

VI. Двухзнаковая гравитация. Вакуум и гравитация

А. В. Клименко, В. А. Клименко

Аннотация

В двухзнаковой гравитации вакуум рассматривается как однородная безграницная идеальная электро- и гравитационно-нейтральная среда, состоящая из вакуумной материи. Предполагается, что в гравитационных полях сгустков материи вакуум поляризуется. Считается, что поляризационная длина вакуума является универсальной и в современной Вселенной соизмерима с характерными размерами галактик. Вследствие влияния поляризации вакуума на гравитационные поля, они на галактических и больших масштабах претерпевают кардинальные изменения. Показано, что с учётом влияния вакуума на гравитацию, принципиально по иному, чем это принято в современной космологии, решается проблема тёмной материи, а также задача о возникновении во Вселенной крупномасштабных структур: галактик и их скоплений. При этом оказывается, что нет необходимости предполагать существование тёмной материи и считать, что джинсовская неустойчивость является главной в образовании структур во Вселенной.

Ключевые слова: двухзнаковая гравитация, тяготение, антитяготение, частицы и античастицы, вакуум, взрывная неустойчивость, джинсовская неустойчивость

1 Введение

1.1 Поляризация вакуума-альтернатива тёмной материи

Существуют обширные наблюдательные данные о динамике галактик и их скоплений. Хорошо изучено распределение в них видимой материи: звёзд, их скоплений, газо-пылевых облаков, межгалактической среды, состоящей из горячей плазмы и многих других астрономических объектов, входящих в их состав. Считается, что динамика галактик и их скоплений главным образом зависит от гравитационного взаимодействия материи из которой они состоят [1–3]. В то же время, многочисленные попытки, в рамках существующей теории гравитации (ОТО), объяснить наблюдаемую динамику галактик и их скоплений, как обусловленную взаимодействием лишь видимой в них барионной материи, всегда оказывались неудачными [4–6].

Существует две альтернативные точки зрения на решение проблемы объяснения наблюдаемой динамики космической среды на галактических и больших масштабах. Они заключаются в следующем.

- ОТО является правильной теорией даже на космологических масштабах, но видимая материя составляет лишь малую часть материи реально существующей во Вселенной [1–6]. Чтобы решить проблему, необходимо понять физическую природу тёмной не барионной материи.
- ОТО является ограниченной теорией и это явно проявляется уже на масштабах галактик и их скоплений [7]. Чтобы решить проблему необходимо понять, в чем заключается неточность существующей теории гравитации и как она может быть устранена.

Дадим краткое пояснение идей, лежащих в основе каждой из этих точек зрения.

1.2 Идея о существовании тёмной материи

В современной космологии преобладающей является точка зрения, согласно которой в галактиках и их скоплениях, кроме видимой материи, в значительно больших количествах присутствует ещё и другая невидимая не барионная материя и влияние которой явно проявляется лишь в гравитации. Эту гипотетическую компоненту материи обычно называют тёмной материей. Первая работа, в которой содержалось указание на возможное присутствие во Вселенной тёмной материи, относится ещё к тридцатым годам прошлого столетия, см. [8].

В дальнейшем, на основе анализа многочисленных наблюдательных данных, некоторые из которых будут схематично описаны в следующем разделе статьи, в современной космологии был сделан вывод о том, что в галактиках тёмной материи значительно больше, чем барионной материи [1–6].

Из анализа наблюдательных данных о скоростях движения звёзд и их скоплений в галактиках, кривых вращения дисковых подсистем галактик, эффектов гравитационного линзирования изображений астрономических объектов и многих других следовало, что распределения тёмной и барионной материй в галактиках сильно отличаются друг от друга. Обычно, в центральных областях галактик, где плотность барионной компоненты космической среды на много порядков больше, чем её среднее значение во Вселенной, тёмной материи мало. В тоже время, на периферии галактик, где барионной материи мало, тёмная материя присутствует в больших количествах. Считается, что протяжённые области, охватывающие галактики — их гало, в основном состоят из тёмной материи. Был сделан вывод о том, что масса невидимой тёмной материи в галактиках и их скоплениях приблизительно в пять-шесть раз больше, чем масса видимой материи, содержащейся в них. Отметим, что возможно, последнее утверждение не во всех случаях является правильным. Обнаружены карликовые галактики и галактики слабой поверхностной яркости, которые, как полагают, состоят почти на сто процентов из тёмной материи [1; 2].

В рамках существующей теории объяснить, каким является соотношение между количеством видимой и невидимой материи в галактиках, а так же и во всей Вселенной и какова взаимосвязь между ними, пока не удаётся. По-существу, тёмная материя является гипотетической сущностью. Считается, что проблема объяснения её природы является одной из фундаментальных в современной физике [4–6].

1.3 Идея гравитационной поляризации вакуума

В двузнаковой гравитации, как и в ОТО, наблюдаемую динамику галактик и их скоплений можно попытаться объяснить вводя гипотетическую тёмную материю. В ОТО это, по-видимому, единственно возможный разумный способ интерпретации наблюдений. В двузнаковой гравитации это не так. В этой теории возможно и другое, и как мы полагаем, более простое и естественное объяснение необычного поведения гравитационных полей на галактических и больших масштабах. Оно заключается в следующем.

Согласно двузнаковой гравитации сгустки барионной компоненты космической среды (планеты, звёзды, галактики, скопления галактик и другие структуры) погружены в гравитационно-нейтральный вакуум, являющийся в этой теории главной компонентой космической среды [7; 9]. Гравитационные поля этих объектов по-разному действуют не только на реальные частицы и античастицы, но и на вакуумные. Вследствие этого, как мы предполагаем, гравитационные поля поляризуют вакуум. Результатом этого является существенное изменение этих полей на галактических и больших масштабах и их кардинальное отличие от рассчитываемых в рамках существующей теории гравитации.

Считаем, что эффект изменения гравитационного поля масс, находящихся в вакууме, за счёт его гравитационной поляризации, аналогичен эффекту изменения электрического поля заряда помещённого в электро-нейтральную среду, состоящую из несвязанных электрических зарядов. Электрическое поле заряда поляризует среду, притягивая заряды противоположного знака и отталкивая одноимённые с ним заряды, см., например, [10]. Следствием этого является существенное изменение электрического поля. Вместо электрического поля

$$\varphi_0 = e/R, \quad (1)$$

для точечного заряда в реальности имеет место поле

$$\varphi = \frac{e}{R} \exp\left(-\frac{R}{d_e}\right), \quad (2)$$

где d_e — так называемый дебаевский радиус.

В результате электрической поляризации электро-нейтральной среды электрическим полем заряда, имеет место его экранирование. Электрическое поле уменьшается. Характерный масштаб экранирования d_e — дебаевский радиус. Он определяется параметрами среды, в которую помещён электрический заряд. Уменьшение электрического поля заряда, за счёт электрической поляризации среды в которую он помещён, является следствием того, что электромагнитное взаимодействие является двузнаковым и при этом, что существенно, разноимённые заряды притягиваются, а одноимённые отталкиваются.

Гравитационная и электрическая поляризации космической среды существенно отличаются друг от друга. Их различие в следующем. Электромагнитные силы, действующие между элементарными частицами, на много порядков больше, чем гравитационные. Вследствие этого электрическая нейтральность космической среды проявляется на значительно меньших масштабах, чем гравитационная нейтральность. На атомных размерах электрической нейтральности нет, но для макроскопических тел в окружающей нас природе она выполняется с большой точностью. В то же время в окружающем нас мире гравитационная нейтральность космической среды в явном

виде не проявляется. Согласно двузнаковой гравитации это вовсе не доказывает, что в природе её нет. Это означает лишь то, что масштаб на котором она проявляется, является достаточно большим.

