

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

П.В. Воробьев

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ АКСИОННЫЙ КОНДЕНСАТ:
ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ГАЛО

ИЯФ 2001-53

Новосибирск
2001

**Космологический аксионный конденсат:
галактическое гало**

П.В. Воробьев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Обсуждается возможность существования и структура галактического гало, состоящего из аксионного конденсата (холодная компонента скрытой массы Вселенной). Радиус такого гало однозначно связан с массой аксиона. Осцилляции центральной плотности гало (когерентные для всех гало) могут дать объяснение наблюдаемой периодичности распределения квазаров и ярких галактик по радиальной координате сопутствующего пространства плоской модели Фридмана.

PACS: 14.80.Mz, 95.35.+d, 98.62.Dm

e-mail: P.V.Vorobyov@inp.nsk.su

© *Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН, Россия*

1 Аксионный космологический конденсат

Как известно, большая часть вещества во Вселенной невидима – это так называемая “темная материя”, образующая скрытую массу Вселенной. Сегодня представляется, что примерно половина скрытой массы достаточно равномерно “размазана” по пространству и может быть объяснена не равным нулю Λ -членом (ненулевая плотность энергии вакуума), а вторая половина (примерно 40 процентов) является “газом” холодных частиц, образующих массивные гало вокруг галактик и их скоплений [1, 2]. Эти частицы очень слабо взаимодействуют с обычным веществом и не являются газом, плазмой и вообще обычной барионной материей. На наличие массивных невидимых гало вокруг галактик явно указывают кривые вращения, измеренные сегодня для множества галактик.

Хорошим кандидатом на роль “холодной компоненты” темной материи является аксионный “газ”, образующий гало вокруг галактик и их скоплений. Масса такого гало примерно на порядок превышает массу галактики.

Как мы отмечали в работе [3], посвященной аксионному конденсату и возможностям его экспериментального обнаружения, для аксионов с массой менее 0.1эВ сегодня выполнено условие Бозе-Эйнштейновской конденсации:

$$T < T_0 = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{m^{5/3}} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^{2/3}. \quad (1)$$

Здесь m – масса частиц газа, выраженная в электрон-вольтах, ρ – плотность газа, ρ_c – критическая космологическая плотность, которую мы примем равной 10^{-29}г/см^3 . T_0 – температура бозе-конденсации в кельвинах. Для масс ниже 0.1эВ температура перехода сегодня – порядка температуры реликтового излучения. В стандартной космологической модели [4] при уменьшении космологического масштабного фактора R (“радиуса Вселенной”) температура Вселенной $T_m \sim R^{-1}$, тогда как $T_0 \sim R^{-2}$.

Поэтому, если отрыв аксионов от вещества произошел на достаточно ранней стадии космологической эволюции, то в этот момент газ должен был находиться в Бозе-конденсированном состоянии. Адиабатическое расширение не может перевести частицу из основного состояния в возбужденное. Следовательно, в любой следующий момент эволюции Вселенной аксионы образуют конденсат, описываемый в сопутствующей системе макроскопической волновой функцией:

$$\psi_0 = \sqrt{n_a} e^{i\alpha} . \quad (2)$$

Здесь n_a – количество аксионов в единице объема, α – ненаблюдаемая фаза конденсата. Вышеприведенный анализ существенно использовал идеальность аксионного газа. Однако псевдоскалярные частицы, возникающие в различных моделях, могут распадаться на два фотона, поглощаться и излучаться веществом и участвуют в гравитационном взаимодействии. Это значит, что аксионный конденсат с момента его образования будет находиться в неравновесном состоянии. Для интересующих нас констант связи время термализации существенно превышает время жизни Вселенной, и влиянием локальных взаимодействий на конденсат можно пренебречь.

2 Свойства аксионного конденсата

Рассмотрим свойства конденсата. При этом будем опираться на работы [5, 6], посвященные конденсатам Бозе-Эйнштейна. Предполагается, что аксионный конденсат – Бозе газ с самодействием вида:

$$\epsilon = \frac{\hbar^2}{2m_a} |\nabla\psi_0|^2 + V_{ext} |\psi_0|^2 + \frac{g}{2} |\psi_0|^4 , \quad (3)$$

здесь:

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m_a} , \quad (4)$$

a^2 – сечение рассеяния аксион – аксион [6].

