на 53 страницах.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы выпускной квалификационной работы, определена цель работы.

В первом разделе исследуется проблема поиска холодной темной материи.

Темная материя является типом вещества, которое не взаимодействует электромагнитно и, следовательно, не может быть наблюдаемо непосредственно. Однако темная материя проявляет себя через гравитационное воздействие, что позволяет ее обнаружить при проведении экспериментов. Некоторые характеристики темной материи включают отсутствие взаимодействия с обычной материей, представление ее как нерелятивистской и скапливание в сгустках. Основное скопление темной материи происходит в местах, где сосредоточена обычная материя. Эти особенности соз-

дают препятствия для обнаружения темной материи и идентификации ее частиц-переносчиков.

Особенно убедительным и прямым доказательством существования темной материи на масштабах галактик является анализ кривых вращения галактик – графиков и гравитационное линзирование.

Кривые вращения показывают зависимость круговых скоростей звезд и газа от их расстояния от центра галактики. Звезды и газ вращаются вокруг центра галактики.

Гравитационное линзирование, которое проявляется отклонением света в гравитационном поле, обуславливает образование множественных изображений одного объекта и увеличение яркости оригинального источника. Используя космический телескоп Hubble, было получено изображение "кольца" темной материи в скоплении галактик C 1 0024+17, [1] являющееся одним из убедительных доказательств существования темной материи.

Ученые предполагают, что кольцевая структура распределения темной материи в скоплении галактик C 1 0024+17 могла быть обусловлена столкновениями галактик, приводящие к перераспределению темной материи, находившейся в галактиках.

Во втором разделе рассматривается аксионное решение сильной CP-проблемы в рамках модели Печчеи -Куинна.

Аксионы были предложены как частицы, объясняющие CP-нарушение в сильном взаимодействии. Сильную проблему CP можно просто сформулировать следующим образом: почему мы не наблюдали электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона? ЭДМ нейтрона – это величина, которая нарушает CP- симметрию. Это контрастирует с большинством законов фундаментальной физики, которые после CP- преобразования выглядят так же.

Чтобы понять влияние CP- преобразования на нейтрон, мы можем вместо этого подумать о том, как нейтрон будет вести себя при преобразовании с обращением времени. Это связано с тем, что если квантовая теория поля является лоренц-инвариантной (т. е. если она согласуется со специальной теорией относительности Эйнштейна), то все частицы и процессы должны быть инвариантны относительно комбинации дискретных преобразований CPT, где T обращает стрелу времени (это известна как теорема CPT квантовой теории поля). Итак, если мы находим что-то, что нарушает T- симметрию, то оно также должно нарушать CP- симметрию таким образом, чтобы не нарушалась комбинация CPT.

Если нейтрон имеет постоянный ЭДМ, то этот ЭДМ должен быть совмещен со спином нейтрона. (Это следует из теоремы Вигнера-Экарта в квантовой механике.) Когда мы обращаем направление времени, направление вращения нейтрона меняется на противоположное, и, следовательно, направление ЭДМ также должно быть изменено на противоположное при преобразовании обращения времени T. Однако направление электрического поля остается неизменным при преобразовании обращения времени. если нейтрон имеет ненулевую постоянную ЭДМ, то энергия ней-

трона в электрическом поле изменится при T- преобразовании. Следовательно, ЭДМ нейтрона нарушит T- симметрию, а следовательно, и CP- симметрию.

Аксион – наиболее популярное решение сильной CP- проблемы. Впервые оно появилось в модели, предложенной Печчеи и Куинном (PQ) [2]. Их идея заключалась в продвижении $\bar{\theta}$ к динамической величине, а не просто к постоянному параметру, как в Стандартной модели. На практике это означает добавление к Стандартной модели нового поля – аксионного поля, которое связано с сильным ядерным взаимодействием таким же образом, как $\bar{\theta}$. Как мы увидим, поле аксионов релаксирует до такого значения, что $\bar{\theta}$ равен нулю, и, следовательно, полная ЭДМ нейтрона обращается в нуль.

