

ЗЕРКАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ГАЛАКТИКАХ

*Е. А. Крюкова**

*Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2018 г.,
после переработки 25 января 2019 г.
Принята к публикации 25 января 2019 г.

Получена величина зеркального магнитного поля на различных этапах эволюции Вселенной. Рассматривается генерация магнитного поля на радиационно-доминированной стадии и в пострекомбинационную эпоху. Также оценивается мелкомасштабное значение поля в галактике после динамо-усиления. Обсуждается возможное влияние зеркального магнитного поля на распределение зеркальной материи в галактике. Модель можно обобщить, предположив наличие смешивания между обычными и зеркальными частицами.

DOI: 10.1134/S0044451019070034

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из нерешенных проблем современной космологии является проблема центрального каспа (в англоязычной литературе the cusp-core problem). Численное моделирование задачи N тел предсказывает профили плотности с острым пиком в центре (cusp-like). С другой стороны, наблюдения показывают, что профили плотности некоторых карликовых галактик становятся плоскими к центру, образуя так называемый кор (core) (см. обзор в [1]). Было показано (см. [2]), что обычная модель холодной темной материи не может объяснить это расхождение. После этого были предложены многие решения проблемы центрального каспа: теплая темная материя (см. [3]), самовзаимодействующая темная материя [4], взрывы сверхновых и т. д.

Возможное объяснение природы темной материи предлагает концепция зеркального мира. Частицы зеркальной материи участвуют в зеркальных сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях. Наблюдения показывают, что у галактик существуют обыкновенные магнитные поля. Почему бы тогда не предположить существование зеркальных магнитных полей? Обычно вклад электромагнитного поля не учитывается при моделировании распре-

деления плотности материи в галактиках (см. попытки в [5–7]). Итоговое значение магнитного поля связано с плотностью материи. Поэтому в зеркальном мире значение зеркального магнитного поля получается большим, чем характерная величина для обычного вещества в галактике (1 мкГс), из-за того, что плотность темной материи выше.

Целью данной работы является получение значения зеркального магнитного поля в галактиках и рассмотрение его влияния на проблему центрального каспа. В самом деле, предположим, что начальное распределение плотности в галактике имеет острый пик в центре (cusp). Тогда, если мы включим зеркальное магнитное поле, в центральной части галактики зеркально заряженный объем темной материи ощутит давление магнитного поля, которое будет отталкивать его к периферии. Так центральный пик может стать более гладким.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 представлен обзор механизмов генерации магнитного поля для обычного мира. Раздел 3 содержит основные положения гипотезы зеркального мира. Генерация зеркального магнитного поля на радиационно-доминированной (РД) стадии рассмотрена в разд. 4. В разд. 5 получена величина зеркального магнитного поля после рекомбинации. Раздел 6 содержит оценки зеркального магнитного поля галактики во время образования структуры. В разд. 7 обсуждается возможный эффект, оказываемый зеркальным магнитным полем на распределение зер-

* E-mail: kryukova.ea15@physics.msu.ru

кальной материи в галактике. В разд. 8 перечислены результаты.

2. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Современное значение крупномасштабного магнитного поля B в галактиках составляет примерно 1 мкГс. Существует множество теорий, описывающих его возникновение. Приведем их краткий обзор. Большую группу теорий составляют так называемые механизмы, основанные на принципе работы батареи (“battery” mechanisms) [8]. В этих теориях предполагается, что электроны и ионы движутся с различными скоростями. Разница скоростей заряженных частиц приводит к возникновению электрического тока и, следовательно, к росту магнитного поля. Генерация поля может быть основана как на различии в кинематической вязкости электронов и ионов, так и на термоэлектрическом эффекте. Как правило, величина магнитного поля в этих теориях оказывается малой (10^{-22} – 10^{-17} Гс) и не была бы в состоянии объяснить современное значение B , если бы не достижения теории динамо.

Динамо-эффект — это эффект самовозбуждения магнитного поля при определенных видах движения проводящей жидкости. Несмотря на многочисленные ограничения (например, динамо-усиление невозможно при любых двумерных движениях), движения, реализующие динамо-эффект, оказываются достаточно естественными. Динамо — это процесс усиления: в отсутствие зародышевого поля он неприменим. Экспоненциальный рост поля со временем позволяет использовать теории типа «батарей» в сочетании с динамо-эффектом.

В данной работе, основываясь на двух механизмах типа «батарей» и динамо-эффекте, получена возможная современная величина зеркального магнитного поля. Используя ту же методику, в разд. 4–6 мы рассматриваем задачу для зеркального мира.

Механизм, предложенный Гаррисоном [9], описывает рост магнитного поля на РД-стадии. Рассматривается область пространства, претерпевающая расширение и обладающая угловым моментом. Область равномерно заполнена излучением с плотностью энергии ρ_γ и материей с плотностью энергии ρ (ионы и нерелятивистские электроны) с угловыми скоростями ω_γ и ω соответственно. Пусть a — масштабный фактор, тогда в расширяющейся Вселенной $\rho a^3 = \text{const}$, $\rho_\gamma a^4 = \text{const}$. Если бы фотоны, электроны и ионы не взаимодействовали между

собой, сохранялся бы угловой момент и выполнялись бы соотношения $\rho \omega a^5 = \text{const}$, $\rho_\gamma \omega_\gamma a^5 = \text{const}$. Тогда $\omega \sim a^{-2}$, $\omega_\gamma \sim a^{-1}$ и видно, что в расширяющейся Вселенной излучение замедляется меньше, чем вещество. Рассматривая взаимодействие заряженных частиц с фотонами (рассеяние Томсона), можно получить, что фотонный газ увлекает в большей степени электроны, чем тяжелые положительно заряженные ионы. Окончательно имеем положительно заряженный газ ионов с плотностью энергии ρ и электрон-фотонный газ с плотностью энергии ρ_γ , движущиеся с различными угловыми скоростями. Фактически возникает электрический ток, который создает магнитное поле.