Как показано в [5] и [6], уравнение состояния конденсата:

$$p = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m_a^3} \rho^2 = k\rho^2 . \quad (5)$$

Здесь ρ – плотность конденсата. Очевидно, что (5) – уравнение адиабаты $p = k\rho^\gamma$. $\gamma = 1 + 1/n = 2$, где n – индекс политропы. Из теории эволюции звезд известно, что индекс политропы $n = 1$, является особым: **при**

$n = 1$ радиус звезды не зависит от ее массы [7]! При этом радиус равновесной конфигурации определяется выражением:

$$R = \pi \left(\frac{k}{2\pi G} \right)^{1/2} = \pi \left(\frac{\hbar^2 a}{m_a^3 G} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

что можно представить как

$$R = \pi \frac{m_{pl}}{m_a} (\lambda_c a)^{1/2}, \quad (7)$$

где $m_{pl} = \sqrt{\hbar c/G}$ – планковская масса, $\lambda_c = \hbar/(m_a c)$ – комптоновская длина волны аксиона.

При этом распределение плотности имеет вид:

$$\rho(r \leq R) = \rho_{a0} \frac{R}{\pi r} \sin\left(\frac{\pi r}{R}\right); \quad \rho(r > R) = 0, \quad (8)$$

где ρ_{a0} – плотность в центре гало с полной массой M

$$\rho_{a0} = \frac{M}{\pi} \left(\frac{m_a}{m_{pl}} \right)^3 \left(\frac{1}{\lambda_c a} \right)^{3/2}. \quad (9)$$

Нам осталось понять, что такое a . Так как в задаче нет других параметров, то можно считать, что $a \sim 1/V$ – это масштаб нарушения симметрии (Печи – Квин), с которой ассоциировано появление аксиона (V – вакуумное среднее). В силу специфической связи массы аксиона и его константы взаимодействия [8] оказывается, что произведение $\lambda_c a$ – константа.

$$\begin{aligned} m_a &\sim m_\pi \frac{f_\pi}{V}, & a &\sim \frac{\hbar c}{V} \\ \lambda &= \frac{\hbar}{m_a c} \simeq \frac{\hbar V}{f_\pi m_\pi c} \\ \lambda_c a &\simeq \frac{\hbar^2}{f_\pi m_\pi} \sim 10^{-26} \text{ см}^2 \end{aligned} \quad (10)$$

здесь m_π – масса пиона, f_π – его константа распада. Существенно, однако, чтобы длина рассеяния a была положительна, так как $a > 0$ соответствует взаимному отталкиванию аксионов.

3 Гравитационная неустойчивость реликтового конденсата

Естественно предполагать, что первоначально однородный космологический аксионный конденсат развалится на комки размера R когда крити-

ческая длина волны неустойчивости Джинса λ_J станет порядка R .

$$\lambda_J = c_s \cdot \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} \simeq R, \quad (11)$$

здесь ρ – плотность конденсата, а c_s – скорость звука в конденсате:

$$c_s^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{4\pi\hbar^2 a\rho}{m_a^3}. \quad (12)$$

Легко показать, что отношение скорости звука в конденсате к скорости света определяется выражением:

$$\left(\frac{c_s}{c}\right)^2 = \frac{r_g}{R}, \quad (13)$$

где $r_g = MG/c^2$ – гравитационный радиус комка массы M .

Теперь мы можем сделать проверку модели: положить плотность конденсата порядка критической, найти Джинсовскую длину и сравнить ее с R . Однако, тут нас ждет неожиданность... Подстановка (12) в (11) приводит к выражению:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{4\pi^2\hbar^2 a}{m^3 G}} = 2R, \quad (14)$$

которое выполняется при любой плотности. То есть, масштаб неустойчивости Джинса для аксионного конденсата порядка R и не зависит от его плотности. Понятно, что распад конденсата на комки происходит при достижении времени развития джинсовской неустойчивости:

$$t_J = \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}, \quad (15)$$

Пусть наша Вселенная описывается моделью Эйнштейна – де Ситтера (плотность нерелятивистского вещества равна критической, сопутствующее пространство – плоское). Тогда зависимость масштабного фактора от времени и красного смещения z определяется выражением:

$$\frac{a(t)}{a_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} = \frac{1}{1+z}, \quad (16)$$

где $t_0 = \frac{2}{3}H_0^{-1}$ – сегодняшний возраст Вселенной, a_0 – сегодняшнее значение масштабного фактора.