В двузнаковой гравитации, в отличие от электродинамики, одноимённые гравитационные заряды притягиваются, а разноимённые отталкиваются. Это приводит к кардинальному различию результатов гравитационной и электрической поляризации. В окружающем нас мире, в отсутствие антивещества, гравитационная поляризация космической среды связана с поляризацией гравитационно-нейтрального вакуума. Вследствие этой поляризации, гравитационные поля частиц приобретают сложную радиальную структуру. В пункте 3 статьи показано, что на расстояниях порядка и больших масштаба поляризации вакуума d , гравитационное поле точечной массы M в вакууме кардинально отличается от рассчитываемого в ньютоновской теории гравитации.

Вместо ньютоновского потенциала

$$\Phi_0 = -\frac{GM}{R}, \quad (3)$$

в реальности имеет место потенциал

$$\Phi = -\frac{GM}{R} \cos\left(\frac{R}{d}\right). \quad (4)$$

В двузнаковой гравитации считается, что вакуум является уникальной электро- и гравитационно-нейтральной квантовой средой [7; 9]. Его параметры являются универсальными. Они одинаковы во всех частях Вселенной, хотя и могут меняться в процессе её расширения. Предполагаем, что пространственный масштаб d , определяющий гравитационную поляризационную длину вакуума, является одним из его параметров и может быть найден из наблюдений.

Замечание 1. Чтобы не получить явного противоречия с наблюдениями, предполагаем, что масштаб гравитационной поляризации d в современной Вселенной соизмерим с размером Галактики. По-видимому, $d \gtrsim 10$ Кпс. Учитываем, что на масштабах заметно меньших 10 Кпс эффект «тёмной материи» практически не заметен, зато на масштабах заметно больших 10 Кпс он проявляется явно.

Замечание 2. Естественно думать, что параметр d изменяется в процессе расширения Вселенной и определённым образом связан с её масштабом $a(t)$. В настоящей работе будем предполагать, что $d = const$. Это означает, что рассматриваемые в ней утверждения, скорее всего, справедливы лишь на временах малых по сравнению с текущим возрастом Вселенной $t_0 = H_0^{-1} \approx 14 \cdot 10^9$ лет [11].

В следующем разделе, для полноты, описаны некоторые наблюдательные данные, в которых проявляется необычное поведение гравитационных полей на галактических масштабах.

2 Тёмная материя в наблюдениях

2.1 Равновесие скоплений галактик

Обычно движение мелких фрагментов (карликовых галактик, облаков межгалактического газа и др.) в галактиках и скоплениях галактик, изучается в предположении,

что релаксационные процессы в них уже завершены и они являются гравитационно связанными структурами Вселенной [1–3].

Согласно законам ньютоновской механики существует определённое соотношение между полной массой гравитационно-связанных систем, имеющих характерный размер R_0 , и дисперсией скоростей составляющих их элементов. Это соотношение определяется теоремой вириала [1; 12].

$$3\langle V^2 \rangle = \frac{GM}{R}. \quad (5)$$

Использование вириальной теоремы для галактик и их скоплений, позволяет определить их общую массу. Расчёты показывают, что с учётом измеренных характерных размеров галактик и их скоплений R_0 , а так же дисперсии лучевых скоростей $\langle V^2 \rangle$ составляющих их фрагментов, расчётные (вириальные) значения масс галактик и их скоплений M , оказываются существенно превышающими массы реально наблюдаемого в них видимого вещества. Для объяснения этого факта обычно предполагают, что кроме видимой материи, галактики и их скопления содержат значительно больше невидимой материи и она проявляет себя лишь через гравитационное влияние на движение наблюдаемых объектов [1–6].

2.2 Гравитационное линзирование

Изучается искажение изображений удалённых астрономических объектов, связанное с отклонением лучей света, проходящих через гравитационные поля, созданные сгустками материи (гравитационными линзами), находящимися между наблюдателем и наблюдаемым объектом [13]. Чтобы в рамках существующей теории гравитации интерпретировать наблюдаемые отклонения лучей, приходится считать, что видимое вещество гравитационных линз (галактик и их скоплений), на которых происходит преломление лучей, составляет лишь малую часть их реальной массы [1–6].

2.3 Кривые вращения галактик

Изучается движение звёзд, их скоплений, а также облаков газа, совершающих круговое движение в центральных областях и на периферии дисковых подсистем галактик. В приближённых качественных расчётах считается, что галактики являются однородными сферическими шарами массы M_0 и радиуса R_0 . Для кругового движения объектов в этих галактиках связь между скоростью их кругового движения V и радиусом орбит R определяется формулами:

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R_0^3}} \cdot R, \text{ при } 0 \leq R \leq R_0; \quad (6)$$

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R}}, \text{ при } R > R_0. \quad (7)$$

Изучение кривых вращения $V(R)$ в галактиках, которые наблюдаются как близкие к сферическим, показывает, что при $0 < R < R_0$ закон $V(R) \sim R$ выполняется, но при $R > R_0$, там, где практически отсутствует видимая материя, оказывается справедливым закон $V(R) \simeq const$, а вовсе не $V(R) \sim R^{-1/2}$, который следовало

бы ожидать, см., например, [1; 14]. Чтобы объяснить наблюдаемые кривые вращения $V(R)$, обычно считают, что видимое вещество галактик погружено в сферически симметричное облако значительно большего размера, чем галактики (их гало) и оно состоит из невидимой тёмной материи [1–6].

2.4 Тёмная материя в солнечной системе

Наблюдения за движениями видимых объектов в солнечной системе показывает, что, по-видимому, нет необходимости в предположении о наличии тёмной материи, по крайней мере в её центральной части (приблизительно до 20 а.е.). Все наблюдаемые движения в этой области можно объяснить не предполагая её существования.

Особенности в наблюдаемом движении космических аппаратов (Пионер 10/11) на расстояниях $20 \div 60$ а.е., возможно, указывают на слабое проявление эффекта тёмной материи в солнечной системе. Утверждать, что это именно так пока нельзя. Это связано с отсутствием надёжных данных об условиях движения объектов на периферии солнечной системы, см., например, [15]. Достоверно можно утверждать лишь следующее: там, где в солнечной системе присутствует подавляющая часть её видимой массы (барионной компоненты), тёмной материи нет, а если она и есть, то её на много порядков меньше, чем наблюдаемой.

2.5 Тёмная материя в окрестности двойных звёзд

Наблюдательные данные показывают, что большая часть звёзд во Вселенной является членами двойных систем. Детальное изучение динамики двойных звёзд показывает, что предполагать наличие в области их движения в заметных количествах тёмной материи нет необходимости [16].

2.6 Тёмная материя и чёрные дыры

Есть основания считать, что «обычные» чёрные дыры, не могут дать существенного вклада в общую массу материи Вселенной [1–5]. В тоже время отметим, что одним из возможных кандидатов, как составляющих тёмную материю, могут быть так называемые первичные чёрные дыры (ПЧД) [17]. Идея использовать ПЧД для объяснения природы тёмной материи представляется интересной.