Мишустин и Рузмайкин [10] предложили механизм генерации, схожий с предыдущим. Он должен применяться после рекомбинации, в Темные века. В этот период Вселенная в основном состоит из нейтральных атомов H и He с концентрацией n_H . Свободных электронов и протонов гораздо меньше: $n_e = n_p = y n_H$, где $y \approx 3 \cdot 10^{-4}$ – $3 \cdot 10^{-5}$. После отсоединения вещества от излучения движение газа можно описывать относительно однородного фона излучения. Рассмотрим протогалактику, которая расширяется и вращается относительно фонового излучения. Пусть $\omega(t)$ — угловая скорость нейтральных атомов (H и He). Вращение протогалактики сопровождается относительным движением протонов и электронов, поэтому происходит усиление магнитного поля, появившегося на РД-стадии. Действительно, учитывая, что $n_p \ll n_H$, рассеяние протонов на нейтральных атомах с близкой массой заставляет первых двигаться с той же угловой скоростью $\omega(t)$. Излучение практически не оказывает влияния на движение протонов, но электроны об него тормозятся. Различие в угловых скоростях протонов и электронов снова приводит к образованию электрического тока и магнитного поля.

Основное усиление магнитного поля галактик до современного значения происходит после их формирования. Динамо-эффект состоит в преобразовании кинетической энергии проводящей среды в энергию магнитного поля. При этом величина поля экспоненциально растет со временем. Галактическое магнитное поле заморожено в ионизованный межзвездный газ: магнитное число Рейнольдса Re_m для движения газа в галактике на различных масштабах лежит в пределах $3 \cdot 10^5$ – $5 \cdot 10^7$ [11]. Другими словами, $Re_m \gg 1$ и кинетическая энергия газа во много раз превосходит омические потери. Известно, что динамо-усиление достигает насыщения при определенном значении поля. Упрощенные оценки связы-

вают значение поля насыщения со значением поля при равномерном распределении энергии. При равномерном распределении наблюдается равенство кинетической энергии турбулентного движения и энергии магнитного поля. На этом генерация магнитного поля завершается.

3. ЗЕРКАЛЬНЫЙ МИР

Впервые подобие идеи зеркального мира было предложено Ли и Янгом в [12] после обнаружения несохранения P -четности в слабых взаимодействиях. Для сохранения казавшейся естественной симметрии по четности они предположили существование левых и правых протонов, ведущих себя по-разному при рождении в β -распаде.

Впоследствии эта концепция была существенно улучшена и переработана. Она предполагает существование зеркальных частиц-партнеров известных частиц Стандартной модели, тем самым общее число элементарных частиц оказывается удвоенным. Кобзарев, Окунь и Померанчук [13] показали, что зеркальные частицы не могут принимать участие в обычных сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях. При этом зеркальная материя должна взаимодействовать с обычным веществом гравитационно, иначе ее обнаружение было бы невозможным.

В простейшем случае зеркальная симметрия оказывается точной, а значит, в зеркальном мире частицы принимают участие в зеркальных сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях с неизменными значениями констант связи и зарядов [14]. Но зеркальный и обычный мир не идентичны друг другу. Из условий первичного нуклеосинтеза для числа сортов нейтрино N_ν следует, что начальная температура T' зеркального сектора должна быть меньше, чем температура T обычного (здесь и далее величины, относящиеся к зеркальному миру, будем помечать штрихом). Смешивание между скрытым и видимым секторами предполагается малым, так что один сектор не оказывает на динамику другого никакого влияния, кроме гравитационного. Поскольку мы считаем взаимодействие между двумя секторами очень слабым, отношение температур $T'/T = x$ остается постоянным на всех дальнейших этапах эволюции Вселенной [15]. Принято считать x свободным параметром, для него существует лишь оценка сверху, полученная из ограничений первичного нуклеосинтеза ($\Delta N_\nu < 0.3$, [16]):

$$x < 0.47. \quad (1)$$

Если зеркальная материя дает существенный вклад в плотность темной материи, из образования крупномасштабных структур и спектра реликтового излучения можно получить верхний предел [17]:

$$x < 0.3. \quad (2)$$

Также в работе [15] было показано, что распространенность зеркального гелия составляет около 75%. Подробное описание космологической эволюции зеркального сектора содержится в статье [18]. Современное состояние модели и текущие ограничения можно найти в работе [19].

Стабильность зеркальных протонов и электронов делает зеркальную материю естественным кандидатом на роль темной материи. В данной работе предполагается, что зеркальная материя составляет основную часть темной материи. Рассматриваются вопросы, связанные с зеркальным электромагнитным взаимодействием, особенности зеркального слабого и сильного взаимодействий не учитываются. В связи с этим предполагается, что в поздней Вселенной зеркальная материя в основном состоит из зеркальных протонов p' , зеркальных электронов e' и зеркальных атомов водорода H' . Зеркальное вещество взаимодействует с зеркальными фотонами γ' , которые вместе с зеркальными нейтрино ν' образуют зеркальное излучение.

4. ГЕНЕРАЦИЯ ЗЕРКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РАДИАЦИОННО-ДОМИНИРОВАННОЙ СТАДИИ

Механизм, предложенный Гаррисоном [9], дает индукцию магнитного поля

$$\mathbf{B}' = -\frac{2m'c}{e} \left(1 - \frac{T'}{T_1'}\right) \boldsymbol{\omega}', \quad (3)$$

где m' — коэффициент с размерностью массы, который связывает плотность зеркальной материи ρ' с числом электронов в единице объема n'_e , T'_1 и T' — температуры в начале и в конце генерации, $\boldsymbol{\omega}'$ — угловая скорость вращения газа ионов в зеркальном мире.