Мы пользуемся законом эволюции Вселенной, заполненной пылью, так как предполагаем, что основная масса Вселенной заключена в аксионном конденсате (Λ – членом пока пренебрегаем). Несколько необычное уравнение состояния аксионного конденсата играет важную роль в эволюции Вселенной только на ранней стадии расширения, задолго до момента его распада на комки. Давление входит в закон эволюции масштабного фактора в следующей комбинации:

$$\epsilon = \rho c^2 + 3p . \quad (17)$$

Для аксионного конденсата это выражение преобразуется к виду:

$$\epsilon = \rho c^2 \left(1 + \frac{3 c_s^2}{2 c^2} \right) = \rho c^2 \left(1 + \frac{3 r_g}{2 R} \right) . \quad (18)$$

Поскольку $r_g/R < 10^{-6}$ при критической плотности конденсата в момент распада на комки, то очевидно, что в нашей задаче влиянием давления на эволюцию масштабного фактора можно пренебречь при значениях $z < 10^4$.

Комки конденсата выглядят как пыль без давления. Полагая среднее расстояние между крупными галактиками $L \simeq 1\text{Мпк}$, найдем критическую плотность конденсата в момент развала на комки, то-есть плотность конденсата в комке:

$$\rho_J = \rho_c \left(\frac{L}{R} \right)^3 = \rho_c \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 \simeq \rho_c \cdot (10^5 \div 10^6) . \quad (19)$$

При этом распад конденсата произошел при красном смещении порядка $z \simeq 100$ (заметим, что галактики образуются значительно позже – при $z < 10$).

4 Пульсации комков конденсата

Распределение плотности в равновесном комке конденсата дается выражением (8). Интегрируя до R , найдем, что полная масса выражается через центральную плотность комка следующим образом:

$$M = \rho_{a0} \frac{4R^3}{\pi} , \quad (20)$$

а отношение средней плотности комка к центральной:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{a0}} = \frac{3}{\pi^2} \simeq \frac{1}{3} . \quad (21)$$

Как видим в момент распада на комки конденсат находится в сильно неравновесном состоянии. В комках начинаются когерентные осцилляции плотности на частоте, соответствующей первой радиальной моде системы. Причем затухания колебаний конденсата практически нет, так как сам конденсат сверхтекучий, а взаимодействие с веществом пренебрежимо мало. Точнее, затухание осуществляется за счет гравитационного взаимодействия конденсата с обычным веществом, вязкость которого не равна нулю. Период этих осцилляций легко оценить:

$$T_{osc} \simeq \frac{R}{c_s} = \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_J}} = t_J . \quad (22)$$

Подставляя в (22) $\rho_J = 10^6 \cdot \rho_c = 10^{-24} \text{ г/см}^3$ получим: $T_{osc} \simeq 10^{16}$ секунд. Такое время соответствует расстоянию в плоском сопутствующем пространстве модели Фридмана: $D \simeq 100$ мегапарсек.

Если предположить, что распад однородного космологического конденсата на одинаковые комки произошел практически одновременно в сопутствующем пространстве, то окажется что осцилляции комков когерентны. В таком случае любой наблюдатель будет видеть, что комки с равной центральной плотностью лежат на сферических поверхностях, причем закон изменения центральной плотности комка от расстояния – синусоидальный. Это может служить объяснением наблюдаемой периодичности распределения квазаров и ярких галактик в зависимости от расстояния. Как мы видели, колебания плотности в центре комка конденсата велики $\rho_{max}/\rho_{min} \sim 10$. Такие колебания центральной плотности должны оказывать существенное влияние на формирование и дальнейшее существование ядра галактики. При этом активность ядра и его яркость будут меняться с периодом равным периоду осцилляций аксионного гало, что и приведет к наблюдаемой периодичности распределения квазаров по расстоянию. Заметим, что найденный нами период ($D \simeq 100$) Мпк вполне соответствует наблюдаемой периодичности в пространственном распределении квазаров по радиальной координате сопутствующего пространства плоской модели Фридмана [9, 10, 11]. Следует отметить, что периодичность распределения квазаров, связанная с присутствием когерентного аксионного поля, обсуждалась ранее Ансельмом [12], но с совершенно другой точки зрения.

5 Проверка модели

Теперь мы можем сделать первую проверку модели: зная приблизительный радиус гало (а он не может быть меньше радиуса крупной галактики), найдем массу аксиона и посмотрим попадает ли это значение массы в область, допустимую с точки зрения астрофизических и космологических ограничений. Для крупной галактики $R \simeq 10^{23}$ см. Подставив это значение в (7) и помня, что $m_{pl} \simeq 10^{-5}$ г, получим:

$$m_a \simeq \pi \frac{m_{pl}}{R} (\lambda_c a)^{1/2} = 10^{-41} g = 10^{-8} eV . \quad (23)$$

Такое значение массы представляется вполне допустимым с космологической точки зрения и ложится в "аксионное окно".

