

VI. Двухзнаковая гравитация. Вакуум и тёмная материя

А. В. Клименко, В. А. Клименко

Аннотация

В двухзнаковой гравитации (ДГ) наблюдаемая часть вселенной рассматривается, как Мир, состоящий из частиц. Мир погружен в безграничный однородный электро- и гравитационно-нейтральный физический вакуум. Он состоит из виртуальных частиц и античастиц и совершенно симметричен по ним. Частицы и античастицы отличаются знаком энергии. Между ними существует не тяготение, а антитяготение. В гравитационных полях сгустков обычной материи вакуум поляризуется. Предполагается, что гравитационная поляризационная длина вакуума является универсальной и соизмерима с характерными размерами галактик. Вследствие влияния поляризации вакуума на гравитационные поля, они на галактических и больших масштабах кардинально отличаются от рассчитываемых в рамках общей теории относительности (ОТО). Показано, что с учётом влияния вакуума на гравитацию, принципиально по иному, чем это принято в современной астрофизике, решается не только проблема тёмной материи, а также и задача о возникновении и эволюции структур во Вселенной. Показано, что зарождение структур происходит взрывным образом и вовсе не джинсовская неустойчивость является при этом определяющим фактором.

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

1 Проблема тёмной материи. Идея ее решения

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, объяснить, в рамках существующей теории гравитации (ОТО), наблюдаемую динамику галактик и их скоплений, как обусловленную гравитационным взаимодействием лишь видимой в них барионной материи, оказывается невозможным [4–6]. Чтобы интерпретировать наблюдаемую динамику галактик и их скоплений, дополнительно к барионной материи, гипотетически вводят гравитационно заряженную тёмную материю, которая

явно проявляет себя лишь в гравитации. В ОТО это, по-видимому, единственно возможный разумный способ интерпретации наблюдений.

Первая работа, в которой содержалось указание на возможное присутствие во Вселенной, кроме видимой материи, ещё и не видимой (тёмной материи), относится ещё к тридцатым годам прошлого столетия, см. [8]. В дальнейшем, на основе анализа многочисленных наблюдательных данных, был сделан вывод о том, что в галактиках тёмной материи значительно больше, чем барионной материи. Из данных о скоростях движения звёзд 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. Последнее утверждение, возможно, 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].

Существенный недостаток гипотезы о существовании тёмной материи заключается в отсутствии понимания ее природы. Проблема тёмной материи уже давно является одной из фундаментальных в физике [4–6]. Потребность в ее решении резко возросла в связи с недавними наблюдениями на обсерватории Уэбба строения ранней Вселенной. Показано, что уже приблизительно через двести-триста миллионов лет после Большого взрыва во Вселенной существовали хорошо развитые структуры. В рамках существующей теории гравитации, даже с учётом предположения о существовании большого количества тёмной материи, невозможно дать разумное объяснение взрывного зарождения структур в ранней Вселенной.

Обычный подход объяснения наблюдаемой динамики космической среды на галактических и больших масштабах заключается в использовании ОТО. Считают, что она является правильной теорией на этих масштабах. Предполагаем, что эта точка зрения не является правильной.

Считаем, что описание динамики космической среды на галактических и больших масштабах необходимо проводить в рамках двузнаковой гравитации (ДГ).

. Эта теория существенно уточняет ОТО. Согласно ДГ, ОТО является ограниченной теорией, так как неправильно описывает гравитационные свойства вакуума, а также гравитационное взаимодействие частиц и античастиц. В двузнаковой гравитации предполагается, что вакуум является не только электро-, но и гравитационно-нейтральным, состоит из виртуальных частиц и античастиц. Они отличаются знаком энергии, и являются совершенно равноправными. Между частицами и античастицами, как реальными, так и виртуальными существует не тяготение, а антитяготение.

В двузнаковой гравитации возможно другое, и как мы полагаем, более простое и естественное, чем в ОТО, объяснение необычного поведения гравитационных полей на галактических и больших масштабах. Оно не предполагает существования неизвестной гравитационно заряженной материи и заключается в следующем. Согласно

ДГ, сгустки барионной компоненты космической среды (планеты, звёзды, галактики, скопления галактик и другие структуры) погружены в гравитационно-нейтральный вакуум, являющимся главной и определяющей компонентой космической среды [7]. Гравитационные поля этих объектов по-разному действуют не только на реальные частицы и античастицы, но и на вакуумные. Гравитационные поля сгустков обычной материи поляризуют гравитационно нейтральный вакуум и он начинает проявлять свои гравитационные свойства. Предполагается, что масштаб гравитационной поляризации вакуума соизмерим с характерными размерами галактик. Влияние вакуума на гравитацию на галактических и больших размерах является определяющим. Вследствие этого гравитационные поля на этих масштабах кардинально отличаются от рассчитываемых в рамках ОТО.

