Теоретическая физика, астрофизика и космология ISSN 1991-3117; EISSN 1991-3907
Том **9**, N 1, с. 34 – 54, в1, 6 мая 2014
Электрон.: ТФАК: 4874-037 в1, 6 мая 2014 DOI: 10.9751/TFAK.4874-037

Гравитация как термодиффузия в физическом вакууме

Захид Закир[1]

Аннотация

Рассмотрено влияние вещества на плотность энергии вакуума и развита трактовка гравитации как неоднородности квантовой диффузии. Кратко изложена трактовка квантовой теории как консервативной диффузии [1], где квантовые флуктуации энергии и импульса классической частицы происходят из-за взаимодействия с физическим вакуумом. Увеличение средней энергии частицы при таких флуктуациях проявляется в виде квантовых явлений, а соответствующее локальное понижение уровня энергии вакуума на ту же величину проявляется как гравитация. Для одной частицы понижение чрезвычайно мало и в физике частиц им можно пренебречь. Однако, когда большое число частиц концентрируется в небольшом объёме, то следствия понижения энергии вакуума становятся заметными и проявляются как гравитация. Диффузионная трактовка квантовых процессов, таким образом, ведёт и к диффузионной трактовке гравитации с естественным синтезом теорий обеих явлений. Изучены новые свойства неоднородной диффузии, связанные с локальным уменьшением уровня энергии вакуума, такие как снижение интенсивности флуктуаций частиц с замедлением темпа процессов (включая красное смещение частот), дрейф частиц в область медленных флуктуаций и их диффузионное ускорение, которое не зависит от масс частиц. Кратко обсуждаются наблюдаемые эффекты, следующие из новой трактовки.

PACS: 04.20.Cv, 03.65.Ta, 05.40.Jc, 04.62.+v
Ключевые слова: квантовая механика, гравитация, кривизна, диффузия, квантовый вакуум

Содержание

[1] *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент, Узбекистан*, zahidzakir@theor-phys.org

Введение

В диффузионной трактовке квантовой теории, изложенной в предыдущей статье [1], квантовые флуктуации энергии и импульса классической частицы считаются происходящими за счёт взаимодействия с физическим вакуумом. В каждый момент времени увеличение энергии частицы тогда компенсируется понижением уровня энергии физического вакуума на эту же величину и наоборот.

Для одной частицы изменение состояния вакуума чрезвычайно мало и в физике частиц обычно им можно пренебречь. Однако, когда в небольшом объёме концентрируется достаточно большое число частиц или энергия флуктуаций одной частицы становится чрезвычайно большой, следствия понижения энергии вакуума должны быть заметными и вполне наблюдаемыми.

При известной высокой точности квантово-механических расчётов и измерений такое локальное изменение энергии вакуума не могло остаться незамеченным. В данной статье развивается точка зрения, что это понижение энергии вакуума действительно ведёт к совокупности наблюдаемых следствий, которое хорошо известно и называется гравитацией. Таким образом, будет показано, что диффузионная трактовка квантовой механики естественным образом ведёт и к диффузионной трактовке гравитации.

С этой целью сначала изучены новые свойства неоднородной консервативной диффузии в сравнении со свойствами обычной диссипативной диффузии. В результате локального уменьшения энергии вакуума интенсивность флуктуаций частиц в данной области снизится, что ведёт к замедлению темпа всех квантовых процессов, частоты уменьшатся (испытают «красное смещение») и собственные времена замедлятся. В результате, частицы из областей с более быстрыми флуктуациями будут дрейфовать в эту область медленных флуктуаций, скорость дрейфа будет возрастать с каждым сдвигом и возникнет диффузионное ускорение, которое не будет зависеть от массы частицы. Всё это характерные свойства гравитации, которая в предлагаемой трактовке рассматривается как проявление неоднородности консервативной диффузии в вакууме.