Чтобы аксион мог решить проблему сильного CP, модель должна также включать кварки, заряженные согласно симметрии PQ, которые, в свою очередь, опосредуют взаимодействие между аксионом и переносчиками глюонных сил сильного ядерного взаимодействия. Есть два способа добиться этого. В одном классе аксионных моделей кварки Стандартной модели заряжены согласно PQ-симметрии [3, 4]: Эти модели имеют $N = 6$. Это означает, что мы должны добавить к модели дополнительный дублет Хиггса, чтобы разрешить все Стандартные модели. Модельные взаимодействия подчиняются симметрии PQ. В другом классе моделей мы вместо этого добавляем в теорию сверхтяжелые, электрически нейтральные кварки [5, 6]. Только эти дополнительные кварки заряжены в соответствии с симметрией PQ: каноническая версия этой модели имеет $N = 1$. Точные значения массы аксиона и силы взаимодействия зависят от этих деталей модели.

В третьем разделе приводятся результаты численных расчетов и компьютерного моделирования эволюции поля и дается оценка на массу аксиона. Расширение Вселенной как следует из ОТО для однородной и изотропной модели описывается уравнением Фридмана:

$$\frac{1}{R(t)^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \equiv H(t)^2 = \frac{8\pi^3 G_N}{90} g_*(T) T^4, \quad (1)$$

где t – это время, прошедшее с Большого Взрыва, G_N – ньютоновская гравитационная постоянная, $g_*(T)$ – это число релятивистских частиц при температуре T (с разными множителями при бозонах и фермионах):

$$g_*(T_{osc}) = \sum_b g_b + \frac{7}{8} \sum_f g_f \sim 60. \quad (2)$$

Мы можем определить параметр Хаббла $H(t)$ из масштабного фактора расширяющейся Вселенной $R(t)$. В термодинамическом равновесии температура обратно пропорциональна масштабному фактору (с точностью до слабо меняющегося множителя, зависящего от g_*)

$$T(t) \sim \text{const}/R(t). \quad (3)$$

Рождение аксионов в ранней Вселенной основан на осцилляциях аксионного поля при температурах, когда присутствует кварковый конденсат, явно нарушающий $U(1)_{PQ}$ – симметрию, и для аксиона образуется эффективный потенциал. При низких температурах, $T \sim \Lambda_{QCD} = 200$ МэВ, аксион приобретает массу

$$m_a \sim m_\pi \frac{f_\pi}{2f_{PQ}} \sim 0.6 \text{ эВ} \cdot \left(10^7 \frac{\text{ГэВ}}{f_{PQ}} \right) \quad (4)$$

из-за вклада инстантонных конфигураций полей, участвующих в сильных взаимодействиях. Здесь f_{PQ} – параметр размерности массы, характеризующий масштаб нарушения симметрии $U(1)_{PQ}$, $m_\pi \sim 135$ МэВ и $f_\pi \sim 93$ МэВ – масса и константа распада пиона. При высоких температурах, $T > \Lambda_{QCD}$, эти вклады подавлены, так что масса аксиона быстро падает с повышением температуры

$$m_a(T) \sim 0.1 \cdot m_a \cdot \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{T} \right)^{3.7}. \quad (5)$$

Следовательно, при высоких температурах $T > \Lambda_{QCD}$ является эффективно безмассовым. Получаем, что потенциал для поля

$$\bar{\theta} = \theta + a/f_{PQ} \quad (6)$$

при высоких температурах отсутствует, и это поле может принимать любое значение

$$\bar{\theta} \in [0, 2\pi]. \quad (7)$$

Необязательно начальное значение $\bar{\theta}_i$ равно нулю. При понижении температуры поле $\bar{\theta}$ начинает однородно скатываться от значения $\bar{\theta}_i$ в сторону минимума аксионного потенциала $\bar{\theta} = 0$. Эволюция поля описывается эффективным лагранжианом

$$L = \frac{f_{PQ}^2}{2} \left(\frac{d\bar{\theta}}{dt} \right)^2 - \frac{m_a^2(T)}{2} f_{PQ}^2 \bar{\theta}^2, \quad (8)$$

где для $m_a(T)$ справедлива приближенная оценка (5). В результате получим следующее уравнение для эволюции фазы $\bar{\theta}$, в расширяющейся Вселенной,

$$\frac{d^2\bar{\theta}}{dt^2} + 3H(T) \frac{d\bar{\theta}}{dt} + m_a^2(T) \bar{\theta} = 0. \quad (9)$$

Начальное условие при высоких температурах имеет вид $\bar{\theta}_i = \text{const}$.