Будем считать, что на РД-стадии обычный (наш) мир состоит преимущественно из протонов и электронов, тогда из электронейтральности получаем $n_e = n_p$. Тогда плотность материи $\rho = n_e m_e + n_p m_p = n_e (m_e + m_p) \simeq n_e m_H$, так что $m = m_H$. В зеркальном секторе массовые доли зеркального

гелия He' и зеркального водорода H' составляют соответственно 75 % и 25 %. Условие электронейтральности принимает вид $n'_e = n'_p + 2n'_{\text{He}^{++}}$, а выражение для плотности материи теперь — $\rho' = n'_e m_e + n'_p m_p + n'_{\text{He}^{++}} m_{\text{He}^{++}}$. Решив систему уравнений, можно получить $m' = \rho'/n'_e$:

$$m' = \frac{m_{\text{He}^{++}} m_{\text{H}} + 3m_p m_{\text{He}}}{m_{\text{He}^{++}} + 6m_p} \simeq \frac{4m_{\text{He}} m_{\text{H}}}{m_{\text{He}} + 6m_{\text{H}}}. \quad (4)$$

В итоге после подстановки численных значений получаем $m' = 1.6m_{\text{H}}$. Поскольку значение m' оказывается одного порядка в обоих случаях преобладания водорода и гелия, в дальнейшем мы не будем учитывать присутствие гелия.

Генерация начинается, когда зеркальные электроны становятся нерелятивистскими,

$$T'_1 = m_e c^2 / k = 6 \cdot 10^9 \text{ К}, \quad (5)$$

а завершается, когда плотности энергии зеркальной материи (по предположению она составляет темную материю) и зеркальных фотонов равны (момент равенства в зеркальном мире):

$$\Omega_d \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 = \Omega'_\gamma \left(\frac{a_0}{a} \right)^4, \quad (6)$$

где Ω_d , Ω'_γ — современные доли плотностей энергии темной материи и зеркальных фотонов соответственно.

Выразим плотность энергии зеркальных фотонов ρ'_γ . Отношение температур нашего и зеркального мира остается постоянным [18]: $x = T'/T = T'_0/T_0 = \text{const}$. Поскольку плотность энергии фотонов пропорциональна T^4 , в каждый момент времени

$$\frac{\rho'_\gamma}{\rho_\gamma} = x^4, \quad \frac{\Omega'_\gamma}{\Omega_\gamma} = x^4. \quad (7)$$

Тогда из условия равенства плотностей энергии (6) находим момент завершения генерации:

$$\frac{a_0}{a} = \frac{\Omega_d h^2}{\Omega'_\gamma h^2} = 4760x^{-4} = \frac{T'}{T_0}. \quad (8)$$

Используя $T_0 = 2.73 \text{ К}$, находим температуру зеркального мира в это время:

$$T' = 13 \cdot 10^3 x^{-3} \text{ К}. \quad (9)$$

Неотъемлемое ограничение для x в нашей модели состоит в том, что начальная температура (5) должна быть выше, чем конечная (9): $T'_1 \geq T'$, т. е.

$$x > 0.013. \quad (10)$$

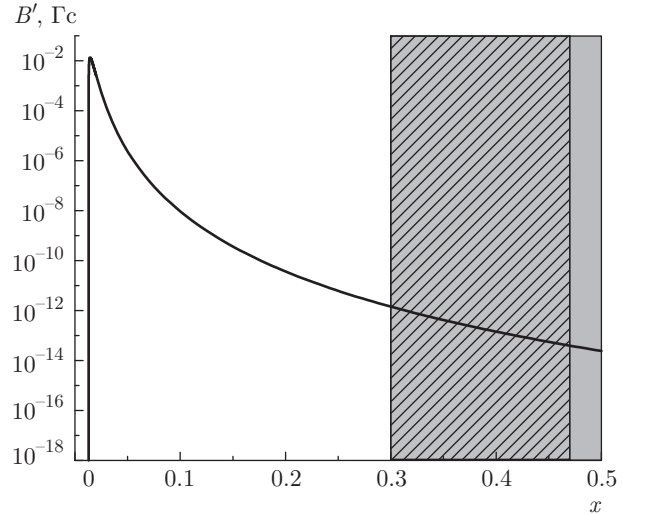


Рис. 1. Зависимость зеркального магнитного поля B' , полученного по механизму Гаррисона, в конце РД-стадии от параметра x

Плотность энергии излучения (фотоны и нейтрино) связана с температурой как $\rho_{\text{rad}} = \pi^2/30 g_* T^4$, где g_* — эффективное число степеней свободы [20], которое в рассматриваемый период времени не изменяется и в зеркальном, и в нашем мире. Оценим ω' аналогично [9]. Для зеркального мира на РД-стадии $\omega' \simeq \omega'_\gamma$, так что

$$\omega' \simeq \sqrt{\frac{8\pi G(\rho_{\text{rad}} + \rho'_{\text{rad}})}{3}} = \sqrt{\frac{8\pi G\rho_{\text{rad}}(1+x^4)}{3}}. \quad (11)$$

Современная плотность энергии фотонов $\rho_{\gamma 0} = 2.55 \cdot 10^{-10} \text{ ГэВ/см}^3$ [20]. Тогда в момент завершения генерации, определяемый формулой (8),

$$\rho_{\text{rad}} = 1.68\rho_{\gamma 0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 = 3.9 \cdot 10^{-19} x^{-16} \text{ Г/см}^3. \quad (12)$$

Из формул (3), (5), (9), (11), (12) получаем

$$B' = -9.4 \cdot 10^{-17} x^{-8} (1 - 2.2 \cdot 10^{-6} x^{-3}) \text{ Гс}. \quad (13)$$

На рис. 1 показана зависимость зеркального магнитного поля B' от параметра x . Область, где $x > 0.47$ (см. (1)), запрещенная в этой модели, затемнена. Заштрихована область, где $0.3 < x < 0.47$ (см. (2)), которая является запрещенной в случае, если зеркальная материя образует основную часть темной материи. Вклад поправки $1 - T'/T'_1$ в (13) мало отличается от 1 при $x \gg 0.014$ ($x = 0.014$ соответствует точке максимума на рис. 1), поэтому в дальнейшем будем пренебрегать им.