Микроскопические механизмы гравитации до сих пор оставались неизвестными. Ньютоновская теория гравитации была феноменологической теорией. Общая теория относительности (ОТО) существенно сузила круг допустимых механизмов, исключив те из них, которые не позволяли свести гравитацию к геометрии. Но ОТО также не содержит указаний о механизме, приводящем к изменению геометрии пространства-времени в присутствии материи. К тому же ОТО не учитывает квантовые явления, которые ввели в физику новые компоненты – вакуум и энергию его флуктуаций.

Новая диффузионная трактовка гравитации изначально основана на квантовых представлениях и поэтому реализует неожиданно тесный синтез гравитации и квантовой теории. Из двух базовых гипотез современной физики – квантовых флуктуаций и гравитации - диффузионная трактовка оставляет как гипотезу только первую, а вторую делает её следствием, т.е. гравитация оказывается частью квантовой теории.

В разделе 1 статьи приведен краткий обзор диффузионной трактовки квантовой механики, в разделе 2 изучаются неоднородная консервативная диффузия и аналоги гравитационных эффектов и в разделе 3 излагается сама диффузионная трактовка гравитации и обсуждаются её наблюдаемые следствия.

1. Энергия частицы в диффузионной трактовке квантовой механики

1.1. Консервативная диффузия лёгкой частицы в среде из тяжёлых частиц

В классической физике в зависимости от соотношения масс диффундирующих частиц и частиц среды существуют два качественно различных микроскопических механизма диффузии.

Первый – это хорошо известный механизм *диссипативной* диффузии, основанный на модели броуновского движения *больших* и *массивных* (по сравнению с атомами) частиц в *плотной* среде из многих *малых* и *лёгких* частиц (атомов) [2]. Каждая из диффундирующих частиц в любое мгновение сталкивается со многими лёгкими частицами, так что её траектория полностью стохастична (фрактальна) и трение (диссипация) играет существенную роль. В результате внешние силы не могут ускорит диффундирующие частицы и вместо закона Ньютона $\mathbf{f} = m\mathbf{a}$ действует соотношение $\mathbf{v} = b\mathbf{f}$, показывающее, что внешняя сила ведёт лишь к средней скорости дрейфа $\mathbf{v}$.

Второй механизм относится к *консервативной* (недиссипативной) диффузии и основан на модели движения *лёгких* и *малого размера* частиц в *разрежённой* среде из *массивных* частиц [1] до достижения термодинамического равновесия примеси со средой. Этот механизм исходит из стандартных предположений теории идеальных газов о том, что диффундирующая частица: а) имеет размер намного меньший длины свободного пробега l_D; б) между столкновениями двигается по *классическим* траекториям и в) каждый раз сталкивается *упруго* с *отдельной* частицей среды. Новые свойства же связаны с возможностью пренебречь диссипацией энергии (трением) в достаточно большом числе столкновений, что имеет место в случае, когда г) масса диффундирующей частицы m *намного меньше* массы частицы среды *M*, т.е. $m \ll M$.

При столкновении с тяжёлой частицей среды в системе центра масс скорость лёгкой частицы меняет лишь направление, тогда как её модуль и кинетическая энергия практически не меняются. Траектория лёгкой частицы состоит из склеенных между собой *гладких* участков свободного пробега и поэтому внешние поля можно учесть по законам ньютоновской динамики. В этом одно из принципиальных отличий консервативной диффузии от обычного броуновского движения, где таких классических участков нет и малые участки траектории приходится сглаживать искусственно.

Стандартная кинетическая теория диффузии лёгкого газа в тяжёлом была построена для диссипативного режима, когда обе компоненты бинарного газа уже находятся в термодинамическом равновесии [2]. В этом случае тепловые энергии атомов обеих компонент одинаковы и поэтому скорости лёгких атомов существенно превосходят скорости тяжёлых, что позволяет строить теорию считая тяжёлые атомы неподвижными (газ Лоренца). В этой модели при наличии градиента температуры лёгкий газ концентрируется в области с *высокой* температурой [2].