В работе покажем, что с учётом влияния гравитационной поляризации вакуума на гравитацию, можно объяснить наблюдаемую динамику галактик и их скоплений. Есть основание считать, что именно он и является тёмной материей.

. В рамках ДГ, как будет показано в настоящей статье, существенно по иному, чем в настоящее время, объясняется зарождение структур во Вселенной.

Изучение влияния вакуума на гравитацию начнем с простейших задач.

2 Поля сферически симметричных систем

2.1 Поле точечной массы

При написании уравнения, описывающего гравитационное поле массы, находящейся в гравитационно-нейтральном вакууме, учитываем, что между ним и электрическим полем заряда, помещённого в электро-нейтральную плазму, существует много общего. Это связано с тем, что предлагаемая нами теория гравитации, как и электродинамика, является двузнаковой.

Вследствие наличия в электродинамике электрических зарядов двух знаков, электрическое поле заряда поляризует электро-нейтральную плазму, притягивая заряды противоположного знака и отталкивая одноимённые с ним заряды, см., например, [9]. Следствием этого является существенное изменение электрического поля в его окрестности. В двузнаковой гравитации существование гравитационной поляризации вакуума обусловлено противоположностью гравитационных свойств вакуумных частиц и античастиц. Вследствие различия их гравитационных свойств, гравитационно нейтральный вакуум в гравитационных полях сгустков материи/антиматерии поляризуется и проявляет свои гравитационные свойства, которые в отсутствие гравитационных полей являются скрытыми.

Уравнение для точечного заряда e , помещённого в электронейтральную плазму, дебаевский радиус которой d_e , в линейном приближении имеет вид:

$$\Delta\varphi = -4\pi e\delta(\vec{R}) + \varphi/d_e^2, \quad (1)$$

где $\delta(\vec{R})$ — дельта функция Дирака [9].

Используя это уравнение, легко показать, что вместо электрического поля

$$\varphi_0 = e/R, \quad (2)$$

для точечного заряда в вакууме, в плазме имеет место поле

$$\varphi = \frac{e}{R} \exp\left(-\frac{R}{d_e}\right), \quad (3)$$

где d_e — так называемый дебаевский радиус. В результате электрической поляризации плазмы электрическим полем заряда, имеет место его экранирование. Характерный масштаб экранирования d_e — дебаевский радиус. Он определяется параметрами плазмы, в которую помещён электрический заряд. Уменьшение электрического поля заряда является следствием того, что электромагнитное взаимодействие является двузнаковым и при этом существенно, что разноимённые заряды притягиваются, а одноимённые отталкиваются.

Учитывая не только сходство, но и различие в характере взаимодействия электрических зарядов e и гравитирующих масс m в электростатике и в двузнаковой гравитации, аналог уравнения (1) для систем масс m_a , находящихся в точках \vec{R}_a , в гравитационно-нейтральном вакууме записываем в виде

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

где d — поляризационная длина вакуума. Предполагаем, что на временных масштабах много меньших возраста Вселенной, длина d является универсальной постоянной величиной. Решение уравнения (4), для массы M , находящейся в начале системы координат, удовлетворяющее, при $R \rightarrow 0$, предельному переходу $\Phi \rightarrow \Phi_0$ не описывается формулой ньютоновской теории гравитации. Вместо ньютоновского потенциала

$$\Phi_0 = -\frac{GM}{R}, \quad (5)$$

в реальности имеет место потенциал

$$\Phi = -\frac{GM}{R} \cos\left(\frac{R}{d}\right). \quad (6)$$

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

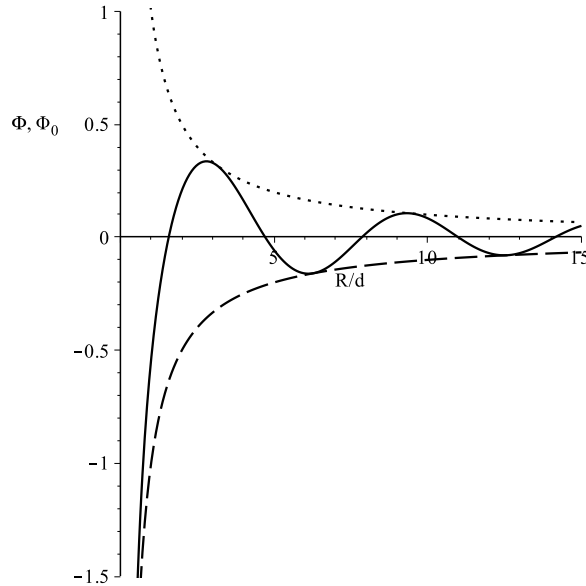


Рис. 1: Графики функций $\Phi_0(R)$ — пунктирная и $\Phi(R)$ — сплошная линии.