Отметим, что значение зеркального магнитного поля по механизму Гаррисона получается бóльшим,

чем в обычном мире, из-за того, что температура зеркального мира ниже ($x < 1$).

Впоследствии идея механизма Гэрисона, предложенного в 1970 г., была положена в основу нескольких механизмов генерации магнитного поля на РД-стадии (см., например, обзоры [21, 22]). Стоит отметить, что против оригинального механизма Гэрисона существует ряд аргументов. Дело в том, что предположение о первичной завихренности требует существования векторных возмущений первого порядка в эту эпоху [23]. Эти возмущения не появляются в случае, если неоднородности плотности материи образуются только в результате инфляции, но даже если они есть, с расширением Вселенной завихренность на РД-стадии быстро уменьшается [24]. Критика механизма Гэрисона также содержится в статье [25].

Как уже было сказано, существует несколько эквивалентных механизмов, следующих идее механизма Гэрисона на РД-стадии. Во всех них томсоновское рассеяние используется для реализации взаимодействия фотонов с электронами. Поскольку физические процессы не изменяются, а магнитное поле зависит от температуры степенным образом, маловероятно, что смена модели внутри класса работ, основанных на механизме Гэрисона, приведет к сильному изменению значения зародышевого магнитного поля, генерированного на РД-стадии.

5. ЗЕРКАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОСЛЕ РЕКОМБИНАЦИИ

Для зеркального мира уравнение Фридмана принимает вид

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_c \left((\Omega_b + \Omega_d) \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + (\Omega_{rad} + \Omega'_{rad}) \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_\Lambda \right), \quad (14)$$

где a — масштабный фактор, a_0 — его современное значение, ρ_c — критическая плотность энергии, Ω_b , Ω_{rad} (Ω_d , Ω'_{rad}) — современные доли плотности энергии обычной (зеркальной) материи и излучения соответственно [20].

Определим важные моменты времени для второго механизма (Мишустин и Рузмайкин). Данный механизм применим после отделения фотонов от вещества. Основные предположения нарушаются, когда хаббловское расширение сменяется сжатием под действием сил тяготения. В рассматриваемой области начинает формироваться будущая галактика

или скопление галактик. Чтобы выразить величину \mathbf{B}' , необходимо знать момент отщепления вещества от излучения (t_r и a_r), начальный момент образования структуры (t_* и a_*), зависимости $t(a)$ и $\omega(a)$.

В момент равенства (matter-radiation equality) плотности энергии всего (обычного и зеркального) вещества и всего излучения равны [18]

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega_d, \quad \Omega_r = \Omega_{rad} + \Omega'_{rad},$$

$$\Omega_m \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 = \Omega_r \left(\frac{a_0}{a}\right)^4.$$

Используя соотношение (7), выражение для современной доли энергии излучения [20] $\Omega_{rad}h^2 = 1.68\Omega_\gamma h^2 = 4.2 \cdot 10^{-5}$ и данные эксперимента Планк [26]: $\Omega_b h^2 = 0.022$, $\Omega_d h^2 = 0.119$, получим

$$a_{eq} = a_0 \frac{\Omega_m}{\Omega_r} = a_0 \frac{1+x^4}{3360}. \quad (15)$$

Сделаем оценку для момента отделения зеркальных фотонов от вещества (последнее рассеяние). В обычной Вселенной отделение происходит при температуре $T_{dec} \approx 0.26$ эВ, которая соответствует красному смещению $1+z_{dec} = T_{dec}/T_0 \approx 1100$. В работе [18] показано, что температура отделения для зеркального сектора может быть вычислена так же, как для обычного, поэтому $T'_{dec} \simeq T_{dec}$ и красное смещение равно

$$1+z'_{dec} = \frac{a_0}{a'_{dec}} = \frac{T'_{dec}}{T'_0} \simeq \frac{T_{dec}}{xT_0} = x^{-1}(1+z_{dec}) \simeq 1100x^{-1}.$$

Масштабный фактор в момент отделения

$$a_r = \frac{a_0 x}{1100}. \quad (16)$$

Из выражений (15) и (16) видно, что моменты отделения фотонов и равенства плотностей энергии (matter-radiation equality) и их последовательность зависят от параметра x . Рекомбинация в зеркальном мире случается до момента равенства, если $a_r < a_{eq}$, откуда следует

$$x < 0.33. \quad (17)$$

Поэтому при $x < 0.33$ механизм последовательно проходит через РД-стадию и материально-доминированную (МД) стадию, а при $x > 0.33$ рост поля происходит только на МД-стадии. Это оказывается важным для интегрирования (см. (18)) — нужно будет выбрать различные режимы $t(a)$ для стадий доминирования излучения и материи.