При низких температурах T_{osc} , таких что $m_a(T_{osc}) \sim 3H(T_{osc})$ однородное поле начинает осциллировать с частотой $m_a(T_{osc})$. Температура Вселенной, при которой начинаются осцилляции фазы

$$T_{osc} \sim 200 \text{ МэВ} \cdot \left(\frac{m_a}{10^{-9} \text{ эВ}} \right)^{0.2} \cdot \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{200 \text{ МэВ}} \right)^{0.7}. \quad (10)$$

Для не слишком легкого аксиона, $m_a > 10^{-9}$ эВ, используемое нами приближение (15) справедливо, поскольку для таких аксионов $T_{osc} > \Lambda_{QCD}$.

В случае, когда $m_a(T) > H(T)$ трение, вызываемое параметром Хаббла оказывается слишком малым, и мы ожидаем осцилляционное поведение решения уравнения (9). Используем равенство средних по периоду осцилляций

$$\langle f_{PQ}^2 \left(\frac{d\bar{\theta}}{dt} \right)^2 \rangle = \langle m_a^2(T) f_{PQ}^2 \bar{\theta}^2 \rangle \equiv \rho_a(T), \quad (11)$$

где средняя плотность энергии аксионного поля ρ_a , удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\rho_a}{dT} - \left(\frac{3}{T} + \frac{1}{m_a(T)} \frac{dm_a(T)}{dT} \right) \rho_a = 0. \quad (12)$$

Отсюда получаем

$$\rho_a \sim const \cdot m_a(T) \cdot T^3. \quad (13)$$

Таким образом, при $T \ll \Lambda_{QCD}$, $m_a(T) \sim m_a(0) = const$ и плотность энергии аксионного поля можно описать как плотность энергии невзаимодействующих нерелятивистских частиц (пыль). Более того, даже когда масса аксиона не константа, $m_a(T) \neq const$ (например, при более высоких температурах $T > \Lambda_{QCD}$), эффективная плотность числа аксионов ведет себя как плотность числа невзаимодействующих нерелятивистских частиц,

$$n_a(T) = \frac{\rho_a(T)}{m_a(T)} \sim R^{-3}(T). \quad (14)$$

Таким образом, плотность числа аксионов в сопутствующем объеме сохраняется. Легко оценить плотность энергии, накопленной в аксионах к моменту начала осцилляции

$$\rho_a(T_{osc}) = \frac{1}{2} f_{PQ}^2 \cdot \left(\left(\frac{d\bar{\theta}}{dt} \right)^2 + m_a^2(T_{osc}) \bar{\theta}_i^2 \right) \sim \frac{1}{2} m_a^2(T_{osc}) f_{PQ}^2 \bar{\theta}_i^2, \quad (15)$$

где производная $d\bar{\theta}/dt \sim 0$. Отсюда находим отношение числа аксионов к энтропии в начале осцилляции

$$\frac{n_a}{s} = \frac{\rho_a(T_{osc})}{m_a(T_{osc})s(T_{osc})} \sim 5.7 \cdot \bar{\theta}_i^2 \cdot \frac{f_{PQ}^2}{\sqrt{g_*(T_{osc})} M_{Pl} T_{osc}}. \quad (16)$$

Это значение остается константой при последующей эволюции Вселенной:

$$\Omega_a = \frac{1}{\rho_c} \cdot \frac{n_a}{s} \cdot s_0 m_a \sim 0.18 \cdot \bar{\theta}_i^2 \cdot \left(\frac{4 \cdot 10^{-6} \text{эВ}}{m_a} \right), \quad (17)$$

где мы выразили f_{PQ} через массу аксиона с помощью (17).