Видно, 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. Имеет место не экранировка гравитационного поля, а его кардинальное изменение. Поле приобретает слоистую радиальную структуру, состоящую из чередующихся слоёв притяжения и отталкивания. Толщина этих слоёв задается масштабом поляризации вакуума d . Если предлагаемая нами 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 галактик, то это должно проявляться на галактических и больших масштабах.

Причиной существования и электрической и гравитационной поляризации является двузнаковость электромагнитного и гравитационного взаимодействий. В то же время, свойства этих поляризаций отличаются кардинально. Это обусловлено следующими причинами. 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, как правило, выполняется с большой точностью. Гравитационная нейтральность космической среды в явном виде не проявляется. 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 считается, что вакуум является идеальной электро- и гравитационно-нейтральной сплошной средой, состоящей из виртуальных частиц и античастиц, отличающихся знаком энергии [7]. В невозмущённом состоянии, его параметры одинаковы во всех частях Вселенной. Предполагаем, что пространственный масштаб d , определяющий гравитационную поляризационную длину вакуума, является одним из важнейших 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, $d \gtrsim 10\text{Кпс}$. Учитываем, что на масштабах заметно меньших 10Кпс эффект «тёмной материи» практически не заметен, зато на масштабах заметно больших 10Кпс он проявляется явно.

Замечание 2. Естественно думать, что параметр d изменяется в процессе расширения Вселенной и определённым образом связан с изменением её масштаба $a(t)$. 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 [7].

Гипотеза о гравитационной поляризации вакуума отличается простотой и ясным физическим смыслом. Её проверка является важной задачей. Ниже на простых примерах покажем, что качественно нового дает предлагаемое уточнение теории гравитации. Начнём с решения уравнения (4) для гравитационного поля сферически симметричных систем.

2.2 Поле на оси кольца радиуса R_0

Учитывая линейность уравнения (4), а так же его решение для точечной массы (6), легко показать, что поле на оси кольца, одетого на шар радиуса радиуса R_0 , на

расстоянии R от центра шара, определяется формулой

$$\Phi_k = -\frac{2\pi GR_0\sigma}{R} \cos\left(\frac{r_1}{d}\right) dr_1, \quad (7)$$

где σ — поверхностная плотность массы кольца, а

$$r_1^2 = R_0^2 + R^2 - 2R_0R\cos\Theta. \quad (8)$$

Площадь кольца:

$$S_k = 2\pi R_0^2 \sin\Theta d\Theta. \quad (9)$$

2.3 Поле сферической оболочки радиуса R_0

Используя формулу (7), и производя суммирование по всем кольцам сферы радиуса R_0 , находим гравитационное поле внутри и вне сферы. Соответствующие формулы, описывающие распределение потенциала, имеют вид

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \cos\frac{R_0}{d} \sin\frac{R}{d}, \quad (10)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \sin\frac{R_0}{d} \cos\frac{R}{d}, \quad (11)$$

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 (10), (11) 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 (10), (11) 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:

$$M_{\text{сф}}(R < R_0) = M \frac{d}{R_0} \cos\frac{R_0}{d}, \quad (12)$$

$$M_{\text{сф}}(R > R_0) = M \frac{d}{R_0} \sin\frac{R_0}{d}, \quad (13)$$

формулы (10), (11) запишем в виде:

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R < R_0)}{R} \sin\frac{R}{d}, \quad (14)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos\frac{R}{d}, \quad (15)$$

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 $R \geq R_0$, 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. Легко показать, что существуют вполне определенные размеры сфер при которых они находятся в равновесном устойчивом состоянии. Они не зависят от их массы. В тоже время, частоты колебаний равновесных сфер зависят и от их массы и от их размеров. Возможность существования самогравитирующих устойчивых равновесных однородных сфер, размеры которых определяются свойствами вакуума, является интересным результатом.