Перепишем выражение для магнитного поля из статьи [10] в терминах зеркального мира:

$$\mathbf{B}'(t) = \frac{1}{\beta a^2(t_*)} \left(\int_{t_r}^{t_*} \frac{2a^2 \omega'}{\tau'_{e\gamma}} dt + (a^2 \beta \mathbf{B}')|_{t=t_r} \right). \quad (18)$$

Здесь a — масштабный фактор, $\tau'_{e\gamma}$ — характерное время томсоновского рассеяния, σ_T — его сечение, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$,

$$\beta = \frac{e}{m_e c}, \quad \frac{1}{\tau'_{e\gamma}} = \frac{4\sigma_T \rho'_\gamma c}{3m_e}. \quad (19)$$

Верхний предел интегрирования в уравнении (18) определяется началом формирования неоднородностей. Определим t_* как начальный момент образования галактики массой M для того, чтобы сохранить вид зависимости $t(a)$ неизменным на всем интервале интегрирования на МД-стадии. Пусть R — современный размер области пространства с плотностью ρ_{m0} , которая содержит материю массой M . Определим R из соотношения $M = 4\pi/3 R^3 \rho_{m0}$, где $\rho_{m0} = \Omega_m \rho_c = 3.6 \cdot 10^{10} M_\odot / \text{Мпк}^3$. Размер $R = 1 \text{ Мпк}$ соответствует массе галактики средних размеров $M = 1.5 \cdot 10^{11} M_\odot$, а $R = 400 \text{ кпк}$ соответствует массе наиболее крупных карликовых галактик $M = 1.0 \cdot 10^{10} M_\odot$. Оценим a_* .

Следуя книге [27], выразим дисперсию сглаженного контраста плотности как

$$\sigma_R^2(t) = \int_0^\infty \frac{dk}{k} \mathcal{P}(k, t) \frac{9j_1^2(kR/a_0)}{(kR/a_0)^2}. \quad (20)$$

Здесь мы опускаем вычисления и приводим приближенную формулу, которая была использована в данной работе:

$$\sigma_R^2(z) \simeq \frac{1}{(1+z)^2} \left(0.57 \ln^2 \left(\frac{26 \text{ Мпк}}{R} \cdot 1.57 \right) + \frac{1}{3} \ln^3 \left(\frac{26 \text{ Мпк}}{R} \right) + 1.4 \right). \quad (21)$$

Применяя ее для $\sigma_R = 0.5$, что соответствует моменту, когда гравитационно связанной оказалась лишь малая доля всех галактик, и для полученных выше значений R , получаем для карликовой галактики

$$R = 400 \text{ кпк}, \quad z_* = 11.3, \quad (22)$$

для галактики средних размеров

$$R = 1 \text{ Мпк}, \quad z_* = 8.1. \quad (23)$$

Согласно [28], плотность вещества галактики ρ'_g в момент вириализации связана с плотностью окружающей материи как

$$\rho'_g \simeq 150 \rho_{m*} = 150 \rho_c \Omega_m \left(\frac{a_0}{a_*} \right)^3. \quad (24)$$

Оценим угловую скорость вращения зеркальной протогалактики ω'_* . Введем ω'_{g0} , R_{g0} — современные угловая скорость и радиус гало галактики, R_{g*} — радиус гало протогалактики. Тогда используем закон сохранения углового момента для сжатия протогалактики и закон сохранения полной массы вещества:

$$\omega'_* = \omega'_{g0} R_{g0}^2 \left(\frac{200\pi \Omega_m \rho_c}{M} \right)^{2/3} \left(\frac{a_0}{a_*} \right)^2. \quad (25)$$

Наконец, выразим время формирования протогалактики t_* . Для этого решим уравнение Фридмана (14) для характерных значений a_* . Формулы (22), (23) дают $z_* = 8-11$. Поэтому для рассматриваемых a_* целесообразно учитывать вклады материи и космологического Λ -члена:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 \left(\frac{\Omega_m a_0^3}{a} + \Omega_\Lambda a^2 \right).$$

Получаем выражение для времени формирования неоднородности:

$$t_* = \frac{2}{3\sqrt{\Omega_\Lambda} H_0} \text{Arsh} \sqrt{\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m} \left(\frac{a_*}{a_0} \right)^3}. \quad (26)$$

При значениях x , определяемых выражением (17), усиление происходит как в эру излучения, так и на материально доминированной стадии. Перепишем (18), используя введенные обозначения:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}'(t) &= \frac{1}{\beta a_*^2} \left(\int_{t_r}^{t_{eq}} + \int_{t_{eq}}^{t_*} \right) \frac{2a^2 \omega'}{\tau'_{e\gamma}} dt + \left(\frac{a_I}{a_*} \right)^2 \mathbf{B}_I = \\ &= \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \left(\frac{a_I}{a_*} \right)^2 \mathbf{B}_I. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь a_I — масштабный фактор в конце работы механизма Гаррисона, B_I — соответствующее магнитное поле. Воспользуемся формулами (8) и (13), предполагая, что $x \gg 0.014$,

$$a_I = \frac{a_0 x^4}{4760}, \quad B_I = -9.4 \cdot 10^{-17} x^{-8} \text{ Гс}. \quad (28)$$

Используя выражения (19), (7) и закон сохранения момента импульса, получаем

$$\frac{2a^2 \omega'}{\tau'_{e\gamma}} = \frac{8\sigma_T c}{3m_e} \rho_{\gamma 0} x^4 \frac{a_0^4}{a^4} a_*^2 \omega'_*. \quad (29)$$

Для $t_r < t < t_{eq}$ имеем

$$t = a^2 \cdot \text{const}, \quad dt = t_{eq} \frac{2ada}{a_{eq}^2},$$

для $t_{eq} < t < t_*$ —

$$t = a^{3/2} \cdot \text{const}, \quad dt = t_* \frac{3a^{1/2}da}{2a_*^{3/2}}.$$

Введем множитель F для упрощения выражения для B_i :

$$F = \frac{8\sigma_T c^2}{e} \rho_{\gamma 0} x^4 \omega'_* t_* \left(\frac{a_0}{a_*} \right)^{3/2}.$$