В отличие от газа Лоренца, теория консервативной диффузии [1] имеет дело с переходным состоянием смеси в начале, когда лёгкий газ с практически нулевой температурой вошёл в тёплый тяжёлый газ и ещё далёк от термодинамического равновесия. Средняя кинетическая энергия лёгких частиц может сильно отличаться от энергии теплового движения частиц среды. В этой модели, как будет видно далее, градиент температуры концентрирует лёгкие частицы в областях с *низкой* температурой.

Итак, пусть лёгкая частица движется в разрежённой среде из массивных частиц. Усредняя по ансамблю лёгких частиц в каждый момент *t* определяем среднее время τ_D и среднюю скорость $v_D = l_D / \tau_D$ свободного пробега, что даёт средние импульс $p_D = mv_D$ и кинетическую энергию частицы $E_D = mv_D^2 / 2$. Средняя энергия диффундирующей частицы, состоящая из энергии флуктуаций и энергии дрейфа (начальной и набираемой во внешнем поле между столкновениями), сохраняется. Такой процесс статистически обратим и имеется симметрия относительно обращения времени.

Сохранение средней энергии частицы позволяет ввести укороченное действие S для любого участка траектории как суммы по коротким классическим участкам. В среднем оно порядка $\Delta S \sim N\,S_D$, где $S_D = p_D l_D$ - *элементарное укороченное действие* для среды, отделяющее *область классичности* траекторий от *области стохастичности*.

В интервале Δt частица находится в элементе фазового объёма $\Delta p \Delta x$. В нашем случае имеется *элементарный фазовый объём*:

$$\Gamma_D = p_D l_D = m l_D^2 / \tau_D, \tag{1}$$

совпадающий с S_D. Поэтому естественно брать как первичную именно Γ_D, а остальные характеристики системы выразить через неё. В частности, определяя (формально) коэффициент диффузии как $l_D^2 = 2D\tau_D$, из (1) получаем:

$$D = \Gamma_D / 2m, \tag{2}$$

т.е. $2D$ фактически есть Γ_D для частицы единичной массы.

В [1] теория консервативной диффузии была сформулирована не по аналогии с теорией броуновского движения, которая здесь неприменима и приводит к внутренним противоречиям, а на базе *гидродинамической аналогии*, естественной для консервативного участка диффузии с длиной свободного пробега. Координаты частицы $x(t)$ фиксируются через достаточно малые интервалы времени $\Delta t \ll \tau_D$, когда движение происходит (в среднем) по классическим траекториям.

Средняя скорость частицы состоит из *дрейфовой* $\mathbf{v}$ и *диффузионной* $\mathbf{u}$ скоростей. Поскольку траектории частицы между столкновениями классические, то, также как и в гамильтоновой динамике, дрейфовая компонента импульса $\mathbf{p}_\mathbf{v} = m\mathbf{v}$, выражающая начальные данные и влияние внешних полей, может быть представлена как градиент функции действия $S(x,t)$:

$$\mathbf{p}_\mathbf{v}(x,t) = \nabla S(x,t). \tag{3}$$

Для диффузионной скорости $\mathbf{u}$ (и импульса $\mathbf{p}_\mathbf{u} = m\mathbf{u}$), связанной с флуктуациями, среднее по ансамблю исчезает, а среднеквадратичное значение отлично от нуля:

$$\bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\rho\, d^3x = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho\, d^3x \neq 0. \tag{4}$$

Здесь $\rho(x,t)$ - плотность вероятности, которая нормирована и, ввиду сохранения вероятности, удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho) = 0, \qquad \int \rho(x,t)\, d^3x = 1. \tag{5}$$