2.4 Поле однородного шара радиуса R_0

Используя формулы (12), (13) 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:

$$\bar{\Phi}(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} \left[(\cos x_0 + x_0 \sin x_0) \frac{\sin x}{x} - 1 \right], \quad (16)$$

$$\bar{\Phi}(x \geq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} (\sin x_0 - x_0 \cos x_0) \frac{\cos x}{x}. \quad (17)$$

Использованы обозначения:

$$\bar{\Phi} = \Phi / (GM/R_0), \quad x_0 = R_0/d, \quad x = R/d, \quad (18)$$

В предельном случае $d \rightarrow \infty$ формулы (16), (17) приводятся к виду:

$$\bar{\Phi}_0(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{x^2}{x_0^2}, \quad (19)$$

$$\bar{\Phi}_0(x \geq x_0) = -\frac{x_0}{x}. \quad (20)$$

Они описывают поле однородного шара в ньютоновской гравитации.

Если предлагаемая нами феноменологическая модель поляризации вакуума в гравитационном поле верна, то согласно формулам (16), (17), на масштабах $R \gtrsim d$, гравитационное поле однородного шара в двузнаковой гравитации кардинально отличается от рассчитываемого в ньютоновской гравитации по формулам (19), (20).

Зависимости потенциалов $\Phi(R < R_0)$ и $\Phi(R > R_0)$ от расстояния R для шара и сферы являются одинаковыми. Формулы (16), (17) можно записать в виде аналогичном (14), (15) для потенциалов сферической оболочки:

$$\Phi_{\text{ш}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{ш}}(R < R_0)}{R} \sin \frac{R}{d} + \frac{3GM}{(R_0/d)^3 d}, \quad (21)$$

$$\Phi_{\text{ш}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos \frac{R}{d}. \quad (22)$$

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

$$M_{\text{ш}}(R < R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left(\cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right), \quad (23)$$

$$M_{\text{ш}}(R > R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left(\sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right). \quad (24)$$

Учитывая формулы (21), (22), находим ускорение свободного падения ($\ddot{R} = -d\Phi/dR$) частиц в поле однородного гравитирующего шара массы M и радиуса R_0 :

$$\ddot{R}(R \leq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left(\cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right) \left(\frac{1}{R} \sin \frac{R}{d} \right)', \quad (25)$$

$$\ddot{R}(R \geq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left(\sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right) \left(\frac{1}{R} \cos \frac{R}{d} \right)'. \quad (26)$$

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 (21), (22). 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 Эффекты поляризации вакуума проявляются в областях размеры, которых соизмеримы или больше масштаба поляризации 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 определенных радиусов R_0 , которые могут находиться в устойчивом равновесном состоянии.

5 Могут существовать сферически симметричные сгустки материи определенных радиусов R_0 , которые не создают внешнего гравитационного поля.

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, а также на образование структур во Вселенной.

3 Равновесие и устойчивость однородной среды

3.1 Учёт поляризации вакуума

В этом разделе работы в рамках двузнаковой гравитации, учитывающей гравитационную поляризацию вакуума, рассмотрим задачу о равновесии и устойчивости безграничной идеальной однородной гравитирующей среды. В рамках ньютоновской гравитации, такая задача впервые была исследована Джинсом [14].

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 рамках ОТО, задача Джинса, с учётом нестационарности невозмущённого однородного состояния, рассматривалась при исследовании устойчивости фридмановских моделей Вселенной Лифшицем [15; 16]. В ньютоновской теории аналогичную задачу решил Боннор [17]. В двузнаковой гравитации задача о распаде однородной гравитационно-нейтральной Вселенной на миры и антимирры в ньютоновском приближении рассмотрена в работе [7]. Отметим лишь, что эту работу, с учётом идеи о гравитационной поляризации вакуума необходимо уточнить.

Основные результаты работ Лифшица и Боннора оказались близкими к полученным Джинсом. Подробное 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

$$\lambda_{\text{дж}} = \frac{2\pi}{k_{\text{дж}}} = c_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}, \quad (27)$$

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 невозмущённом 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 сгустки, размер которых больше джинсовской длины волны. В современной космологии

предполагают, что первыми в расширяющейся Вселенной выделились, в результате джинсовской неустойчивости, крупномасштабные сгустки материи из которых позднее образовались галактики и их скопления.

Покажем, что учёт гравитационной поляризации вакуума может кардинально изменить существующие представления по этому поводу. Для этого классическую задачу Джинса исследуем в рамках двузнаковой гравитации. Исходные уравнения запишем в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{u} = 0, \quad (28)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (29)$$

$$P = P(\rho, s), dP = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s d\rho, \quad (30)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho - \frac{\Phi}{d^2}. \quad (31)$$

Отличие этих уравнений, от используемых при описании джинсовской неустойчивости, заключается в наличии в уравнении для гравитационного поля (31) слагаемого $-\Phi/d^2$. Оно учитывает влияние на гравитацию поляризации вакуума. Уравнение (31) является обобщением уравнения (4) на случай сплошной среды.

