

# VI. Двухзнаковая гравитация. Вакуум и гравитация

А. В. Клименко, В. А. Клименко

## Аннотация

В двухзнаковой гравитации (ДГ) наблюдаемая часть вселенной рассматривается, как Мир, погруженный в безграничный однородный электро- и гравитационно-нейтральный физический вакуум. В гравитационных полях сгустков обычной материи вакуум поляризуется. Предполагается, что поляризационная длина вакуума соизмерима с характерными размерами галактик и является универсальной величиной. Вследствие поляризации вакуума, гравитационные поля 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 проблема тёмной материи, а также задача о возникновении во Вселенной галактик их скоплений и войдов .

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

## 1 Введение

### 1.1 Проблема темной материи. Идеи 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, многочисленные попытки, в рамках существующей теории гравитации (ОТО), объяснить наблюдаемую динамику галактик и их скоплений, как обусловленную гравитационным взаимодействием лишь видимой в них барионной материи, всегда оказывались неудачными [4–6].

Отметим две принципиально разные 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]. Большая часть материи является невидимой (темной), но явно проявляющейся в гравитации. Чтобы решить проблему, необходимо понять физическую природу тёмной материи и обнаружить ее.

- ОТО является ограниченной теорией. Она неправильно описывает гравитационные свойства вакуума, а также взаимодействие частиц и античастиц и это явно проявляется на масштабах галактик и их скоплений

1. . Необходимо существенное уточнение ОТО.

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

## 1.2 Идея о существовании гравитационно- заряженной тёмной материи

В современной космологии преобладающей является точка зрения, согласно которой в галактиках и их скоплениях, кроме видимой материи, природа которой ясна, в значительно больших количествах присутствует ещё и другая невидимая не барионная материя, природа которой пока не ясна, и влияние которой явно проявляется лишь в гравитации. Эту гипотетическую гравитационно заряженную 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, был сделан вывод о том, что в галактиках тёмной материи значительно больше, чем барионной материи. 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 о гравитационно-нейтральном вакууме, как темной материи

В ОТО, наблюдаемую динамику галактик и их скоплений можно пытаться объяснить вводя гипотетически неизвестную гравитационно заряженную тёмную материю. В ОТО это, по-видимому, единственно возможный разумный способ интерпретации наблюдений. В двузнаковой гравитации возможно другое, и как мы полагаем, более простое и естественное объяснение необычного поведения гравитационных полей на галактических и больших масштабах. Оно не предполагает существования неизвестной гравитационно заряженной материи и заключается в следующем.

Согласно двузнаковой гравитации (ДГ) между частицами и античастицами существует не тяготение, а антитяготение. Сгустки барионной компоненты космической среды (планеты, звёзды, галактики, скопления галактик и другие структуры) погружены в гравитационно-нейтральный вакуум, являющийся 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. Вследствие этого, гравитационные поля поляризуют вакуум и он начинает проявлять свои гравитационные свойства. Результатом этого является существенное изменение гравитационных полей на галактических и больших масштабах и их кардинальное отличие от рассчитываемых в рамках существующей теории гравитации. Распределение поля однозначно связано с распределением видимой материи. Распределения видимой материи, поляризации вакуума и гравитационного поля самосогласованы.

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. Электрическое поле заряда поляризует среду, притягивая заряды противоположного знака и отталкивает одноимённые с ним заряды, см., например, [9]. 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 существенно, что разноимённые заряды притягиваются, а одноимённые отталкиваются.

В двузнаковой гравитации существование гравитационной поляризации обусловлено противоположностью гравитационных свойств частиц и античастиц. Согласно ДГ, частицы притягиваются друг к другу, античастицы также притягиваются друг к другу, но в то же время между частицами и античастицами действует антитяготение.

Вследствие различия гравитационных свойств частиц и античастиц, гравитационно нейтральный вакуум в гравитационных полях поляризуется и начинает проявлять свои гравитационные свойства, которые в отсутствие гравитационных полей являются скрытыми.