Зануление интеграла по объёму (4) от диффузионного потока $\mathbf{u}\rho$ означает, что последний есть градиент некой функции $f(x,t)$, исчезающей на бесконечности для зануление интеграла по поверхности. Ввиду условий нормировки ρ также исчезает на бесконечности, так что мы вправе записать f в виде $f = -\rho D$, где $D(x,t)$ есть та часть f, которая отличает её от ρ и не обязана исчезать на границах интегрирования. Знак здесь выбран такой, чтобы $\mathbf{u}\rho$ по смыслу был аналогом диффузионного потока $\mathbf{i}_n = -\rho D \nabla n$, направленного против градиента концентрации. Таким образом, зависимость между $\mathbf{u}$ и ρ следует из общих свойств этих функций и определена с точность до некой функции $D(x,t)$, которая далее окажется коэффициентом диффузии, так что из

$$\bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\,\rho\, d^3x = \int \nabla f\; d^3x = -\int \frac{\nabla(\rho D)}{\rho}\rho\, d^3x = -\int_{\Sigma} \rho D\, d\Sigma = 0, \tag{6}$$

получаем выражение, связывающее $\mathbf{u}$ с ρ:

$$\mathbf{u}(x,t) = -\frac{\nabla(\rho D)}{\rho}. \tag{7}$$

Из этого выражения следует *соотношение неопределённостей*, которое для состояний, локализованных в окрестности $\bar{\mathbf{x}} = 0$, имеет вид:

$$\overline{\mathbf{p}_{\mathbf{u}}^2}\cdot\overline{\mathbf{x}^2} \geq m^2 \bar{D}^2. \tag{8}$$

Энергия соответствующего диффузионного потока есть:

$$U_u = \frac{\mathbf{p}_{\mathbf{u}}^2}{2m}. \tag{9}$$

Итак, кинетическая энергия частицы есть сумма дрейфовой и диффузионной частей и для гамильтониана получаем выражение:

$$H = \int\left(\frac{\mathbf{p}_{\mathbf{v}}^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_{\mathbf{u}}^2}{2m} + V\right)\rho\, d^3x, \tag{10}$$

которое при $D = const.$ в терминах S и ρ записывается в виде:

$$H = \int\left(\frac{1}{2m}(\nabla S)^2 + \frac{mD^2}{2}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2 + V\right)\rho\, d^3x. \tag{11}$$

В «гидродинамическом» гамильтониане (11) роль канонических переменных играют две функции - $S(x,t)$ и $\rho(x,t)$. Скобки Пуассона в терминах такой «гидродинамической» канонической пары имеют вид:

$$\begin{gathered}\{A,B\} = \int\left(\frac{\delta A}{\delta\rho}\frac{\delta B}{\delta S} - \frac{\delta B}{\delta\rho}\frac{\delta A}{\delta S}\right)d^3x,\\ \{\rho(x,t), S(x',t)\} = \delta(x-x').\end{gathered} \tag{12}$$

Соответствующие канонические уравнения:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \{S,H\} = -\frac{\delta H}{\delta\rho}, \qquad \frac{\partial\rho}{\partial t} = \{\rho,H\} = \frac{\delta H}{\delta S}. \tag{13}$$

дают уравнения Шредингера в «гидродинамической» форме:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \left(\frac{(\nabla S)^2}{2m} + V\right) - \frac{(2mD)^2}{2m}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = 0, \tag{14}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{1}{m}\nabla\cdot(\rho\nabla S) = 0. \tag{15}$$

В эту систему уравнений ρ входит нелинейно, но уравнения линеаризуются при каноническом преобразовании к новой канонической паре ψ^*, ψ:

$$\psi = \sqrt{\rho}\exp(iS/2mD), \quad \psi^* = \sqrt{\rho}\exp(-iS/2mD), \tag{16}$$

что приводит их обычному уравнению Шредингера для «волновой функции» $\psi(x,t)$:

$$i(2mD)\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left(-\frac{(2mD)^2}{2m}\Delta+V\right)\psi. \quad (17)$$

Здесь имеет место суперпозиция состояний: $\psi=c_1\psi_1+c_2\psi_2$ и поэтому при классической консервативной диффузии складываются не вероятности, а *амплитуды* вероятностей. Условие марковости выполняется для *комплексных амплитуд* вероятностей перехода, что позволяет формулировать теорию на языке интегралов по путям. Физический смысл же волнового поведения состоит в периодическом повторении вдоль траектории участков свободного пробега со средней длиной l_D, а также в наличии связанного с ними элементарного фазового объёма Γ_D.