В отличие от классической системы уравнений, использовавшихся Джинсом, уравнения (28)–(31) имеют стационарное решение. Оно имеет вид:

$$\rho = \rho_0, P = P_0, \Phi = \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 d^2, \vec{u}_0 = 0. \quad (32)$$

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

Рассматривая малые возмущения, все полевые функции представляем в виде:

$$f(\vec{r}, t) = f_0 + f_1(\vec{r}, t), f_1(\vec{r}, t) \ll f_0. \quad (33)$$

С учётом (33), система уравнений (28)–(31) в линейном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \vec{u}_1 = 0, \quad (34)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} = -\nabla P_1 - \rho_0 \nabla \Phi_1, \quad (35)$$

$$P_1 = c_0^2 \rho_1, c_0^2 = \left(\frac{\partial P_0}{\partial \rho_0} \right), \quad (36)$$

$$\Delta \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 - \frac{\Phi_1}{d_2}. \quad (37)$$

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

$$f_1(\vec{r}, t) = f_{1\vec{k}\omega} e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}. \quad (38)$$

Подставляя (38) в (34)–(37) получаем систему линейных однородных алгебраических уравнений для определения фурье-амплитуд.

$$f_{1\vec{k}\omega} : (\rho_{1\vec{k}\omega}, \vec{u}_{1\vec{k}\omega}, P_{1\vec{k}\omega}, \Phi_{1\vec{k}\omega}). \quad (39)$$

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

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2 k^2 d^2 / (k^2 d^2 - 1), \quad (40)$$

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

Дисперсионное уравнение Джинса получается из (40), если в нем положить $d = \infty$, т.е. не учитывать поляризацию вакуума. Для полноты приведем и этот предельный случай.

3.2 Неустойчивость Джинса

При $d = \infty$, уравнение (40) имеет вид:

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (41)$$

Его обычно определяют как дисперсионное уравнение Джинса. 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

$$\lambda > 2\pi c_0/\omega_0 = \lambda_{дж}, \quad (42)$$

больше джинсовской, имеет место 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 видимой материи, невозможно объяснить ни наблюдаемое возникновение галактик, уже приблизительно через один - два миллиарда лет после начала расширения Вселенной, ни её крупномасштабную структуру [3? ? -6]. Без учёта добавочной гравитации тёмной материи, инкремент джинсовской неустойчивости оказывается слишком малым, чтобы малые возмущения космической среды, имевшие место в эпоху рекомбинации, успели превратиться в наблюдаемые структуры современной Вселенной.

Объяснение существования структур в ранней Вселенной уже через 200-300 миллионов лет после большого взрыва, в рамках существующей теории гравитации, оказывается проблематичным.

Покажем, как эта проблема решается в рамках двузнаковой гравитации.

3.3 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 (40) и учитывающая влияние гравитационной поляризации вакуума, существенно отличается от соответствующей зависимости (41), рассматривавшейся Джинсом. Эти зависимости близки друг другу лишь для мод, у которых длины волн много меньше длины экранирования d .

Схематично графики зависимости $\omega^2(k^2 d^2)$, определяемые формулой (40), для различных значений параметра