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 выполняется с большой точностью. В то же время в окружающем нас мире 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 электродинамике одноименные электрические заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются. В двузнаковой гравитации формально можно считать, что все частицы гравитационно заряжены положительно, а античастицы отрицательно. При этом одноименные гравитационно заряженные тела притягиваются, а разноименные отталкиваются. Характер гравитационного взаимодействия частиц и античастиц является противоположным, имеющему место в электродинамике для электрических зарядов. Вследствие этого различия, имеет место не экранировка гравитационных полей частиц и античастиц, а эти поля приобретают слоистую радиальную структуру, состоящую из чередующихся слоев притяжения и отталкивания. 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 идеальной электро- и гравитационно-нейтральной квантовой средой, состоящей из виртуальных частиц и античастиц отличающихся знаком энергии [7]. Его параметры одинаковы во всех частях Вселенной. Предполагаем, что пространственный масштаб  $d$ , определяющий гравитационную поляризационную длину вакуума, является одним из его универсальных параметров, который 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  $10\text{Кпс}$  эффект «тёмной материи» практически не заметен, зато на масштабах заметно больших  $10\text{Кпс}$  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].

В следующих разделах на простых модельных примерах рассмотрим влияние вакуума на гравитацию.

## 2 Поля сферически симметричных систем

### 2.1 Поле на оси кольца одетого на шар радиуса $R_0$

Учитывая линейность уравнения (??), 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

$$\Phi_k = -\frac{2\pi GR_0\sigma}{R} \cos\left(\frac{r_1}{d}\right) dr_1, \quad (5)$$

где  $\sigma$  — поверхностная плотность массы кольца, а

$$r_1^2 = R_0^2 + R^2 - 2R_0R\cos\Theta. \quad (6)$$

Площадь кольца:

$$S_k = 2\pi R_0^2 \sin\Theta d\Theta. \quad (7)$$

### 2.2 Поле сферического слоя радиуса $R_0$

Используя формулу (5), и производя суммирование по всем кольцам сферы радиуса  $R_0$ , находим гравитационное поле внутри и вне сферы. Соответствующие формулы, описывающие распределение потенциала, имеют вид

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \cos\frac{R_0}{d} \sin\frac{R}{d}, \quad (8)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{4\pi GR_0\sigma d}{R} \sin\frac{R_0}{d} \cos\frac{R}{d}, \quad (9)$$

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 (8), (9) 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 (8), (9) 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  $\pi d$ . Необычность

поведения гравитационного поля сферы фиксированной массы  $M = 4\pi R_0^2 \sigma$  поясним следующим образом. Введя обозначения:

$$M_{\text{сф}}(R < R_0) = M \frac{d}{R_0} \cos \frac{R_0}{d}, \quad (10)$$

$$M_{\text{сф}}(R > R_0) = M \frac{d}{R_0} \sin \frac{R_0}{d}, \quad (11)$$

формулы (8), (9) запишем в виде:

$$\Phi_{\text{сф}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R < R_0)}{R} \sin \frac{R}{d}, \quad (12)$$

$$\Phi_{\text{сф}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos \frac{R}{d}, \quad (13)$$

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 находящихся в равновесном устойчивом состоянии. Они не зависят от их массы. Частоты колебаний равновесных сфер зависят и от их массы и от их размеров.

### 2.3 Поле однородного шара радиуса $R_0$

Используя формулы (10), (11) 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

$$\bar{\Phi}(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} \left[ (\cos x_0 + x_0 \sin x_0) \frac{\sin x}{x} - 1 \right], \quad (14)$$

$$\bar{\Phi}(x \geq x_0) = -\frac{3}{x_0^2} (\sin x_0 - x_0 \cos x_0) \frac{\cos x}{x}. \quad (15)$$

Использованы обозначения:

$$\bar{\Phi} = \Phi / (GM/R_0), \quad x_0 = R_0/d, \quad x = R/d, \quad (16)$$

В предельном случае  $d \rightarrow \infty$  формулы (14), (15) приводятся к виду:

$$\bar{\Phi}_0(0 \leq x \leq x_0) = -\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \frac{x^2}{x_0^2}, \quad (17)$$

$$\bar{\Phi}(x \geq x_0) = -\frac{x_0}{x}. \quad (18)$$

Они описывают поле шара в ньютоновской гравитации.