2.7 Тёмная материя внутри Галактики

Детальное исследование движения более чем 400 звёзд на расстоянии до 13000 световых лет от Солнца показало, что для их объяснения достаточно учитывать лишь влияние вещества, которое в галактике находится в форме звёзд, пыли и газа. На основании этих исследований авторами [18] сделан следующий вывод: «Согласно нашим вычислениям наличие тёмной материи внутри Галактики должно было отчётливо проявиться в наших измерениях, но её там просто не оказалось».

2.8 Тёмная материя и неизвестные стабильные частицы

В современной космологии широко распространена точка зрения, что тёмная материя не может состоять из известных частиц Стандартной модели физики частиц.

Предполагают, что скорее всего, она состоит из новых стабильных массивных слабо взаимодействующих нерелятивистских частиц, существование которых предсказывается вне рамок Стандартной модели. Частицы, о которых идёт речь, получили название WIMPs (weakly interaction massive particles). Кроме WIMPs предлагается и ряд других кандидатов на роль тёмной материи. Считается, что обнаружение эффекта, определяемого термином «тёмная материя» является явным указанием на существование новой физики/4-6/ [4–6].

В следующих разделах статьи покажем, что есть основания предполагать, что приведённые выше наблюдательные данные, могут быть объяснены в рамках двузнаковой гравитации без привлечения идеи о существовании тёмной материи.

3 Поле точечной массы

Считаем, что гравитирующие массы погружены в электро- и гравитационно-нейтральный вакуум [9]. Гравитационное поле масс влияет на вакуум. Происходит его поляризация и за счёт этого, результирующее гравитационное поле оказывается кардинально отличающимся от рассчитываемого в ньютоновской теории гравитации.

Предполагаем, что в двузнаковой гравитации уравнение, описывающее слабые гравитационные поля, аналогично уравнению описывающему электростатическое поле в плазме. Это уравнение для точечного заряда e , помещённого в электро-нейтральную плазму, дебаевский радиус которой d_e , имеет вид:

$$\Delta\varphi = -4\pi e\delta(\vec{R}) + \varphi/d_e^2, \quad (8)$$

где $\delta(\vec{R})$ — дельта функция Дирака [10].

Учитывая сходство и различие в характере взаимодействия электрических и гравитационных зарядов в электростатике и в двузнаковой гравитации, аналог уравнения (8) для систем гравитирующих масс m_a , находящихся в точках \vec{R}_a , в гравитационно-нейтральном вакууме записываем в виде

$$\Delta\Phi = 4\pi G \sum_a M_a \delta(\vec{R} - \vec{R}_a) - \Phi/d^2, \quad (9)$$

где d — поляризационная длина вакуума. Предполагаем, что на временных масштабах много меньших возраста Вселенной, длина d является универсальной постоянной величиной.

Решение уравнения (9), для массы M , находящейся в начале системы координат, удовлетворяющее, при $R \rightarrow 0$, предельному переходу $\Phi \rightarrow \Phi_0$ описывается формулами (3), (4)

На рисунке 1 изображены графики функций $\Phi_0(R)$ и $\Phi(R)$.

Видно, что если предлагаемая здесь идея о гравитационной поляризации вакуума правильно описывает реальность, то на масштабах $R \gtrsim d$ применять закон тяготения Ньютона нельзя. Это означает, что если масштаб d соизмерим с характерными размерами Галактики, то на галактических масштабах это должно проявляться в несоответствии существующей теории гравитации и наблюдений. Как показано в разделе 2, именно это и имеет место. Что касается правильности или ложности предлагаемой теории, то это можно установить лишь проверяя её расчётные предсказания на соответствие с наблюдениями. Это, по-видимому, сделать не сложно, имея в виду существование огромного количества наблюдательных данных, касающихся динамики

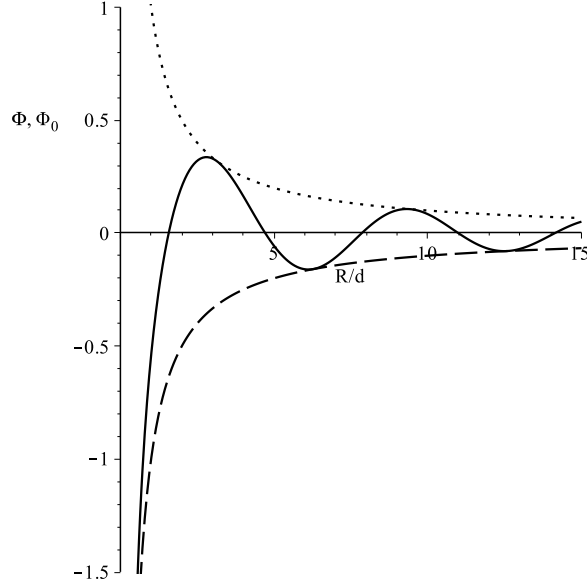


Рис. 1: Графики функций $\Phi_0(R)$ – пунктирная и $\Phi(R)$ – сплошная линии.

галактик и их скоплений, а так же существования множества отлаженных программ расчёта этой динамики во многих исследовательских центрах. Кажется стоит лишь в этих программах убрать слагаемые, описывающие тёмную материю, а в уравнение, описывающее гравитационное поле, добавить слагаемое: $-\Phi/d^2$ и посмотреть, не получится ли совпадение расчётных и наблюдательных данных.

Гипотеза о гравитационной поляризации вакуума отличается простотой и ясным физическим смыслом. Её проверка является важной задачей. Возможно, что в рамках предлагаемой теории можно будет понять в чем состоит истинный смысл проблемы «тёмная материя».

Ниже на простых примерах покажем, что качественно нового следует ожидать от предлагаемого уточнения теории гравитации и как это соотносится с наблюдениями. Начнём с решения уравнения (9) для гравитационного поля однородного шара с учётом поляризации вакуума.

4 Поле однородного шара

4.1 Поле на оси кольца одетого на шар радиуса R_0

Учитывая линейность уравнения (9), а так же его решение для точечной массы (4), легко показать, что поле на оси кольца, одетого на поверхность шара радиуса R_0 , на расстоянии R от центра шара, определяется формулой

$$\Phi_k = -\frac{2\pi GR_0\sigma}{R} \cos\left(\frac{r_1}{d}\right) dr_1, \quad (10)$$

где σ — поверхностная плотность массы кольца, а

$$r_1^2 = R_0^2 + R^2 - 2R_0R\cos\Theta. \quad (11)$$

Площадь кольца:

$$S_k = 2\pi R_0^2 \sin\Theta d\Theta. \quad (12)$$

4.2 Поле сферического слоя радиуса R_0

Используя формулу (10), и производя суммирование по всем кольцам сферы радиуса R_0 , находим гравитационное поле внутри и вне сферы. Соответствующие формулы, описывающие распределение потенциала, имеют вид

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \cos \frac{R_0}{d} \sin \frac{R}{d}, \quad (13)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \sin \frac{R_0}{d} \cos \frac{R}{d}, \quad (14)$$

Поле сферы, описываемое этими формулами, в предельном случае $d \rightarrow \infty$ переходит в ньютоновское. В ньютоновском пределе поле внутри сферы отсутствует, а вне сферы оно такое как поле точечной массы равной массе сферы помещённой в её центр.