$$\alpha = 2\pi d/\lambda_{\text{дж}},$$

определяющего соотношение длины вакуума и джинсовской длины, приведены на Рис. 2

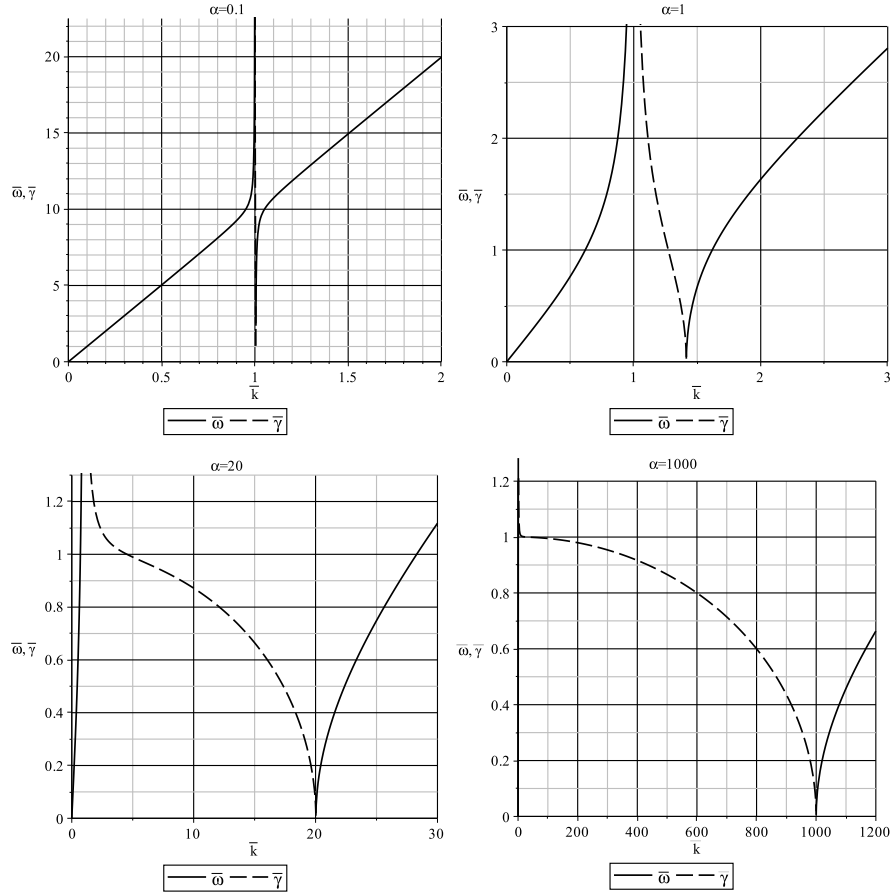


Рис. 2: Графики функций $\bar{\omega} = \Re(\omega)/\omega_0$ и $\bar{\gamma} = \Im(\omega)/\omega_0$ для $\alpha = 0.1, 1, 20, 1000$

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

1 Моды у которых длины волн

$$\lambda < 2\pi d \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2}\right)^{-1/2}; \lambda > 2\pi d, \quad (43)$$

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

$$\omega = k c_0 \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2}\right)^{1/2}. \quad (44)$$

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

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (45)$$

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

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

Для этих мод, инкремент неустойчивости определяется формулой:

$$\gamma = \left[\frac{\omega_0^2 k^2 d^2}{k^2 d^2 - 1} - k^2 c_0^2 \right]^{1/2}. \quad (47)$$

Видно, что $\gamma(kd) \rightarrow \infty$ при $kd \rightarrow 1 (kd > 1)$. Это означает, что максимально быстро растут моды с длиной волны меньшей, но близкой к $2\pi d$. Рост именно этих мод и определяет, согласно предлагаемой теории, возникновение 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 $2\pi d$. Учитывая это, в названии рассматриваемой неустойчивости к слову взрывная разумно добавить уточняющее слово: масштабирующая. Отметим, что такой характер начального этапа развития неустойчивости является одинаковым при любых значениях параметра альфа, определяющего отношение масштаба поляризации к критической длине волны Джинса.

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, можно пытаться объяснять взрывной характер возникновения структур в ранней Вселенной. Одна из целей настоящей работы - обратить внимание космологов на эту возможность для объяснения существования развитых структур в ранней Вселенной на обсерватории Уэбба.

3.4 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:

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

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:

$$\tau_{дж} = \gamma_{дж}^{-1} = \omega_0^{-1}. \quad (49)$$

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

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{k^2 d^2}{1 - k^2 d^2}. \quad (50)$$

Согласно этому уравнению, в отличие от (48), 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:

$$\gamma(k) = \omega_0 \frac{kd}{(k^2 d^2 - 1)^{1/2}}. \quad (51)$$

Видно, что максимально быстро, с инкрементом много большим, чем джинсовский, взрывным образом растут возмущения, имеющие длины волн меньшие, но близкие к $\lambda = 2\pi d$. 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 быстрого роста плотности среды в этих сжимающихся сгустках, начнут расти более коротковолновые, чем $2\pi d$ возмущения. По мере их роста будут улучшаться условия для роста ещё более мелкомасштабных мод. В процессе 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 среды на отдельные сгустки, определяющую роль играют гравитационные свойства вакуума - ее масштаб поляризации d . Предполагаем, что масштаб поляризации больше критической джинсовской длины волны. В этом случае, джинсовская неустойчивость является не начальным этапом распада однородной космической среды на сгустки, а завершающим.

В предлагаемом сценарии развития взрывной неустойчивости, пока нет ответа на два важных вопроса:

1 Чему равен масштаб поляризации вакуума? 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, кроме d , при этом являются определяющими?