Если предлагаемая нами феноменологическая модель поляризации вакуума в гравитационном поле верна, то согласно формулам (14), (15), на масштабах  $R \gtrsim d$ , гравитационное поле однородного шара в двузнаковой гравитации кардинально отличается от рассчитываемого в ньютоновской гравитации по формулам (17), (18).

Зависимости потенциалов  $\Phi(R < R_0)$  и  $\Phi(R > R_0)$  от расстояния  $R$  для шара и сферы являются одинаковыми. Формулы (14), (15) можно записать в виде аналогичном (12), (13) для потенциалов сферической оболочки:

$$\Phi_{\text{ш}}(R \leq R_0) = -\frac{GM_{\text{ш}}(R < R_0)}{R} \sin \frac{R}{d} + \frac{3GM}{(R_0/d)^3 d}, \quad (19)$$

$$\Phi_{\text{ш}}(R \geq R_0) = -\frac{GM_{\text{сф}}(R > R_0)}{R} \cos \frac{R}{d}. \quad (20)$$

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

$$M_{\text{ш}}(R < R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left( \cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right), \quad (21)$$

$$M_{\text{ш}}(R > R_0) = \frac{3M}{(R_0/d)^3} \left( \sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right). \quad (22)$$

Учитывая формулы (19), (20), находим ускорение свободного падения ( $\ddot{R} = -d\Phi/dR$ ) частиц в поле однородного гравитирующего шара массы  $M$  и радиуса  $R_0$ :

$$\ddot{R}(R \leq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left( \cos \frac{R_0}{d} + \frac{R_0}{d} \sin \frac{R_0}{d} \right) \left( \frac{1}{R} \sin \frac{R}{d} \right)', \quad (23)$$

$$\ddot{R}(R \geq R_0) = \frac{3GM}{(R_0/d)^3} \left( \sin \frac{R_0}{d} - \frac{R_0}{d} \cos \frac{R_0}{d} \right) \left( \frac{1}{R} \cos \frac{R}{d} \right)'. \quad (24)$$

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 (19), (20). 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  $\pi d$ .

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  $R_0$  внутри которых гравитационное поле отсутствует и 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.

## 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 невозмущенного 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 антимир в ньютоновском приближении рассмотрена в работе [7].

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

$$\lambda_{\text{дж}} = \frac{2\pi}{k_{\text{дж}}} = c_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}, \quad (25)$$

где  $c_0$  — скорость звука в среде,  $c_0^2 = \partial P_0 / \partial \rho_0$ ,  $P_0$  и  $\rho_0$  — 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  $\lambda$  пропорционален  $\lambda^2$ :  $\Phi \sim Gm/\lambda \sim G\rho\lambda^3/\lambda \sim \lambda^2$ , 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?]. 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.

В этом пункте 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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{u} = 0, \quad (26)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (27)$$

$$P = P(\rho, s), dP = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s d\rho, \quad (28)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho - \frac{\Phi}{d^2}. \quad (29)$$

Отличие этих уравнений, от используемых при описании джинсовской неустойчивости, заключается в наличии в уравнении для гравитационного поля (29) слагаемого  $-\Phi/d^2$ . Оно учитывает влияние на гравитацию поляризации вакуума. Уравнение (29) является обобщением уравнения (??) на случай сплошной среды.