После интегрирования в (27) получаем

$$B_1 = \frac{F}{3} \left[\left(\frac{a_0}{a_r} \right)^2 \left(\frac{a_0}{a_{eq}} \right)^{1/2} - \left(\frac{a_0}{a_{eq}} \right)^{5/2} \right], \quad (30)$$

$$B_2 = \frac{F}{5} \left[\left(\frac{a_0}{a_{eq}} \right)^{5/2} - \left(\frac{a_0}{a_*} \right)^{5/2} \right]. \quad (31)$$

Аналогично (27) для $x > 0.33$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}'(t) &= \frac{1}{\beta a_*^2} \int_{t_r}^{t_*} \frac{2a^2 \omega'}{\tau'_{e\gamma}} dt + \left(\frac{a_I}{a_*} \right)^2 \mathbf{V}_I = \\ &= \mathbf{B}_3 + \left(\frac{a_I}{a_*} \right)^2 \mathbf{V}_I. \end{aligned} \quad (32)$$

Повторяя вычисления предыдущего абзаца (ср. с (31)), находим

$$B_3 = \frac{F}{5} \left[\left(\frac{a_0}{a_r} \right)^{5/2} - \left(\frac{a_0}{a_*} \right)^{5/2} \right]. \quad (33)$$

К примеру, для галактики М33, подставляя $v' = 120 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $M' = 6 \cdot 10^{10} M_\odot$, $R_{g0} = 17 \text{ кпк}$ [29], получаем $a_0/a_* = 10.1$, $\omega'_* = 3.5 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, $t_* = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ с}$.

Для галактики М31 $v' = 190 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $M' = 1.2 \cdot 10^{12} M_\odot$, $R_{g0} = 35 \text{ кпк}$ [30] и получаем следующие значения: $a_0/a_* = 7.0$, $\omega'_* = 7.5 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, $t_* = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ с}$. Зависимости зеркального магнитного поля от параметра x для галактик М33 и М31 в момент отделения неоднородности показана на рис. 2. Область, запрещенная в данной модели, затемнена и заштрихована. Кривые состоят из двух частей: для $x < 0.33$ и $x > 0.33$.

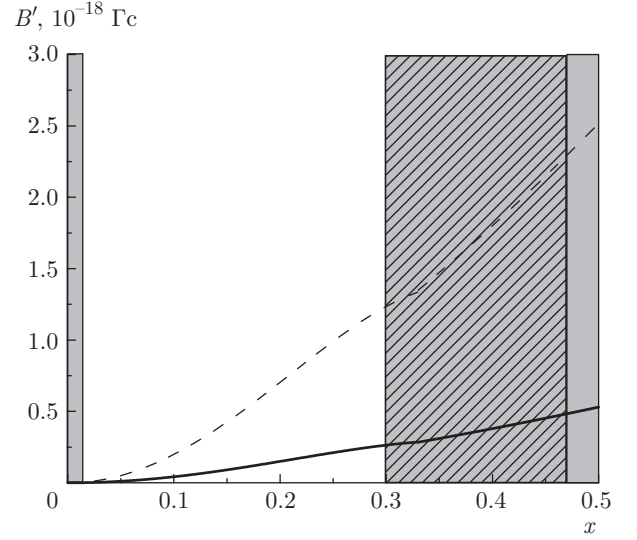


Рис. 2. Зависимости от параметра x зеркального магнитного поля B' после рекомбинации, полученного по механизму Мишустина и Рузмайкина, для галактики М33 (штриховая линия) и галактики М31 (сплошная линия)

6. ДИНАМО-УСИЛЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В теории динамо-эффекта предполагается вмороженность линий магнитного поля в межзвездную среду. Как было указано выше, критерием сохранения магнитного потока, а значит, вмороженности линий магнитного поля, может считаться условие $Re_m \gg 1$. Здесь Re_m — магнитное число Рейнольдса, определяемое как

$$Re_m = \frac{ul \cdot 4\pi\sigma}{c^2}, \quad (34)$$

где u — характерная скорость турбулентных движений, l — характерный размер турбулентности проводящей жидкости, σ — ее проводимость [31]. Для зеркального мира из общих соображений можем считать, что $u' \sim u$, $l' \sim l$. Скорость турбулентных движений межзвездного газа оценивается по дисперсии скорости газа в галактиках. Для галактик с разной скоростью звездообразования это значение остается примерно постоянным и равным $u = 10 \text{ км/с}$ [32]. Размер ячеек турбулентности в галактиках принимается равным $l = 100 \text{ пк}$. Для гало темной материи в [33] берутся значения $u' = 20 \text{ км/с}$ и $l' = 200 \text{ пк}$.

Поскольку температура зеркального мира T' ниже температуры обычного T , возможность процессов звездообразования и реионизации зеркальной материи остается неясной (более подробное обсуж-

дение см. в [34]). Будем считать, что эти процессы протекают с меньшей интенсивностью, поэтому межзвездное пространство заполнено частично ионизированной водородной плазмой, степень ионизации и температура электронной компоненты которой — свободные параметры задачи.