Итак, консервативная диффузия в классических системах при указанных вначале раздела условиях описывается математическим аппаратом квантовой механики с заменой $\hbar\to 2mD$. В действительности же всё наоборот и сама квантовая механика оказывается частным случаем классической консервативной диффузии при $2mD=\hbar$, а значит и $D=\hbar/2m$. Тогда известные квантовые эффекты должны быть присущи и для других случаев консервативной диффузии при $D\neq\hbar/2m$. Отсюда следует вывод, что в классических системах, где такая диффузия могла бы реализоваться, также должны быть аналоги квантовых эффектов или *квазиквантовые эффекты* [1]. В частности, в рассмотренных выше классических системах будут проявляться эффекты интерференции и волновые свойства для распределений вероятностей, дискретность уровней энергии и угловых моментов, появятся также эффекты квантовой статистики.

1.2. Квантовая механика как теория диффузии классической частицы в вакууме

а) Нерелятивистская теория и энергия локализации.

Квантовая механика, как видно из (17), оказывается частным случаем консервативной диффузии классических частиц в физическом вакууме, когда элементарный фазовый объём равен постоянной Планка $\Gamma_D=\hbar$. Тогда коэффициент диффузии $D=\hbar/2m$ оказывается также константой, зависящей только от массы частицы. Это означает, что воздействие вакуума на классические частицы достаточно малой массы приводит к их специфическому диффузионному поведению с участками свободного пробега и с сохраняющейся средней энергией [1].

«Квантование» тогда сводится к тому, что классическая частица, которая в нерелятивистской теории в классическом (пустом) пространстве и силовом потенциале V имела бы энергию $\mathbf{p}_{\mathrm{v}}^2/2m+V$, будучи помещённой в физический вакуум взаимодействует с ним и начинает флуктуировать, а к её импульсу и энергии добавляются диффузионные вклады. Энергию таких флуктуаций обозначим как U.

Состояние свободной частицы обычно представляется плоской волной

$$\psi=const\cdot \mathrm{e}^{i(\mathbf{px}-Et)/2mD} \quad (18)$$

где $S(\mathbf{x},t)=\mathbf{px}-Et$ и $\rho=const.$, так что в этом случае $\mathbf{u}\sim\nabla\rho=0$ и нет диффузионной части нерелятивистского импульса $\mathbf{p}_u=0$, а значит и $E_u=0$. Здесь $U=U_0=const.$, а амплитуда вероятности частицы «размазана» по всему пространству и взаимодействие с вакуумом проявляется в «волновом» поведении этой амплитуды, когда энергия и импульс дрейфа выражаются через частоту и волновой вектор.

Для связанного состояния же $S(t)=-Et$, а $\rho(x)$ обеспечивает локализацию частицы в окрестности центра инерции с $\mathbf{u}^2>0$. Это свидетельствует о том, что скорость $\mathbf{u}$ и энергия U_u связаны с *локализацией частицы в конечном объёме* и что последняя есть та часть U, которая была передана частице в процессе сужения её распределения вероятности (с помощью стенок ящика или силового центра и т.д.). Часть энергии флуктуаций частицы U, которая в общем случае была «размазана» по всему пространству, при ограничении свободной диффузии частицы сосредоточивается в меньшем объёме. Поэтому чем меньше область локализации частицы, тем больше будет энергия локализации U_u, что и выражает соотношение неопределённостей (8).

б) *Релятивистская теория и энергия покоя.*

С созданием релятивистской теории в физику вошла загадочная постоянная добавка к энергии любой частицы конечной массы – энергия покоя $E_0 = mc^2$, которая затем была обнаружена экспериментально. В квантовой теории энергия покоя появлялась в связи с не менее загадочными обстоятельствами – при открытии скалярного уравнения она рассматривалась как остаток от четвертого пространственного измерения (что затем было забыто), а при открытии спинорного уравнения античастицы были введены во многом благодаря именно этой энергии. Во всех трёх случаях неизбежность появления в формализме сопровождалась отсутствием какого либо физического механизма или источника этой энергии. В рамках стандартной парадигмы смысл энергии покоя с тех сих пор не стал более ясным и, также как заряды фундаментальных полей, она принимается как факт.