В итоге получаем, что аксион с массой $m_a \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ эВ будет составлять всю темную материю Вселенной. Заметим, что это будет холодная темная материя, поскольку давление однородное осциллирующее поле равно нулю:

$$p_a = \langle T_I^i \rangle = \left\langle \frac{f_{PQ}^2}{2} \left(\frac{d\bar{\theta}}{dt} \right)^2 \right\rangle - \left\langle \frac{f_{PQ}^2}{2} m_a^2 \bar{\theta}^2 \right\rangle = 0. \quad (18)$$

Аксионы в такой модели имеют нулевые пространственные импульсы (являются нерелятивистскими) и подходят на роль частиц холодной темной материи, которые чрезвычайно сложно обнаружить, по крайней мере в ближайшем будущем.

Результаты компьютерного моделирования, проводившегося для определения параметров аксионного поля в соответствии с современными космологическими наблюдениями, отражает рисунок 1.

Основное уравнение, описывающее динамику аксионного поля – это уравнение Фридмана (9), которое будет решаться для эпохи радиационного доминирования с масштабным фактором $R(t) \sim t^{1/2}$.

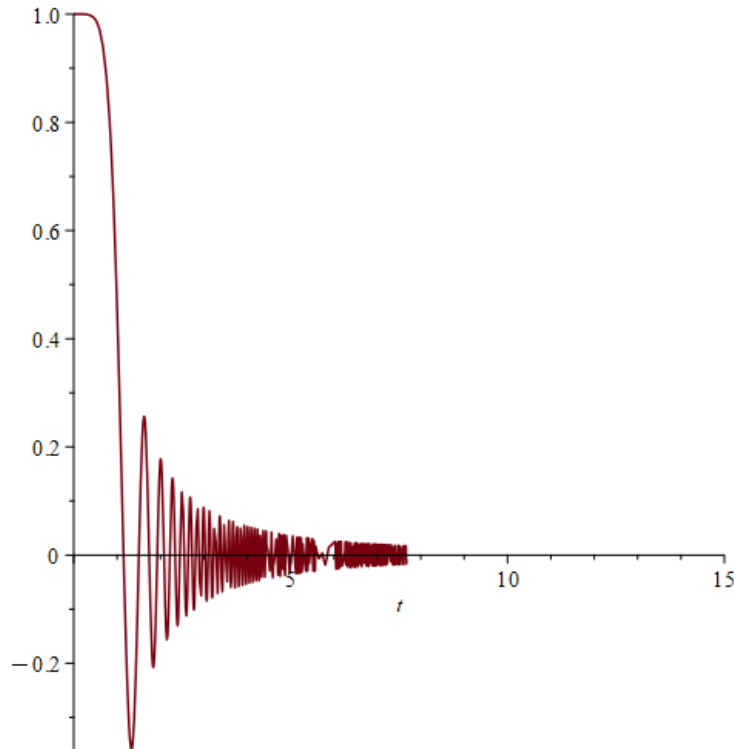


Рисунок. 1. Результат осцилляций аксионного поля $\bar{\theta}$.

Была проведена серия численных расчетов, которые показали сходную качественную картину – аксионное поле весьма быстро стремится к нулю, как и предсказывается теоретическим описанием выше. Для моделирования было взято начальное значение поля $\bar{\theta} = 1$. В модели аксиона из КХД было учтено соотношение (4) и единица измерения времени на графиках 1 и 2 равна примерно $\tau \sim 10^{-8}$ с. Тогда весь процесс осцилляций и «заковки» темной материи занял бы время не более 10^{-7} с.

Наша компьютерная модель характеризовалась 3 параметрами: начальным значением поля, которое мы зафиксировали ($\bar{\theta} = 1$), массой аксиона m_a и временем выхода на постоянные осцилляции (время «заковки» ТМ). В конечном итоге это должно давать нам современную плотность ТМ в общепринятой сейчас космологической модели на уровне 26.8 %. Подбирая и комбинируя свободные параметры, удалось численно определить примерную массу аксиона КХД, которая даст необходимое число темной аксионной материи (рисунок 2).