Проведем оценку проводимости частично ионизированной плазмы и сделаем вывод о применимости теории динамо для зеркального мира. Пусть $n'_e, n'_p, n'_H, v'_e, v'_p, v'_H$ — концентрации и скорости соответствующих зеркальных частиц. Тогда плотность тока j определяется стандартным образом:

$$j = (-n'_e v'_e + n'_p v'_p) e. \quad (35)$$

Для движения электронов существенным является взаимодействие с протонами, взаимодействие с электронами и упругие столкновения с атомами водорода важны для движения протонов. Запишем уравнения движения электронов и ионов, считая, что сила Лоренца компенсирует торможение за счет обмена импульсом с другими частицами (магнитная компонента силы Лоренца опущена, учет ее в [35] дает значение проводимости того же порядка):

$$-eE = m_e v'_e \nu'_{ep}, \quad eE = m_p v'_p (\nu'_{pe} + \nu'_{pH}), \quad (36)$$

где ν'_i — характерные частоты передачи импульса соответствующими частицами. Подставляя уравнения (35) и (36) в закон Ома $j = \sigma E$, получаем выражение для σ :

$$\sigma = e^2 \left[\frac{n'_e}{m_e \nu'_{ep}} + \frac{n'_p}{m_p (\nu'_{pe} + \nu'_{pH})} \right]. \quad (37)$$

Частота протон-электронных столкновений описывается формулой [35]

$$\nu'_{ep} = \frac{4\pi e^4 n'_e L_e}{(T'_e)^{3/2} m_e^{1/2}},$$

где L_e — кулоновский логарифм, $L_e \sim 10$, T'_e — температура электронной компоненты в энергетических единицах, полное сечение упругих столкновений протонов и атомов водорода $\sigma_{pH} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$, так что

$$\nu'_{pH} = \sigma_{pH} n'_H v'_p.$$

С учетом этого выразим проводимость в явном виде:

$$\sigma = \frac{(T'_e)^{3/2}}{4\pi e^2 L_e m_e^{1/2}} \left[1 + \frac{m_e}{m_p} \frac{1}{\left(1 + \sigma_{pH} \frac{n'_H}{n'_p} \frac{(T'_e)^2}{4\pi e^4 L_e} \right)} \right].$$

Найдем степень ионизации, при которой правый знаменатель в круглых скобках оказывается не более 0.01 и, следовательно, вносит небольшой вклад в проводимость плазмы:

$$\frac{n'_p}{n'_H} \geq \frac{100 \sigma_{pH} (T'_e)^2}{4\pi e^4 L_e} = 0.038 (T'_e / \text{эВ})^2. \quad (38)$$

При значениях степени ионизации, для которых выполнено неравенство (38), можем считать, что

$$\sigma = \frac{(T'_e)^{3/2}}{4\pi e^2 L_e m_e^{1/2}}. \quad (39)$$

Используя выражение для проводимости (39) и определение магнитного числа Рейнольдса (34), можно выразить необходимую для динамо-усиления температуру электронной компоненты: для $Re_m \geq \geq 100$ должно быть $T'_e \geq 6 \cdot 10^{-8} \text{ К}$, что точно достигается в зеркальном мире. Таким образом, возможен экспоненциальный рост зеркального магнитного поля со временем.

Рост поля начинается с динамо-усиления на малых масштабах в пределах одной ячейки турбулентности (так называемое быстрое динамо, предложенное Зельдовичем). В соответствии с условием равнораспределения $\rho u^2/2 = B^2/8\pi$, насыщение достигается при мелкомасштабном поле

$$b' = u' \sqrt{4\pi \rho_d} = 5.0 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}, \quad (40)$$

где $u' = 20 \text{ км/с}$ — характерная скорость турбулентного движения для темной материи, ρ_d — плотность темной материи в галактике, $\rho_d \approx 5\rho_b = 5 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$ [33]. Рост поля по закону $B' = B'_0 e^{t/\tau_s}$ определяется характерным временем $\tau_s = l'/u' = 3.1 \cdot 10^{14} \text{ с}$. Тогда рост магнитного поля со значения $B'_0 \sim 10^{-18} \text{ Гс}$ (см. рис. 2) до величины насыщения b' , определяемой формулой (40), занимает $t_1 = \tau_s \ln(b'/B'_0) = 3.1 \cdot 10^8 \text{ лет}$.

Крупномасштабная компонента, определяемая при усреднении мелкомасштабных полей по всем N ячейкам турбулентности, дается формулой $B' = b' N^{-1/2}$ [33]. Усиление этого поля возможно до максимального значения B'_{eq} , которое может зависеть от размера гало, скорости орбитального движения зеркальной материи в галактике и плотности зеркальной материи. Дальнейшее исследование требует численного моделирования. Некоторые грубые оценки, выполненные для обычной материи (см. [33]), показывают, что $B'_{eq} \sim b'$, они одного порядка по величине и B'_{eq} возникает задолго до настоящего времени.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим на качественном уровне возможное влияние на профиль плотности темной материи. Из формулы (40) следует, что максимальное значение зеркального магнитного поля определяется плотностью темной материи. Предположим, что имеется характерное для галактик распределение массы с острым пиком в центре. К примеру, можно взять профиль Наварро–Френка–Уайта $\rho(r) = \rho_0/[r/R_s(1+r/R_s)^2]$. Рассмотрим упрощенный случай, в котором зеркальное магнитное поле определяется заданным профилем плотности, т. е. пренебрежем влиянием магнитного поля на первичное распределение массы в галактике.

Тогда, поскольку $B \sim \sqrt{\rho_d}$, величина зеркального магнитного поля и, следовательно, энергии магнитного поля в центральной части будет больше, чем в отдаленных областях. Присутствие дополнительной плотности энергии приведет к тому, что на заряженный пробный объем, движущийся в равновесном гравитационном потенциале, будет оказано давление. Значит, возникнет поток частиц, движущихся от центра к периферии, и поэтому центральный пик станет глаже.