В отличие от классической системы уравнений, использовавшихся Джинсом, уравнения (26)–(29) имеют стационарное решение. Оно имеет вид:

$$\rho = \rho_0, P = P_0, \Phi = \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 d^2, \vec{u}_0 = 0. \quad (30)$$

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:

$$f(\vec{r}, t) = f_0 + f_1(\vec{r}, t), f_1(\vec{r}, t) \ll f_0. \quad (31)$$

С учётом (31), систему уравнений (26)–(29) запишем в виде:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{u}_1 = 0, \quad (32)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} = -\nabla P_1 - \rho_0 \nabla \Phi_1, \quad (33)$$

$$P_1 = c_0^2 \rho_1, \quad c_0^2 = \left( \frac{\partial P_0}{\partial \rho_0} \right), \quad (34)$$

$$\Delta \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 - \frac{\Phi_1}{d_2}. \quad (35)$$

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

$$f_1(\vec{r}, t) = f_{1\vec{k}\omega} e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}. \quad (36)$$

Подставляя (36) в (32)–(35) получаем систему линейных однородных алгебраических уравнений для определения фурье-амплитуд.

$$f_{1\vec{k}\omega} : (\rho_{1\vec{k}\omega}, \vec{u}_{1\vec{k}\omega}, P_{1\vec{k}\omega}, \Phi_{1\vec{k}\omega}). \quad (37)$$

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

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2 k^2 d^2 / (k^2 d^2 - 1), \quad (38)$$

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

Дисперсионное уравнение Джинса получается из (38), 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 (38) имеет вид:

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (39)$$

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

$$\lambda > 2\pi c_0/\omega_0 = \lambda_{\text{дж}}, \quad (40)$$

больше джинсовской, имеет место экспоненциальный рост. Это интерпретируется как начальная стадия распада однородной среды на сгустки, имеющие характерные размеры большие, чем  $\lambda_{\text{дж}}$ . Возмущения с  $\lambda \gg \lambda_{\text{дж}}$  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 большем, чем видимой материи, невозможно объяснить ни наблюдаемое возникновение галактик, уже приблизительно через один миллиард лет после начала расширения Вселенной, ни её крупномасштабную структуру [3? –5]. 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.

### 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 (38) и учитывающая влияние гравитационной поляризации вакуума, существенно отличается от соответствующей зависимости (39), 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 (38), для различных значений параметра  $\alpha = 2\pi d/\lambda_{\text{дж}}$ , определяющего соотношение длины поляризации вакуума и джинсовской длины, приведены на Рис. 1

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

1 Моды у которых длины волн

$$\lambda < 2\pi d \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2}\right)^{-1/2}; \lambda > 2\pi d, \quad (41)$$

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

$$\omega = k c_0 \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2}\right)^{1/2}. \quad (42)$$

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

$$\omega^2 = k^2 c_0^2 - \omega_0^2. \quad (43)$$

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

$$2\pi d \left(1 + \frac{d^2 \omega_0^2}{c_0^2}\right)^{-1/2} < \lambda < 2\pi d. \quad (44)$$

Для этих мод, инкремент неустойчивости определяется формулой:

$$\gamma = \left[ \frac{\omega_0^2 k^2 d^2}{k^2 d^2 - 1} - k^2 c_0^2 \right]^{1/2}. \quad (45)$$