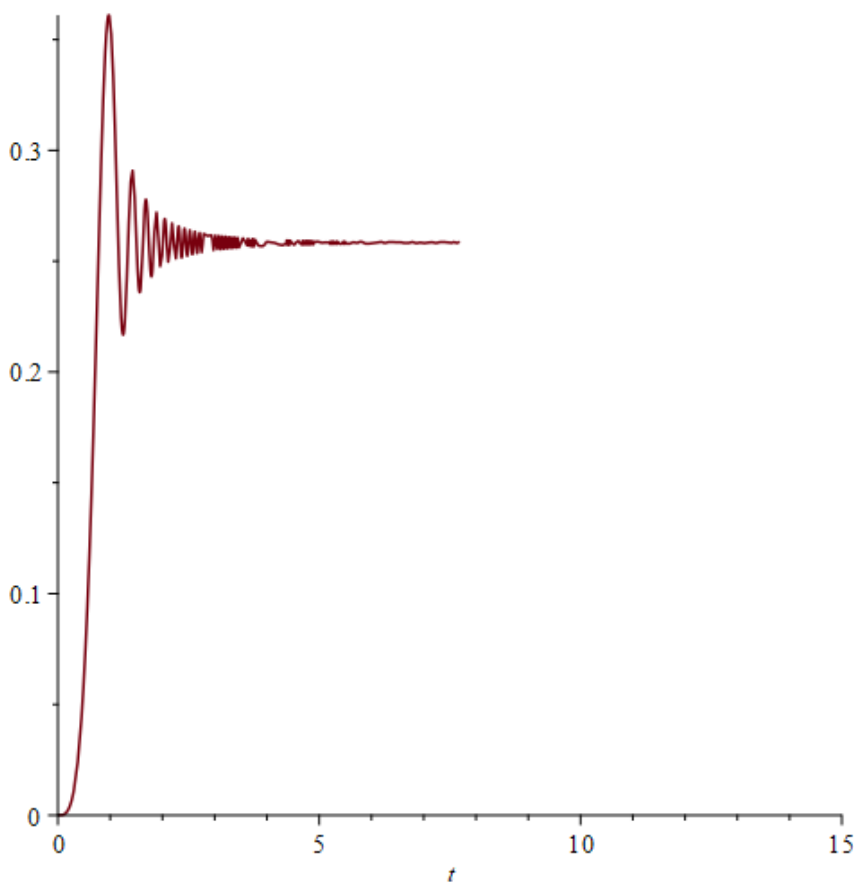


Рисунок 2. Эволюция доли аксионов Ω_a в плотности энергии Вселенной.

Масса аксиона в этом случае оказывается равной $m_a \sim 3.5 \cdot 10^{-6}$ эВ, что полностью соответствует ранее полученным аналитическим оценкам. Экспериментальный поиск таких реликтовых аксионов, несомненно, будет главной целью будущей космологии и астрофизики.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Аксион ТМ — сверхлегкое бозонное поле, которое проявляется на Земле прежде всего как экзотические осциллирующие явления, нарушающие СР-симметрию. Основное и определяющее колебание приходится на электрический дипольный момент (ЭДМ), причем особый интерес представляет нейтронный ЭДМ.

Аксион также действует как источник колебаний в уравнениях Максвелла и может быть обнаружен как аномальное электрическое или магнитное поле. Колебания в поле аксиона возникли в ранней Вселенной в результате нарушения симметрии и фазового перехода, и открытие аксиона могло бы пролить свет на эти чрезвычайно высокоэнергетические процессы в самом отдаленном космическом прошлом.

Список использованных источников

1. Jee M. J. Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Core of the Galaxy Cluster Cl 0024+17 / M. J. Jee et al // *Astrophys. J.* – 2007. – V. 661. – P. 728–749.
2. Peccei R. D. CP conservation in the presence of pseudoparticles / R. D. Peccei, H. R. Quinn // *Phys. Rev. Lett.* – 1977. – V. 38. – P. 1440–1443.
3. Dine M. A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion / M. Dine, W. Fischler, M. Srednicki // *Phys. Lett. B* – 1981. – V. 104. – P. 199–202.
4. Zhitnitsky A. R. On possible suppression of the axion Hadron interactions / A. R. Zhitnitsky // *Sov. J. Nucl. Phys.* – 1980. – V. 31. – P. 260.
5. Kim J. E. Weak-interaction singlet and strong CP invariance / J. E. Kim // *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – V. 43. – P. 103–107.
6. Shifman M. Can confinement ensure natural cp invariance of strong interactions? / M. Shifman, A. Vainshtein, V. Zakharov // *Nucl. Phys. B* – 1980. – V. 166. – P. 493–506.