Из (13), (14) видно, что при $R_0 \gtrsim d$ гравитационное поле сферы кардинально отличается от предсказываемого ньютоновской теорией. Например, при $R_0 = n\pi d$, где $n = 1, 2, \dots$ поле отсутствует вне сферы и сосредоточено внутри её. В то же время, при $R_0 = (n + \frac{1}{2})\pi d$ поле внутри сферы отсутствует и существует лишь вне её.

Из (13), (14) видно, что гравитационное поле сферы, с учётом влияния поляризации вакуума, является не только полем притяжения, но и полем отталкивания. Оно имеет слоистую радиальную структуру. Притягивающие и отталкивающие слои следуют друг за другом. Их толщина не зависит от массы оболочки и равна πd . Необычность поведения гравитационного поля сферы фиксированной массы $M = 4\pi R_0^2\sigma$ поясним следующим образом. Введя обозначения:

$$M_{\text{сф}}(R < R_0) = M \frac{d}{R_0} \cos \frac{R_0}{d}, \quad (15)$$

$$M_{\text{сф}}(R > R_0) = M \frac{d}{R_0} \sin \frac{R_0}{d}, \quad (16)$$

формулы (13), (14) запишем в виде:

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R < R_0)}{R} \sin \frac{R}{d}, \quad (17)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos \frac{R}{d}, \quad (18)$$

Видно, что и при $R < R_0$ и при $R > R_0$ имеет место универсальная зависимость поля от R . При $R < R_0$, $M(R) \sim \frac{1}{R} \sin \frac{R}{d}$, а при $R > R_0$, $M(R) \sim \frac{1}{R} \cos \frac{R}{d}$. При этом массы $M_{\text{сф}}(R < R_0)$ и $M_{\text{сф}}(R > R_0)$ являются эффективными массами, определяющими амплитуды полей в области $R \leq R_0$ и $M \geq R_0$, соответственно. Значения $M_{\text{сф}}(R < R_0)$ и $M_{\text{сф}}(R > R_0)$ зависят от отношения R_0/d . При одной и той же массе M , но различных R_0/d , эффективные массы $M_{\text{сф}}(R < R_0)$ и $M_{\text{сф}}(R > R_0)$ отличаются (за исключением случая, когда $\cos \frac{R_0}{d} = \sin \left(\frac{R_0}{d}\right)$). Эффективные массы могут быть не только положительными, но и отрицательными.

При $\cos \frac{R_0}{d} = 0$, $M_{\text{сф}}(R < R_0) = 0$ и поле внутри сферы отсутствует, но при этом оно отличается от нуля при $R > R_0$. Наоборот, при $\sin \frac{R_0}{d} = 0$, $M_{\text{сф}}(R > R_0) = 0$ и поле присутствует лишь при $R < R_0$.

Если сфера расширяется или сжимается, то при этом меняются эффективные массы $M_{\text{сф}}(R < R_0)$ и $M_{\text{сф}}(R > R_0)$ и в соответствии с этим изменяются и поля внутри и вне сферической оболочки.

В рассматриваемом в настоящей работе «ньютоновском» приближении эффекты запаздывания не учитываются. Они могут быть учтены в рамках релятивистской двузнаковой гравитации.

4.3 Поле однородного шара радиуса R_0

Используя формулы (15), (16) и производя суммирование по всем сферическим слоям шара, находим гравитационное поле однородного шара внутри и вне его. Формулы, описывающие это поле для шара массы M и радиуса R_0 , с учётом влияния поляризации вакуума, имеют вид

$$\bar{\Phi}(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} \left[(\cos x_0 + x_0 \sin x_0) \frac{\sin x}{x} - 1 \right], \quad (19)$$

$$\bar{\Phi}(x \geq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} (\sin x_0 - x_0 \cos x_0) \frac{\cos x}{x}. \quad (20)$$

Использованы обозначения:

$$\bar{\Phi} = \Phi / (GM/R_0), \quad x_0 = R_0/d, \quad x = R/d, \quad (21)$$

В предельном случае $d \rightarrow \infty$ формулы (19), (20) приводятся к виду:

$$\bar{\Phi}_0(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{x^2}{x_0^2}, \quad (22)$$

$$\bar{\Phi}_0(x \geq x_0) = -\frac{x_0}{x}. \quad (23)$$

Они описывают поле шара в ньютоновской гравитации.

Если предлагаемая нами феноменологическая модель поляризации вакуума в гравитационном поле верна, то согласно формулам (19), (20), на масштабах $R \gtrsim d$, гравитационное поле однородного шара в двузнаковой гравитации кардинально отличается от рассчитываемого в ньютоновской гравитации по формулам (22), (23).

Зависимости потенциалов $\Phi(R < R_0)$ и $\Phi(R > R_0)$ от расстояния R для шара и сферы являются одинаковыми. Формулы (19), (20) можно записать в виде аналогичном (17), (18) для потенциалов сферической оболочки:

$$\Phi_{\text{ш}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{ш}}(R < R_0)}{R} \sin \frac{R}{d} + \frac{3GM}{(R_0/d)^3 d}, \quad (24)$$

$$\Phi_{\text{ш}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos \frac{R}{d}. \quad (25)$$

В этих формулах роль эффективных масс гравитирующего шара в области $R < R_0$ и $R > R_0$ выполняют величины:

$$M_{\text{ш}}(R < R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left(\cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right), \quad (26)$$

$$M_{\text{ш}}(R > R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left(\sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right). \quad (27)$$

Учитывая формулы (24), (25), находим ускорение свободного падения ($\ddot{R} = -d\Phi/dR$) частиц в поле однородного гравитирующего шара массы M и радиуса R_0 :

$$\ddot{R}(R \leq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left(\cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right) \left(\frac{1}{R} \sin \frac{R}{d} \right)', \quad (28)$$

$$\ddot{R}(R \geq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left(\sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right) \left(\frac{1}{R} \cos \frac{R}{d} \right)'. \quad (29)$$

В этих формулах штрих означает производную по координате R .

Для случаев неоднородных сферически-симметричных шаров массы M и радиуса R_0 формулы, описывающие поле в областях $R < R_0$ и $R > R_0$ также могут быть записаны в виде (24), (25). При этом выражения для эффективных масс $M_{\text{ш}}(R < R_0)$ и $M_{\text{ш}}(R > R_0)$ будут зависеть не только от величины R_0/d , но и существенным образом от распределения плотности $\rho_0(R)$ космической среды в шаре.

Приведённые примеры сферически симметричных гравитирующих систем выявляют следующие важные эффекты влияния поляризации вакуума на гравитацию.

1 Эти эффекты проявляются в областях размеры, которых соизмеримы или больше масштаба поляризации вакуума d .

2 Гравитационное поле сферически симметричных сгустков материи имеет слоистую структуру. Слои притяжения и отталкивания следуют друг за другом. Характерная толщина этих слоёв равна πd .

3 В отличие от ньютоновской гравитации поле внутри сферически симметричной материальной среды, на расстояниях R от центра, определяется не только распределением масс, содержащихся внутри сферы радиуса R , но и распределением масс окружающих эту сферу.

4 Могут существовать сферически симметричные сгустки материи массы M и радиуса R_0 внутри которых гравитационное поле отсутствует. Могут существовать и такие, которые не создают внешнего гравитационного поля.

Влияние вакуума на гравитационные поля кардинально изменяет их свойства. Они приобретают новое качество. Гравитационные поля оказываются не только полями тяготения, но одновременно и полями отталкивания.