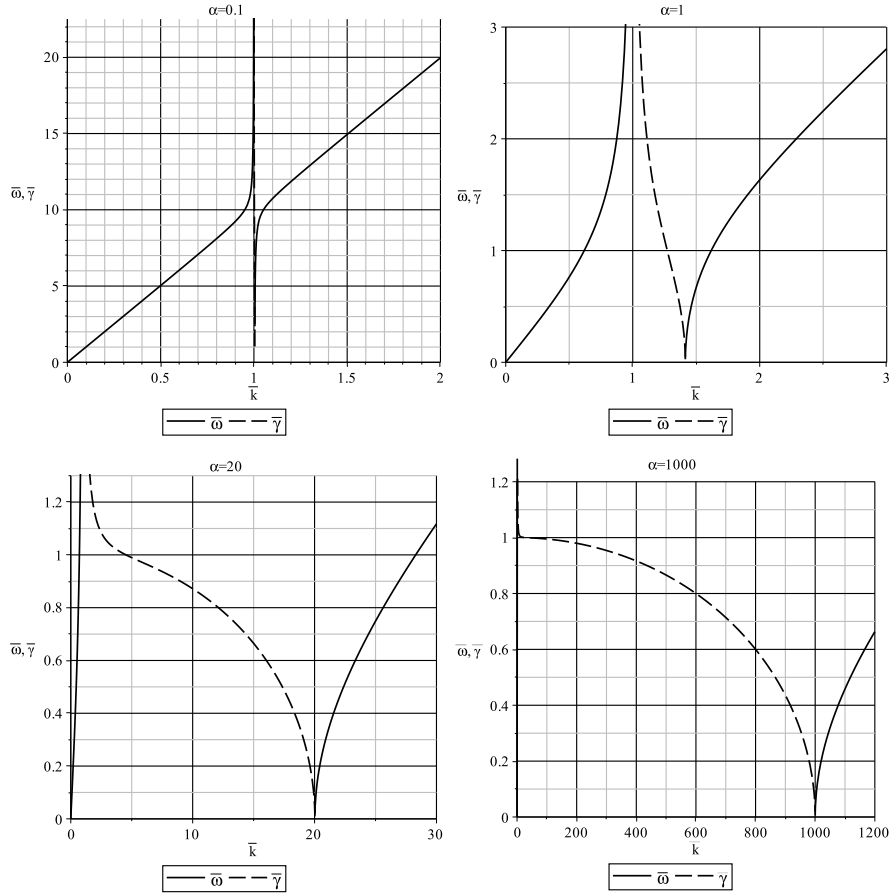


Рис. 1: Графики функций  $\bar{\omega} = \Re(\omega)/\omega_0$  и  $\bar{\gamma} = \Im(\omega)/\omega_0$  для  $\alpha = 0.1, 1, 20, 1000$

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 начальных крупномасштабных структур во Вселенной.

Неустойчивость, в которой инкремент  $\gamma$  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 двузнаковой гравитации, предполагать наличие дополнительной материи, чтобы объяснить возникновение галактик и крупномасштабных структур ещё в ранней Вселенной нет необходимости.

### 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:

$$\omega^2 = -\omega_0^2. \quad (46)$$

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:

$$\tau_{дж} = \gamma_{дж}^{-1} = \omega_0^{-1}. \quad (47)$$

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

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{k^2 d^2}{1 - k^2 d^2}. \quad (48)$$

Согласно этому уравнению, в отличие от (46), 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:

$$\gamma(k) = \omega_0 \frac{kd}{(k^2 d^2 - 1)^{1/2}}. \quad (49)$$

Видно, что максимально быстро, с инкрементом много большим, чем джинсовский, взрывным образом растут возмущения, имеющие длины волн меньшие, но близкие к  $\lambda = 2\pi d$ . 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 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. 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 среды на отдельные сгустки, определяющую роль играют гравитационные свойства вакуума - ее масштаб поляризации  $d$ . Джинсовская неустойчивость не является начальным этапом распада гравитирующей среды на сгустки, а промежуточным. Фрагментация сгустков, имеющих размеры соизмеримые с критической джинсовской длиной и меньших, происходит за счет развития неустойчивостей, определяющими факторами, кроме гравитации, являются градиенты таких величин как скорость, температура и некоторых других.

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 будут представлены в одной из будущих статей.

## 4 Поляризация вакуума и наблюдения

### 4.1 Поляризационная длина вакуума

Чтобы не получить противоречие с наблюдениями, предполагаем, что масштаб поляризации вакуума  $d$  является достаточно большим и 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. При качественном рассмотрении влияния поляризации вакуума на гравитационные поля галактик, будем рассматривать их как гравитирующие однородные шары радиуса  $R_0$ .

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  $R \gtrsim R_0$  поля кардинально отличаются 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 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 этот вакуум и является тем, что в современной астрофизике определяется термином "темная материя". На качественном уровне поясним, как в рамках двузнаковой гравитации можно интерпретировать некоторые важные наблюдаемые эффекты "темной материи".