Диффузионная трактовка же естественным образом ведёт к энергии покоя и поэтому вносит ясность в происхождение этой энергии. Дело в том, что при любой диффузии часть энергии среды тратится на флуктуации диффундирующей частицы и эта энергия пропорциональна массе частицы. Соответственно, при диффузионной трактовке квантовой теории мы должны учесть, что на квантовые флуктуации любой частицы вакуум также «тратит» энергию $U \sim m$.

Как уже обсуждалось, полная энергия флуктуаций U может содержат энергию локализации U_u, присутствующей и в нерелятивистской теории, но отсутствующей у свободных частиц. Поэтому если из U исключим U_u, а также ограничимся системой покоя, исключив релятивистские кинематические поправки связанные с дрейфовой скоростью, то частицы не перестают взаимодействовать с вакуумом и энергия флуктуаций не должна полностью исчезать из-за такого изменения внешних условий. Поэтому, как и у всякого диффузионного процесса, всё равно должна остаться некая постоянная остаточная часть энергии флуктуаций, равная

$$U_0 = m\varphi_0. \tag{19}$$

При этом U_0 должна быть присуща как локализованным, так и свободным частицам, как движущимся, так и покоящимся. Такая часть энергии частицы ранее должна была проявиться как в теории, так и в эксперимента и в прежних трактовках, не включающих вакуум как активный участник процессов, она должна была выглядеть ничем не объяснимой и загадочной.

Единственная известная часть энергии частиц, отвечающая этим требованиям и обладающая указанными свойствами – это энергия покоя E_0 релятивистской теории и поэтому именно эту часть энергии мы вправе отождествить с постоянной частью энергии флуктуаций $U_0 = E_0$. Это позволяет определить константу в (19) из соответствия с релятивистской кинематикой и положить: $\varphi_0 = c^2$.

Итак, энергия флуктуаций частицы конечной массы под действием физического вакуума содержит постоянную часть, равную энергии покоя

$$U_0 = m\varphi_0 = mc^2. \tag{20}$$

Сам физический вакуум при этом выступает как некое флуктуирующее поле с усреднённым потенциалом $\varphi_0 = c^2$, где роль «заряда» играет масса покоя частицы. Продолжая эту аналогию можем сказать, что U_0 есть уровень энергии, которую частица занимает в «вакуумном поле» φ_0.

Рассмотренная трактовка для диффузии *одной* частицы кажется простым переименованием, не меняющим наблюдаемые следствия. Однако, далее будет показано, что для диффузии системы из *многих* частиц логическое развитие этой картины ведёт к новым наблюдаемым следствиям, позволяя понять и другие ранее непонятные явления.

2. Неоднородная консервативная диффузия и аналоги гравитационных эффектов

2.1. Сохранение энергии в системе частица+вакуум и понижение энергии вакуума

В предыдущей части статьи рассматривалось движение одной лёгкой классической частицы в среде из тяжёлых частиц. Из-за вероятностного описания необходимо было иметь ввиду ансамбль лёгких частиц, который можно реализовать многократным повторением ситуации с одной частицей с тем же начальным импульсом. При этом обратное воздействие одной частицы на свойства среды было незначительно и им пренебрегалось. Тем не менее, сам факт наличия такого обратного воздействия в диффузионной картине имеет принципиально важное значение.

В прежних же трактовках квантовой механики, предполагавших гладкость пространства и исключавших активность вакуума, все особенности квантового поведения частиц приписывались самим частицам, вводя особые «квантовые частицы», принципиально отличные от классических. В результате в них факт квантовых флуктуаций приводил к проблеме несохранения энергии и импульса частиц в микроскопических масштабах и за малые интервалы времени.