Чтобы не получить противоречие с наблюдениями, необходимо предполагать, что масштаб поляризации вакуума d соизмерим с характерными размерами галактик. 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 и в их скоплениях.

Считая, что начальное образование структур во Вселенной происходило на релятивистских стадиях ее эволюции, предполагаем, что характерное время роста амплитуды начальных возмущений, за счет взрывной неустойчивости было приблизительно равным d/c . Предполагаем, что глубокое понимание свойств гравитационной поляризации возникнет после построения квантовой теории двузнаковой гравитации.

4 Поляризация вакуума и наблюдения

Если идея о поляризации вакуума является правильной, а масштаб поляризации соизмерим с размером типичных галактик, то есть основание считать, что общая теория относительности на галактических и больших масштабах не является правильной. Наблюдаемое поведение гравитационных полей на периферии галактик и их скоплений следует описывать в рамках двузнаковой гравитации, учитывающей наличие электро и гравитационно-нейтрального вакуума и его гравитационную поляризацию. Предполагаем, что вакуум ДГ является тем, что в современной астрофизике определяется термином "тёмная материя". Учитывая это, на качественном уровне поясним, как в рамках двузнаковой гравитации, можно интерпретировать некоторые важные наблюдаемые эффекты "тёмной материи".

4.1 Кривые вращения галактик

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

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R_0^3}} \cdot R, \text{ при } 0 \leq R \leq R_0; \quad (52)$$

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R}}, \text{ при } R > R_0. \quad (53)$$

Изучение кривых вращения $V(R)$ дисковых подсистем 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; 12].

Явное несоответствие теоретически рассчитанных в рамках ньютоновской теории гравитации кривых вращения галактик с реально наблюдаемыми 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.

Считаем, что галактики и их скопления имеют размеры порядка πd и нескольких πd , соответственно. В этом случае поля во внутренних областях 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. Учитывая

этот факт, можно объяснить наблюдаемый ход кривых вращения в галактиках и понять почему периферийные объекты галактик имеют круговые скорости движения значительно большие кеплеровских, но при этом не покидают их.

Согласно ДГ, гравитационные поля галактик, на масштабах πd и больших, имеют слоистую структуру. Это должно проявляться в наблюдениях. Предполагаем, что распределение видимой материи в окрестностях галактик является слоистым. Возможно также, что гравитационная поляризация вакуума является одним из важных факторов, определяющих спиральную структуру галактик.

4.2 Вириальные массы галактик и их скоплений

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; 10].

$$3\langle V^2 \rangle = \frac{GM}{R}. \quad (54)$$

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, рассчитанные в рамках ньютоновской гравитации, вириальные значения масс галактик и их скоплений M , оказываются существенно превышающими массы реально наблюдаемого в них видимого вещества.

Качественно поясним, почему согласно ньютоновской теории вириальные массы галактик оказываются существенно большими, чем реально наблюдаемые. Существенный вклад в среднеквадратичную скорость дают быстро движущиеся и хорошо наблюдаемые периферийные объекты. В то же время подавляющая часть звёзд, а следовательно и массы в галактиках, сосредоточено в их центральных частях, где они движутся значительно медленнее, чем те, которые находятся на периферии. Вклад в напряжённость гравитационного поля на периферии галактик, обусловленный поляризацией вакуума, оказывается достаточным, чтобы при наблюдаемой массе галактик и их скоплений обеспечить удержание тел, имеющих большие наблюдаемые скорости, от их вылетания из них. Применять теорему вириала в рамках ньютоновской гравитации для объяснения наблюдаемой динамики галактик и их скоплений не правильно, так как при этом не учитывается наличие вакуума и его влияние на гравитацию.

4.3 Гравитационное линзирование

Лучи света, проходящие через гравитационные поля галактик и их скоплений (гравитационные линзы), находящиеся между наблюдателем и наблюдаемым объектом отклоняются[11]. Согласно ДГ, 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 множителя $\cos(R/d)$ должно проявляться в наблюдениях. После прохождения через сферическую 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 пытаться из наблюдений определить поляризационную длину вакуума

$$d = (R \cdot \theta) / \pi.$$

Картина прохождения электромагнитного излучения через гравитационные линзы, возможно, 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. Гипотеза о равноправном существовании в природе фотонов и антифотонов, а также следствия этой гипотезы, обсуждаются в *klimenko_klimenko_gravity2017*.

5 Заключение

Существующая теория гравитации является однознаковой. Она не различает частицы и античастицы. В отличие от этого, в настоящей работе предполагается, что реальная гравитация различает частицы и античастицы и является двузнаковой. В двузнаковой гравитации 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 в двузнаковой гравитации является однородный безграничный электро- и гравитационно-нейтральный вакуум. Он определяет динамику Вселенной на галактических и больших масштабах и является тем, что в современной космологии определяют термином "тёмная материя".