### 4.2 Вириальные массы галактик и их скоплений

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; 10].

$$3\langle V^2 \rangle = \frac{GM}{R}. \quad (50)$$

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.

### 4.3 Кривые вращения галактик

Изучается 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  $R_0$ . Для кругового движения объектов в этих галактиках связь между скоростью их кругового движения  $V$  и радиусом орбит  $R$ , в ньютоновском приближении, определяется формулами:

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R_0^3}} \cdot R, \text{ при } 0 \leq R \leq R_0; \quad (51)$$

$$V(R) = \sqrt{G \frac{M_0}{R}}, \text{ при } R > R_0. \quad (52)$$

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].

### 4.4 Устранение несоответствия теории и наблюдений

Явное несоответствие теоретически рассчитанных в рамках ньютоновской теории гравитации вириальных масс галактик и их скоплений, а также 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. Как видно на примере поля однородного шара, имеющего достаточно большие размеры, с учетом поляризации вакуума, оно существенно отличается от ньютоновского.

Для простоты будем считать, что галактики и их скопления являются сферическими и имеют размер порядка  $\pi d$  и нескольких  $\pi d$ , соответственно. 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,

спадают 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 качественно объяснить наблюдаемый ход кривых вращения в галактиках и понять почему периферийные объекты галактик и их скоплений, имея скорости движения значительно большие кеплеровских, не покидают их. .

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. Существенный 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 их центральных частях, где они движутся значительно медленнее, чем те, которые находятся на её границах. Напряжённости гравитационного поля на периферии галактик, содержащего вклад обусловленный поляризацией вакуума, оказывается достаточно, чтобы обеспечить удержание тел, имеющих большие наблюдаемые скорости в галактиках, 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.

Отметим также, что гравитационные поля галактик на масштабах больших  $\pi d$ , имеют слоистую структуру и это должно проявиться в наблюдениях. Естественно ожидать, что и распределение видимой материи 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 описать и классифицировать наблюдаемое многообразие форм галактик и их скоплений.

## 4.5 Гравитационное линзирование

Изучается искажение изображений удалённых астрономических объектов, связанное с отклонением лучей света, проходящих через гравитационные поля галактик и их скоплений (гравитационные линзы), находящиеся между наблюдателем и наблюдаемым объектом [11]. 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  $\theta$  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. Гипотеза о равноправном существовании в природе фотонов и антифотонов, а также следствия этой гипотезы, подробно обсуждаются *vklimenko\_klimenko\_dggravity2017.VII.. / ..., ...*

## 5 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 двузнаковой гравитации 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 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 терминами "темная материя" и "темная энергия". Отметим, что гравитационные свойства обычных тел и гравитационно нейтрального вакуума кардинально отличаются. В ДГ попытки замены влияния гравитационно нейтрального вакуума на гравитацию введением темной материи, состоящей лишь только из частиц, или только из античастиц неестественны. Это как если бы пытаться объяснить электрические свойства плазмы, считая, что она состоит лишь из электрических зарядов одного знака.

Считается что электро- и гравитационно-нейтральный вакуум состоит из виртуальных 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. В работе в нерелятивистском приближении записано уравнение, описывающее гравитационные поля тяжёлых масс с учётом поляризации вакуума, в который они погружены. Рассмотрено влияние гравитационной поляризации вакуума на динамику космической среды. Считается, что масштаб гравитационной поляризации вакуума является универсальной величиной одинаковой во всех частях Вселенной. 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, с учетом 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 образовались галактики и их скопления.

Гипотеза о гравитационной поляризации вакуума отличается простотой и ясным физическим смыслом. Её проверка является важной задачей. Возможно, что в рамках предлагаемой теории можно понять в чем состоит истинный смысл проблемы «тёмная материя». Предполагаем, что 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 антимирры / 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](http://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 II. 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.