Наличие в гравитационном поле сгустков материи областей, где частицы не притягиваются к их центрам, а отталкиваются от них может быть существенным фактором в образовании структур во Вселенной. Предлагаемая теория, в отличие от ньютоновской, содержит в себе не только механизм образования сгустков материи, но и механизм образования областей из которых материя вытесняется.

В следующем пункте покажем, что учёт гравитационной поляризации вакуума может кардинально изменить существующие представления на равновесие и устойчивость однородных безграничных гравитирующих сред.

5 Равновесие и устойчивость однородной гравитирующей среды

5.1 Учёт поляризации вакуума в задаче Джинса

В этом пункте на простом примере рассмотрим влияние гравитационной поляризации вакуума на равновесие и устойчивость гравитирующих систем.

Простейшим примером такой системы является безграничная идеальная однородная гравитирующая среда. Впервые она была, в рамках ньютоновской гравитации, исследована на устойчивость в классической работе Джинса [19].

Джинс предполагал, исходя из однородности и изотропности среды, что гравитационная сила в любой точке равна нулю и система стационарна. В ньютоновской гравитации это предположение Джинса не является корректным, так как в действительности обычная однородная безграничная гравитирующая среда не может быть стационарной. Поэтому, строго говоря, задача Джинса должна решаться на нестационарном фоне [3].

В обычной гидродинамике задача Джинса о устойчивости, с учётом нестационарности невозмущенного однородного состояния, рассматривалась при исследовании устойчивости фридмановских моделей Вселенной Лифшицем [20; 21]. В ньютоновской теории аналогичную задачу решил Боннор [22]. В двузнаковой гравитации задача о распаде однородной гравитационно-нейтральной Вселенной на миры и антимир в ньютоновском приближении рассмотрена в работе [23].

Основные результаты работ Лифшица и Боннора оказались близкими к полученным Джинсом. Ясное изложение этого вопроса содержится в книге Зельдовича и Новикова [3]. Показано, что существует определённая критическая длина волны $\lambda_{\text{дж}}$ (которая называется джинсовской), разделяющая устойчивые (при $\lambda < \lambda_{\text{дж}}$) и неустойчивые (при $\lambda > \lambda_{\text{дж}}$) моды возмущений. Джинсовская длина волны

$$\lambda_{\text{дж}} = \frac{2\pi}{k_{\text{дж}}} = c_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}, \quad (30)$$

где c_0 — скорость звука в среде, $c_0^2 = \partial P_0 / \partial \rho_0$, P_0 и ρ_0 — давление и плотность среды в невозмущенном состоянии, G — гравитационная постоянная.

Такое поведение возмущений является естественным [3]. Гравитационный потенциал сгустка вещества данной плотности с характерным размером λ пропорционален λ^2 : $\Phi \sim Gm/\lambda \sim G\rho\lambda^3/\lambda \sim \lambda^2$, а сила тяготения $F \sim \partial\Phi/\partial r \sim \Phi/\lambda \sim \lambda$. Эта сила стремится сгусток сжимать. С другой стороны, градиент давления в сгустке $\sim \partial P/\partial r \sim P_0/\lambda$ создаёт расталкивающую силу. Отсюда следует, что для больших длин волн преобладают силы тяготения $\sim \lambda$, а для малых доминирующими становятся силы давления $\sim \lambda^{-1}$.

В современных теориях о структурах во Вселенной считается, что важнейшим фактором, определяющим их возникновение и рост, как раз и является джинсовская неустойчивость [3; 5; 6]. Считается, что в результате этой неустойчивости однородная изотропная среда под действием собственного тяготения распадается на достаточно большие массы, размер которых больше джинсовской длины волны. В современной космологии предполагают, что первыми в расширяющейся Вселенной выделились, в результате джинсовской неустойчивости, сгустки материи из которых позднее образовались галактики и их скопления.

В этом пункте покажем, что учёт гравитационной поляризации вакуума может кардинально изменить существующие представления по этому поводу.

В рамках двузнаковой гравитации в ньютоновском приближении рассмотрим классическую задачу Джинса. Исходные уравнения запишем в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{u} = 0, \quad (31)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (32)$$

$$P = P(\rho, s), dP = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s d\rho, \quad (33)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho - \frac{\Phi}{d^2}. \quad (34)$$

Отличие этих уравнений, от используемых при описании джинсовской неустойчивости, заключается в наличии в уравнении для гравитационного поля (34) слагаемого $-\Phi/d^2$. Оно учитывает влияние на гравитацию поляризации вакуума. Уравнение (34) является обобщением уравнения (9) на случай сплошной среды.

В отличие от классической системы уравнений, использовавшихся Джинсом, уравнения (31)–(34) имеют стационарное решение. Оно имеет вид:

$$\rho = \rho_0, P = P_0, \Phi = \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 d^2, \vec{u}_0 = 0. \quad (35)$$

Наличие стационарного решения в рассматриваемом случае означает, что оно, по крайней мере в математическом плане, в отличие от джинсовского, является корректным.

Рассматривая малые колебания, все полевые функции представляем в виде:

$$f(\vec{r}, t) = f_0 + f_1(\vec{r}, t), f_1(\vec{r}, t) \ll f_0. \quad (36)$$

С учётом (36), систему уравнений (31)–(34) запишем в виде:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \vec{u}_1 = 0, \quad (37)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} = -\nabla P_1 - \rho_0 \nabla \Phi_1, \quad (38)$$

$$P_1 = c_0^2 \rho_1, c_0^2 = \left(\frac{\partial P_0}{\partial \rho_0} \right), \quad (39)$$

$$\Delta \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 - \frac{\Phi_1}{d_2}. \quad (40)$$

Эта система уравнений является системой линейных уравнений с постоянными коэффициентами. Её решение ищем в виде:

$$f_1(\vec{r}, t) = f_{1\vec{k}\omega} e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}. \quad (41)$$

Подставляя (41) в (37)–(40) получаем систему линейных однородных алгебраических уравнений для определения фурье-амплитуд.

$$f_{1\vec{k}\omega} : (\rho_{1\vec{k}\omega}, \vec{u}_{1\vec{k}\omega}, P_{1\vec{k}\omega}, \Phi_{1\vec{k}\omega}). \quad (42)$$

Эта система имеет нетривиальное решение, если частота ω и волновой вектор \vec{k} связаны дисперсионным соотношением:

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2 k^2 d^2 / (k^2 d^2 - 1), \quad (43)$$

где $\omega_0 = (4\pi G \rho_0)^{1/2}$ — джинсовская частота.

Дисперсионное уравнение Джинса получается из (43), если в нем положить $d = \infty$, т.е. не учитывать поляризацию вакуума. Для полноты приведем и этот предельный случай.

5.2 Неустойчивость Джинса

При $d = \infty$, уравнение (43) имеет вид:

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (44)$$

Именно это уравнение впервые получил Джинс.

Из этого уравнения видно, что моды с $k > \omega_0/c_0$, $\omega^2 > 0$ имеют колебательный характер. В тоже время для мод с $k < \omega_0/c_0$, т.е., имеющих длину волны

$$\lambda > 2\pi c_0/\omega_0 = \lambda_{дж}, \quad (45)$$

больше джинсовской, имеет место их экспоненциальный рост. Это интерпретируется как начальная стадия распада однородной среды на сгустки, имеющие характерные размеры большие, чем $\lambda_{дж}$. Возмущения с $\lambda \gg \lambda_{дж}$ растут с инкрементом $\gamma \approx \omega_0$. Характерное время их роста $\tau \sim 1/\gamma \sim 1/\omega_0$.