Легко проверить, что из-за этого эффекта галактика не сможет потерять массу, поскольку на больших расстояниях от центра галактики зеркальное магнитное поле оказывает существенно меньшее влияние на движение частиц, чем гравитационное поле. Для этого можно сравнить плотности энергии электромагнитного поля $B^2/8\pi \sim \rho_d u'^2/2$ и плотность кинетической энергии $\rho_d v_{orb}'^2/2$, где $u' = 20$ км/с — характерная скорость турбулентного движения в галактиках и v_{orb}' — орбитальная скорость зеркальной материи. Здесь предполагается, что орбитальные скорости в основном определяются гравитационным полем, поэтому кинетическая энергия единицы объема отвечает вкладу гравитационного поля. На границе, где орбитальные скорости могут достигать значения 100 км/с, кинетическая энергия превышает магнитную примерно в 25 раз. Таким образом можно объяснить, почему темная материя под действием магнитного поля не покидает галактику.

Ясно, что зеркальное магнитное поле становится значимым на малых расстояниях от центра галактики, где $u' \sim v_{orb}'$. Согласно кривым вращения, для М31 и М33 это происходит на расстояниях меньше 5 кпк. Эффект сглаживания плотности в центре может быть полезен при рассмотрении проблемы центрального каспа.

Рассмотренную модель можно обобщить, положив в основу идею о магнитном поле в темном секторе. На поздних стадиях эволюции Вселенной требуется существование темной материи, у которой есть векторные поля. Для того, чтобы зеркальное электромагнитное взаимодействие имело характер дальнего действия, это поле должно быть безмассовым. В рамках такого подхода должно существовать зеркальное магнитное поле, но массы заряженных частиц не обязаны совпадать с их значениями в обычном мире. Дальнейшее обобщение может включать смешивание между обычными и темными фотонами. Вопрос о том, может ли это смешивание быть использовано для генерации зеркального магнитного поля, требует дополнительного изучения.

8. РЕЗУЛЬТАТЫ

Был рассмотрен возможный сценарий генерации и усиления галактических зеркальных магнитных полей. Полученные результаты при $x = 1$ согласуются с предсказанной величиной магнитного поля для обычного мира. Максимальное значение зеркального магнитного поля для галактики средних размеров М33 оказывается примерно в 50 раз больше, чем характерное обычное галактическое магнитное поле в 1 мкГс. Это позволяет нам обсуждать его влияние на распределение зеркальной материи в галактиках. На качественном уровне получено, что центральный пик плотности может быть сглажен. Данный эффект позволяет наметить новый подход к решению проблемы центрального каспа.

Благодарности. Автор благодарна Д. С. Горбунову (ИЯИ РАН) за постановку задачи, полезные обсуждения и ценные комментарии к этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. G. de Blok, *Adv. Astron.* **2010**, Article ID 789293 (2010).
2. B. Moore, *Nature* **370**, 629 (1994).
3. M. R. Lovell, V. Eke, C. S. Frenk et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **420**, 2318 (2012).
4. O. D. Elbert, J. S. Bullock, S. Garrison-Kimmel et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **453**(1), 29 (2015).
5. A. H. Nelson, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **233**, 155 (1988).

6. E. Battaner and E. Florido, *Fund. Cosmic Phys.* **21**, 1 (2000).
7. D. Elstner, R. Beck, and O. Gressel, *Astron. Astrophys.* **568**, A104 (2014).
8. Ya. B. Zel'dovich and I. D. Novikov, *Relativistic Astrophysics, 2: The Structure and Evolution of the Universe*, Univ. Chicago Press (1971).
9. E. R. Harrison, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **147**, 279 (1970).
10. И. Н. Мишустин, А. А. Рузмайкин, *ЖЭТФ* **61**, 441 (1971) [I. N. Mishustin and A. A. Ruzmaikin, *JETP* **34**, 233 (1972)].
11. A. A. Ruzmaikin, A. M. Shukurov, and D. D. Sokoloff, *Magnetic Fields of Galaxies*, Kluwer Acad. Publ. (1988).
12. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
13. I. Yu. Kobzarev, L. B. Okun, and I. Ya. Pomeranchuk, *Nucl. Phys.* **3**, 1154 (1966).
14. R. Foot, arXiv:hep-ph/0207175.
15. Z. Berezhiani, D. Comelli, and F. L. Villante, *Phys. Lett. B* **503**, 362 (2001).
16. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
17. Z. Berezhiani, P. Ciarcelluti, D. Comelli et al., *Int. J. Mod. Phys. D* **14**, 107 (2005).
18. Z. Berezhiani, *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 3775 (2004).
19. R. Cerulli, P. Villar, F. Cappella et al., *Eur. Phys. J. C* **77**(2), 83 (2017).
20. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory*, World Sci. Publ. Comp. (2011).
21. M. Giovannini, *Class. Quant. Gravity* **35**, 8 (2017).
22. M. Giovannini, *Int. J. Mod. Phys. D* **13**, 391 (2004).
23. R. Durrer and A. Neronov, *Astron. Astrophys. Rev.* **21**, 62 (2013).
24. L. M. Widrow, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 775 (2002).
25. M. Rees, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* **28**, 197 (1987).
26. Planck Collaboration, *Astron. Astrophys.* **594**, A13 (2016).
27. D. S. Gorbunov and V. A. Rubakov, *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory*, World Sci., Singapore (2011).
28. M. S. Longair, *Galaxy Formation*, Springer (2008).
29. E. Corbelli, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **342**, 199 (2003).
30. E. Corbelli, S. Lorenzoni, R. Walterbos et al., *Astron. Astrophys.* **511**, A89 (2010).
31. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*, Vol. 8, Butterworth–Heinemann (1984).
32. S. Dib, E. Bell, and A. Burkert, *Astrophys. J.* **638**, 797 (2006).
33. T. G. Arshakian, R. Beck, M. Krause et al., *Astron. Astrophys.* **494**, 29 (2009).
34. S. I. Blinnikov and M. Yu. Khlopov, *Astron. J.* **60**, 632 (1983).
35. E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Physical Kinetics*, Vol. 10, Pergamon Press (1981).