Считаем, что попытки замены влияния гравитационно нейтрального вакуума на гравитацию введением гипотетической тёмной материи, являющейся гравитационно-заряженной, не могут быть успешными. Это как если бы пытались объяснить электрические свойства диэлектриков, считая, что они состоят лишь из электрических зарядов одного знака.

В работе, в нерелятивистском приближении, записано уравнение, описывающее гравитационные поля тяжёлых масс с учётом поляризации вакуума, в который они погружены. Считается, что масштаб гравитационной поляризации вакуума является универсальной величиной одинаковой во всех частях Вселенной. Предполагается, что он соизмерим с характерными размерами галактик.

Рассмотрено влияние гравитационной поляризации вакуума на гравитационные поля сферически симметричных систем, а также на динамику однородной безграничной космической среды. Показано следующее.

1. Гравитационные поля тяжёлых масс, с учётом поляризации вакуума, на галактических и больших масштабах кардинально отличаются от рассчитываемых в рамках существующей теории гравитации. Они, с увеличением расстояния от источника, спадают медленнее, чем ньютоновские и при этом 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. Показано, что не джинсовская длинна, а масштаб гравитационной поляризации вакуума, явился важнейшим фактором, определившим

распад однородной космической среды на сгустки из которых в ранней Вселенной взрывным образом возникли галактики и их скопления.

Гипотеза о гравитационной поляризации вакуума отличается простотой и ясным физическим смыслом. Её проверка является важной задачей. Предполагаем, что подробный анализ наблюдаемой динамики космической среды на галактических и больших масштабах, с учётом идей изложенных в настоящей статье, позволит выявить скрытое свойство гравитации, заключающееся в её двузначности и доказать основополагающую роль в ней электро- и гравитационно- нейтрального вакуума.

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. Двухзнаковая гравитация / А.В. Клименко, В.А. Клименко. Челябинск : изд-во Челябинского гос. университета, 2017. Уточненное изложение идей этой книги содержится в статьях: I. Двухзнаковая гравитация. Частицы, античастицы и гравитация / А.В. Клименко, В.А. Клименко. II. Двухзнаковая гравитация. Вакуум пространство-время. Анизотропия вакуума / А.В. Клименко, В.А. Клименко. III. Двухзнаковая гравитация. Основополагающие принципы / А.В. Клименко, В.А. Клименко. IV. Двухзнаковая гравитация. Космология / А.В. Клименко, В.А. Клименко. V. Двухзнаковая гравитация. Миры и антимир / А.В. Клименко, В.А. Клименко. VI. Двухзнаковая гравитация. Вакуум и гравитация / А.В. Клименко, В.А. Клименко. VII. Двухзнаковая гравитация. Фотоны и антифотоны / А.В. Клименко, В.А. Клименко. VIII. Двухзнаковая гравитация. Природа сил инерции / А.В. Клименко, В.А. Клименко, написанных в 2018-2021 гг.. Они размещены на нашем сайте: Cosmoway.ru
8. Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln / F. Zwicky // Helvetica Physica Acta. 1933. Voll. 6. P. 110–127.
9. Арцимович, Л. А. Физика плазмы для физиков / Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. М. : Физматгиз, 1963.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М. : Наука, 1988. 204 с.
11. Захаров, А. Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. / А. Ф. Захаров – ЯНУС-К, 1997.
12. Sofue, Y. Rotation curves of spiral galaxies / Y. Sofue, V. C. Rubin.// Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2001. Voll. 39. P. 137–174.
13. Bidin, M. C. Kinematical and Chemical Vertical Structure of the Galactic thick disk. H. A. Lack of the Dark Matter in the Solar Neighborhood / C. Moni Bidin et al. // The Astrophys. J. Vol. 751, № 1. P. 14.

14. Jeans, J. *Astronomy and Cosmology*. Cambridge, 1963.
15. Лифшиц Е. М. О гравитационной устойчивости расширяющегося мира / Е. М. Лифшиц // Журнал эксперимент. и теор. физики. 1946. Т. 16. С. 587–602
16. Лифшиц Е. М. Проблемы релятивистской космологии / Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников // Успехи физ. наук. 1963. Т. 80. вып. 3. С.391–438.
17. Bonnor W. B. Jeans Formula for Gravitational Instability / W. B. Bonnor // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1957. Vol. 117. P/ 104–117.