В современной космологии считается, что джинсовская неустойчивость является причиной возникновения структур во Вселенной. В то же время показано, что без предположения о существовании тёмной материи, в количестве значительно больше, чем наблюдаемой барионной материи, невозможно объяснить ни возникновение галактик, уже приблизительно через один миллиард лет после начала расширения Вселенной, ни наблюдаемую её крупномасштабную структуру [3–6]. Без учёта добавочной гравитации тёмной материи, инкремент джинсовской неустойчивости оказывается слишком малым, чтобы галактики могли возникнуть в ранней Вселенной.

5.3 Взрывная неустойчивость

Учёт влияния гравитационной поляризации вакуума на равновесие и устойчивость однородных безграничных сред кардинально меняет результаты Джинса. Зависимость $\omega^2(k^2)$, определяемая формулой (43), учитывающая влияние гравитационной поляризации вакуума, существенно отличается от соответствующей зависимости (44), рассматривавшейся Джинсом. Эти зависимости близки друг другу лишь для мод, у которых длина волны Джинса $\lambda_{дж}$ много меньше длины экранирования d .

Схематично графики зависимости $\omega^2(k^2 d^2)$, определяемые формулой (43), для различных значений параметра $\alpha = 2\pi d/\lambda_{дж}$ приведены на Рис. 2

Анализ приведённых графиков функций $\omega^2(k^2 d^2)$ выявляет следующее:

1 Моды у которых длины волн

$$\lambda < 2\pi d \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2} \right)^{-1/2}; \lambda > 2\pi d, \quad (46)$$

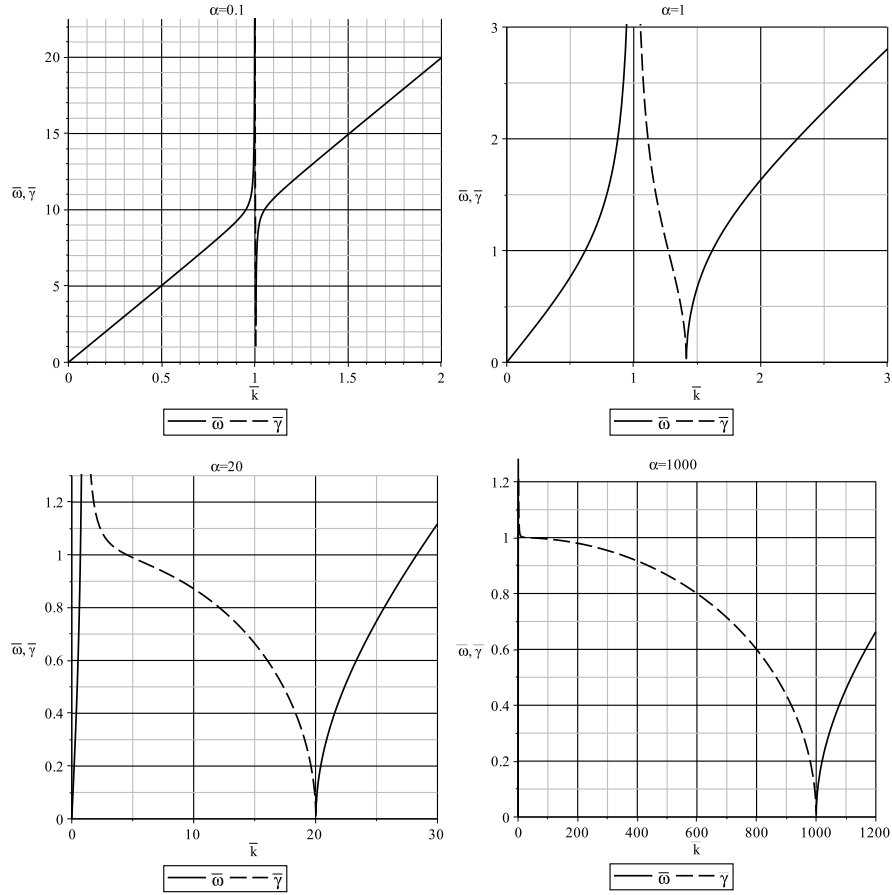


Рис. 2: Графики функций $\bar{\omega} = \Re(\omega)/\omega_0$ и $\bar{\gamma} = \Im(\omega)/\omega_0$ для $\alpha = 0.1, 1, 20, 1000$

имеют колебательный характер. В предельном случае $\lambda \gg 2\pi d$ их закон дисперсии описывается уравнением

$$\omega = k c_0 \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2} \right)^{1/2}. \quad (47)$$

Волны, описываемые этим дисперсионным уравнением, будем называть тяжёлым звуком. В противоположном предельном случае $\lambda \ll 2\pi d$, их закон дисперсии

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (48)$$

является джинсовским. В этом предельном случае, волны с длиной больше джинсовской длины экспоненциально растут. Имеет место обычная джинсовская неустойчивость. В случае коротких длин волн, с длиной волны много меньше джинсовской, имеют место обычные звуковые колебания.

2 В общем случае, неустойчивыми являются моды, имеющие длины волн

$$2\pi d \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2} \right)^{-1/2} < \lambda < 2\pi d. \quad (49)$$

Для этих мод, инкремент неустойчивости определяется формулой:

$$\gamma = \left[\frac{\omega_0^2 k^2 d^2}{k^2 d^2 - 1} - k^2 c_0^2 \right]^{1/2}. \quad (50)$$

Видно, что $\gamma(kd) \rightarrow \infty$ при $kd \rightarrow 1 (kd > 1)$. Это означает, что максимально быстро растут моды с длиной волны близкой к $2\pi d$. Рост именно этих мод и определяет, согласно предлагаемой теории, возникновение начальных крупномасштабных структур во Вселенной.

Неустойчивость, в которой инкремент γ при $k \rightarrow 1/d$ стремится к бесконечности, естественно назвать взрывной. Время её развития является бесконечно малым. В результате развития этой неустойчивости, гравитирующая однородная среда очень быстро распадается на сгустки имеющие определённый размер равный $2\pi d$. Отметим, что такой характер начального этапа развития неустойчивости является одинаковым при любых значениях параметра альфа. Учитывая это, в названии рассматриваемой неустойчивости к слову взрывная разумно добавить уточняющее слово: масштабирующая.

Значения инкремента взрывной масштабирующей неустойчивости в области длин волн $2\pi d$ значительно больше, чем максимальные значения инкремента джинсовской неустойчивости. С учётом этого в космологии, основанной на двузначковой гравитации, предполагать наличие тёмной материи, чтобы объяснить возникновение галактик и крупномасштабных структур ещё в ранней Вселенной нет необходимости.

5.4 О взаимосвязи взрывной и джинсовской неустойчивостей

На простом примере холодной космической среды, покажем, что влияние гравитационной поляризации вакуума является существенным для возмущений любых масштабов.

Дисперсионное уравнение в случае $c_0 = 0$ в приближении Джинса имеет вид:

$$\omega^2 = -\omega_0^2. \quad (51)$$

Согласно ему, неустойчивыми в холодной космической среде являются все длины волн. Инкремент их роста $\gamma_{дж} = \omega_0$. Характерное время роста возмущений любых масштабов в холодной космической среде, согласно Джинсу:

$$\tau_{дж} = \gamma_{дж}^{-1} = \omega_0^{-1}. \quad (52)$$

Дисперсионное уравнение при $c_0 = 0$ с учётом поляризации вакуума имеет вид:

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{k^2 d^2}{1 - k^2 d^2}. \quad (53)$$

Согласно этому уравнению, в отличие от (51), не все моды колебаний являются неустойчивыми. Поляризация вакуума стабилизирует все моды с длиной волны большей $2\pi d$. Неустойчивыми являются лишь те моды у которых длина волны меньше $2\pi d$.