Совершенно ясно, что поскольку радиус гало много больше, чем его гравитационный радиус, а центральная плотность конденсата много меньше чем планковская, то всюду в дальнейшем можно ограничиться ньютоновским приближением.

Используем наши представления о галактическом гало из аксионного конденсата для моделирования кривых вращения галактики. При этом считаем, что средняя плотность гало примерно на пять порядков выше, чем сегодняшняя критическая плотность. Это ясно из следующих рассуждений. Считаем, что галактики сконденсировались на комках аксионного конденсата. Пусть средняя плотность конденсата порядка критической плотности. Сегодня среднее расстояние L между галактиками примерно в 100 раз превышает их характерный размер. Таким образом:

$$\rho_{hal} \simeq \rho_c \left(\frac{L}{R} \right)^3 > 10^5 \cdot \rho_c . \quad (24)$$

При моделировании кривых вращения массу галактики будем считать распределенной в массивном аксионном гало. Небольшая часть массы обычного вещества сосредоточена в компактном ядре галактики. Массой спиральной компоненты (диска) пока пренебрежем.

Кривые вращения полученные в результате моделирования для $M_{hal} \sim 10 \cdot M_{cor}$, $R_{hal} \sim 15 R_{cor}$ вполне подходят на наблюдаемые распределения скорости в реальных галактиках.

Простая оценка скорости вращения для гало радиуса R со средней плотностью ρ_J приводит к выражению:

$$V = \sqrt{G \frac{M}{R}} = R \cdot \sqrt{\frac{G \rho_J}{\pi}} = \frac{R}{t_J} , \quad (25)$$

что для $R \simeq 10^{23}$ см дает $V \simeq 200$ км/сек. Это значение скорости находится в хорошем согласии с наблюдениями.

6 Мощность радиопотока от распада аксионов гало

Как известно, аксион может распадаться на два фотона. Время жизни аксиона определяется выражением:

$$\tau_a \simeq \tau_\pi \left(\frac{m_\pi}{m_a} \right)^5, \quad (26)$$

где: τ_π , m_π – время жизни и масса пиона. Для аксиона с массой 10^{-8} эВ время жизни 10^{64} секунды! При массе гало $M_h \simeq R^3 \cdot \rho_J = 10^{46}$ грамм полная излучаемая мощность составит всего около милливатта, что, конечно, совершенно необнаружимо.

7 Заключение

Мы рассмотрели модель холодной компоненты скрытой массы в виде галактического гало из аксионного конденсата. Видно, что такая модель не противоречит наблюдательным данным и космологическим и астрофизическим ограничениям на массу аксиона.

Автор благодарен И.В.Колоколову, А.И.Мильштейну, И.Н.Нестеренко и З.К.Силагадзе за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *A.D.Dolgov*, hep-ph/9801267.
- [2] *M.S.Turner*, astro-ph/9811454, astro-ph/9811366
- [3] *П.В.Воробьев, А.И.Кахидзе, И.В.Колоколов*. ЯФ 58 (1995) 1032.,
P.V.Vorob'ev, I.V.Kolokolov, astro-ph/9501042
- [4] *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Строение и эволюция Вселенной. М., Наука, 1975.
- [5] *Б.Б.Кадомцев, М.Б.Кадомцев*. УФН 167 (1997) 649.
- [6] *Л.П.Питаевский*. УФН 168 (1998) 641.
- [7] *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Теория тяготения и эволюция звезд. М., Наука, 1971.
- [8] *G.G.Raffelt*, e-Print LANL astro-ph/9707248,
J.E.Kim, e-Print LANL astro-ph/9802061.
- [9] *G.R.Burbidge, S.L.O'Dell*, Ap.J., 178 (1972) 583.
- [10] *П.В.Воробьев*, ИЯФ 81-138. Новосибирск 1981.
- [11] *T.J.Broadhurst, R.S.Ellis, D.C.Koo, A.S.Szalary*, Nature, 243, (1990) 725.
- [12] *А.А.Ансельм*. ЖЭТФ 100 N7 (1991) 5.

П.В. Воробьев

**Космологический аксионный конденсат:
галактическое гало**

ИЯФ 2001-53

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 18.07.2001 г.

Сдано в набор 26.07.2001 г.

Подписано в печать 27.07.2001 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.9 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ ь 53

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.