Для неустойчивых мод инкремент неустойчивости определяется формулой:

$$\gamma(k) = \omega_0 \frac{kd}{(k^2 d^2 - 1)^{1/2}}. \quad (54)$$

Видно, что максимально быстро, с инкрементом много большим, чем джинсовский, взрывным образом растут возмущения, имеющие длины волн близкие к $\lambda_{кр} = 2\pi d$

Естественно предполагать, что результатом развития этой неустойчивости на начальном этапе будет быстрый распад космической среды, за времена много меньшие джинсовского, на сгустки имеющие определённый размер $2\pi d$. На следующем этапе, вследствие роста плотности среды в этих сжимающихся сгустках, с большей скоростью начнут расти более коротковолновые, чем $2\pi d$ возмущения. По мере их роста будут улучшаться условия для роста ещё более мелкомасштабных мод. Очевидно, что в этот процесс перекачки энергии от мод, имеющих максимальную длину $2\pi d$ к волнам меньшей длины постепенно будут вовлечены все волны с длиной большей джинсовской.

В описанном выше сценарии распада однородной безграничной сжимаемой гравитирующей среды на отдельные сгустки, джинсовская неустойчивость является не начальным её этапом, а заключительным.

В предлагаемом сценарии развития взрывной неустойчивости пока не рассматривались два важных вопроса:

1 Чем определяется масштаб поляризации вакуума и чему он конкретно равен? Меняется ли он в процессе расширения Вселенной и если да, то каким образом?

2 Чему равна реальная скорость роста амплитуды мод, имеющих длины волн близкие к $2\pi d$? Какие факторы при этом являются определяющими?

Ответы на них будем пытаться найти в одной из будущих статей.

6 Поляризация вакуума и наблюдения

6.1 Поляризационная длина вакуума

Чтобы не получить противоречия с наблюдениями, необходимо предполагать, что масштаб поляризации вакуума d является достаточно большим. Следует считать, что он соизмерим с размерами Галактики. В этом случае можно объяснить, почему влияние поляризации вакуума на гравитационные поля является малым во внутренних областях галактик, но зато сильно проявляется на их периферии.

В разделе 4 на модельном примере показано, что влияние поляризации вакуума на гравитационные поля однородных шаров, имеющих радиус $R_0 \ll d$, при $R \leq R_0$ и $R \gtrsim R_0$ является пренебрежимо малым. В этом случае гравитационные поля внутри шаров и в их окрестности, рассчитываемые в рамках ньютоновской теории гравитации и теории гравитации, учитывающей поляризацию вакуума, практически совпадают.

В то же время влияние поляризации вакуума на гравитационные поля шаров, имеющих радиус $R_0 \gtrsim d$, приводит к сильному изменению этих полей. При $R_0 \gtrsim d$, в области $R \leq R_0$ и $R \gtrsim R_0$ поля могут кардинально отличаться от рассчитываемых в рамках ньютоновской теории. Учитывая это можно сделать следующий вывод.

Если идея о поляризации вакуума является правильной, а масштаб поляризации соизмерим с размером типичных галактик, то есть основание считать, что ньютоновская теория тяготения на галактических масштабах не является правильной. В этом случае, наблюдаемое поведение гравитационных полей на периферии галактик и их скоплений следует связывать не с наличием больших количеств тёмной материи, а с сильным отличием этих полей от рассчитываемых в рамках ньютоновской теории гравитации.

6.2 О вириальной массе и кривых вращения галактик

Явное несоответствие теоретически рассчитанных в рамках ньютоновской теории гравитации вириальных масс галактик и реально наблюдаемых видим в следующем. На галактических и больших масштабах ньютоновскую теорию гравитации для расчётов динамики космической среды применять нельзя. На таких масштабах необходимо учитывать влияние на гравитационное поле поляризации вакуума. Как видно на примере поля однородного шара, оно существенно отличается от ньютоновского. Будем, учитывая результаты предыдущего пункта, считать, что галактики имеют размер порядка πd , а скопления галактик нескольких πd .

В этом случае поля внутри галактик мало отличаются от ньютоновских. В то же время на периферии галактик и в скоплениях галактик они кардинально отличаются от них. Ньютоновское поле ускорений на периферии галактик, не учитывающее поляризацию вакуума, спадает с расстоянием от их центров обратно пропорционально квадрату расстояния. В то же время, это же поле, но с учётом поляризации вакуума, спадает обратно пропорционально первой степени расстояния. Учитывая этот факт легко понять почему распределение скоростей орбитального движения объектов на периферии галактик не описывается кеплеровским законом, а выходит на постоянное значение и оно значительно больше скоростей орбитального движения тел в центральных частях галактик. Так, учитывая предлагаемое уточнение ньютоновской теории гравитации, можно качественно пояснить наблюдаемый ход кривых вращения в галактиках.

Учитывая, что при определении из наблюдений среднеквадратичной скорости движения объектов в галактиках, основной вклад дают тела движущиеся не в центральной их части, а на периферии, можно качественно понять почему согласно ньютоновской теории вириальные массы галактик оказываются существенно большими, чем реально наблюдаемые. Вклад в среднеквадратичную скорость дают быстро движущиеся и хорошо наблюдаемые периферийные объекты, а в то же время подавляющая часть звёзд, а следовательно и массы в галактиках, сосредоточено в её центральной части, где они движутся значительно медленнее, чем те, которые находятся на её периферии. Напряжённости гравитационного поля на периферии галактик, содержащего вклад обусловленный поляризацией вакуума, оказывается достаточно, чтобы обеспечить удержание тел, имеющих большие наблюдаемые скорости в гало галактик, от их вылетания из них.

Отметим также, что гравитационные поля галактик на масштабах πd и больших, имеют слоистую структуру и это должно проявиться в наблюдениях. Можно предположить, что и распределение материальных объектов в окрестностях галактик должно быть слоистым.

Предполагаем, что с учётом гравитационной поляризации вакуума, вращательного движения космической среды и отклонений её распределения от сферической симметрии, можно будет легко описать и классифицировать все наблюдаемое многообразие форм галактик.

6.3 Гравитационное линзирование и длина поляризации вакуума

Вследствие поляризации вакуума, поля гравитационных линз, имеющих галактические и большие размеры, существенно отличаются от рассчитываемых в рамках

ньютоновской теории тяготения. Поля таких линз на некоторых расстояниях от их центров являются полями притяжения, а на некоторых полями отталкивания. Характерный радиальный размер областей притяжения и отталкивания $\sim \pi d$, где d — поляризационная длина вакуума. Наличие в радиальной зависимости полей линз множителей вида $\cos(R/d)$ должно проявляться в наблюдениях. После прохождения через гравитационную линзу плоскопараллельного светового потока в нём должны возникать кольцевые структуры. Зная расстояние до гравитационных линз R и измеряя угол θ под которым видно расстояние между двумя соседними кольцами можно из наблюдений определить поляризационную длину вакуума $d = (R \cdot \theta)/\pi$.

Картина прохождения электромагнитного излучения через гравитационные линзы усложняется, если справедлива гипотеза о существовании антифотонов. Одно и то же гравитационное поле фотоны и антифотоны воспринимают по-разному и поэтому каждое из колец должно быть расщеплённым на два. Гипотезу о равноправном существовании в природе фотонов и антифотонов, а также следствия этой гипотезы, будем подробно обсуждать в следующей статье.

7 Заключение

Существующая теория гравитации является однознаковой. Она не различает частицы и античастицы. Есть веские основания предполагать, что реальная гравитация различает частицы и античастицы и является двузнаковой.

В работе предполагается, что между частицами и античастицами существует не тяготение, а антитяготение. Считается, что Вселенная в целом не только электро-, но и гравитационно-нейтральна. Главным элементом космической среды является однородный безграничный вакуум, который и определяет динамику Вселенной на космологических масштабах.

Считается что электро- и гравитационно-нейтральный вакуум состоит из однородно перемешанных вакуумных частиц и античастиц, которые в гравитационных полях ведут себя по-разному. То что для частиц является полем притяжения, то для античастиц полем отталкивания и наоборот. С противоположным знаком суммируются и их вклады в искривление пространства-времени.

В электромагнитных и гравитационных полях вакуум поляризуется. Записано уравнение, описывающее гравитационные поля тяжёлых масс в нерелятивистском приближении с учётом поляризации вакуума, в который эти массы погружены. Методика его получения аналогична используемой при записи уравнения, учитывающего поляризацию плазмы в электрическом поле.

В настоящей работе рассмотрено влияние гравитационной поляризации вакуума на динамику космической среды. Считается, что масштаб гравитационной поляризации вакуума является универсальной величиной и она одинакова во всех частях Вселенной. Рассматривается динамика космической среды на временах много меньших возраста Вселенной и поэтому считается, что масштаб поляризации вакуума не меняется во времени. Чтобы теория не противоречила наблюдениям, предполагается, что масштаб гравитационной поляризации вакуума соизмерим с характерными размерами галактик. Учитывается, что на масштабах много меньших галактических, влияние поляризации вакуума на гравитацию является пренебрежимо малым.

С учётом высказанных предположений, показано следующее.

- 1 Гравитационные поля тяжёлых масс на галактических и больших масштабах кар-

динально отличаются от рассчитываемых в рамках существующей теории гравитации. Они приобретают новое качество, являясь не только полями притяжения, но одновременно и полями отталкивания.

2 Гравитационная поляризация вакуума существенно влияет на равновесие и устойчивость гравитирующих сред. Учёт этого факта приводит к кардинальному изменению существующих представлений на возникновение крупномасштабных структур во Вселенной. Показано, что они возникли а ранней Вселенной и вначале все имели одинаковые размеры.

Полагаем, что анализ наблюдаемой динамики космической среды на галактических и больших масштабах, с учётом идей изложенных в настоящей статье, позволит выявить скрытую симметрию гравитации, заключающуюся в её двузнаковости и доказать основополагающую роль в ней гравитационно-нейтрального вакуума.

В двузнаковой гравитации использование гипотезы о существовании тёмной материи не является необходимым. Отметим также, что и при исследованиях микромира эксперимент пока не даёт явных указаний на существование такой материи. Учитывая то, сколько усилий в ведущих лабораториях мира было затрачено для её обнаружения, полагаем, что если бы она в реальности существовала, то давно была бы найдена.

В настоящей работе не содержится строгого доказательства того, что с учётом предполагаемого уточнения теории гравитации, можно детально объяснить наблюдаемую динамику галактик и их скоплений. В тоже время на качественном уровне показано, что такая возможность существует. В теоретическом плане предлагаемая идея выглядит весьма привлекательной и поэтому работа в этом направлении будет продолжена.

В заключение отметим, что предлагаемая нами идея о существенном влиянии поляризации вакуума на динамику космической среды в значительной мере была стимулирована многолетним и очень полезным для нас взаимодействием с авторами прекрасной книги [24] Поляченко Валерием Львовичем и Фридманом Алексеем Максимовичем, а также с замечательным астрофизиком Шухманом Ильей Григорьевичем для которых использование идей и методов физики плазмы в гравитации было рабочим инструментом. В нашем исследовании содержится принципиальное дополнение: гравитация, как и электродинамика, является двузнаковой.

Список литературы

1. Астрономия и астрофизика. Галактики // под ред. В. Г. Сурдина М. : Физматлит, 2013.
2. Засов А. В. Общая астрофизика / Засов А. В., К. А. Постнов — Фрязино: Век. 2, 2013.
3. Зельдович, Я. Б. Строение и эволюция Вселенной / Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. М. : Наука, 1975.
4. Горбунов, Д. С. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего большого взрыва / Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. М. : ЛКИ, 2008.
5. Горбунов, Д. С. Введению в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория / Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков. М. : КРАСАНД, 2010.
6. Вайнберг, С. Космология / С. Вайнберг. М. : Платон, 2008.
7. Клименко, А.В. III. Двухзнаковая гравитация. Основопологающие принципы / А.В. Клименко, В.А. Клименко.
8. Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln / F. Zwicky // Helvetica Physica Acta. 1933. Voll. 6. P. 110–127.
9. Клименко, А.В. II. Двухзнаковая гравитация. Вакуум пространство-время / А.В. Клименко, В.А. Клименко.
10. Арцимович, Л. А. Физика плазмы для физиков / Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. М. : Физматгиз, 1963.
11. Клименко А.В. Двухзнаковая гравитация / А.В. Клименко, В.А. Клименко. Челябинск : изд-во Челябинского гос. университета, 2017.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М. : Наука, 1988. 204 с.
13. Захаров, А. Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. / А. Ф. Захаров – ЯНУС-К, 1997.
14. Sofue, Y. Rotation curves of spiral galaxies / Y. Sofue, V. C. Rubin. // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2001. Voll. 39. P. 137–174.
15. Turyshev, S.G. Support the Thermal Origin of the Pioneer Anomaly / S. G. Turyshev, // Physical Review Letters. 2012 / 15 June (Voll. 108 (iss 24)).
16. Черепашук А. М. Тесные двойные звёзды Часть I и II // М. : Физматлит. 2013.
17. Новиков, И. Д. Физика чёрных дыр / И. Д. Новиков, В. П. Фролов. М. : Наука, 1986.
18. Bidin, M. C. Kinematical and Chemical Vertical Structure of the Galactic thick disk II. A. Lack of the Dark Matter in the Solar Neighborhood / C. Moni Bidin et al. // The Astrophys. J. Vol. 751, № 1. P. 14.

19. Jans, J. *Astronomy and Cosmology*. Cambridge, 1963.
20. Лифшиц Е. М. О гравитационной устойчивости расширяющегося мира / Е. М. Лифшиц // Журнал эксперимент. и теор. физики. 1946. Т. 16. С. 587–602
21. Лифшиц Е. М. Проблемы релятивистской космологии / Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников // Успехи физ. наук. 1963. Т. 80. вып. 3. С.391–438.
22. Bonnor W. B. Jeans Formula for Gravitational Instability / W. B. Bonnor // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1957. Vol. 117. P/ 104–117.
23. Клименко, А. В. V. Двухзнаковая гравитация. Миры и антимирры / А. В. Клименко, В. А. Клименко.
24. Поляченко, В. Л. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем / В. Л. Поляченко, А. М. Фридман. М. : Наука, 1976.