В диффузионной трактовке требование сохранения энергии в системе «частица+вакуум», как и при любом диффузионном процессе, выполняется строго. В каждый момент времени *увеличение* энергии частицы *компенсируется* соответствующим локальным *уменьшением* энергии физического вакуума и наоборот. Энергия вакуума в некотором объёме, равная в отсутствие частицы какой-то величине E_v, после «внесения» частицы понижается (во всём пространстве) в среднем на величину энергии флуктуаций этой частицы $E_v - U$.

В данной части статьи рассмотрим одновременное присутствие в данном объёме достаточно *большого числа* лёгких частиц $N \gg 1$, когда их совместное воздействие на среду становится существенным и рассмотрим последствия такого воздействия.

При внесении N частиц полная энергия среды во всём объёме понижается по меньшей мере на величину $N \cdot U$, становясь равной $E_v - NU$. Если на квантовые флуктуации каждой свободной частицы затрачена энергия вакуума $U_0 = mc^2$, как это считается при диффузионной трактовке квантовой теории, то присутствие в некотором объёме N частиц понижает энергию вакуума по меньшей мере на величину Nmc^2.

Баланс энергий в системе «частица+среда» даёт лишь полное изменение энергии среды, но в общем случае не позволяет определить пространственное распределение локальных уровней энергии среды. Для определения такого распределения требуются некие дополнительные условия. Отметим, что надо различать интуитивно ясную картину случайных блужданий одной частицы с единственной, хотя и весьма запутанной, траекторией, от вероятностного описания диффузии ансамбля таких частиц. В последнем фигурируют «гидродинамические» функции $S(x,t)$ и $\rho(x,t)$, которые в каждый момент распределены по всему пространству. Изменение уровня энергии вакуума определяется именно этими функциями – если энергия ансамбля распределена с плотностью вероятности $\rho(x,t)$, то и вероятность понижения энергии вакуума в каждой точке должна коррелировать именно с этим распределением.

В присутствии же многих лёгких частиц плотность энергии вакуума будет зависеть от плотности вероятности системы частиц в целом. Так как последняя зависит также и от *относительного расположения частиц*, то для разных конфигураций будут и разные распределения плотности энергии вакуума. Это обстоятельство в общем случае усложняет ситуацию, но при наличии симметрий в расположении позволит и упростить решение задачи, что и будет рассмотрено в части 3 статьи.

Однако уже из общих свойств неоднородной консервативной диффузии, которые будут рассмотрены ниже, следует ряд принципиально новых следствий, такие как:

а) концентрация лёгких частиц в холодной области;
б) охлаждение среды в областях с большим числом лёгких частиц;
в) область концентации лёгких частиц как центр притяжения лёгких частиц;
г) диффузионное ускорение лёгких частиц в эту область;
д) независимость такого ускорения от массы частицы;
е) относительное замедление всех процессов в холодной области.

Уже эти свойства выявляют глубокое родство неоднородной консервативной диффузии с таким фундаментальным явлением как гравитация и выступают аналогами гравитационных эффектов.

2.2. Термодиффузия и эффект концентации в холодной области

В кинетической теории диффузии лёгкого газа в тяжёлом ранее изучался лишь случай, когда компоненты смеси находится в термодинамическом равновесии [2]. Тогда тепловые энергии тяжёлых и лёгких атомов равны, а тепловая скорость лёгких атомов намного больше чем у тяжёлых и последние можно считать покоящимися (газ Лоренца):

$$\frac{m}{2}\overline{\mathbf{v}^2} \simeq \frac{M}{2}\overline{\mathbf{V}^2}, \quad \overline{\mathbf{v}^2} \simeq \frac{M}{m}\overline{\mathbf{V}^2} \gg \overline{\mathbf{V}^2}, \tag{21}$$

где $\mathbf{V}$, M - скорость и масса тяжёлого атома.

Теория консервативной диффузии же относится к короткому интервалу времени, когда лёгкий газ с практически нулевой температурой начал диффундировать в тёплом тяжёлом газе и ещё далёк от теплового равновесия с последним. В этот переходный период первоначальная энергия дрейфа лёгких атомов приблизительно сохраняется и здесь ситуация *обратная*, чем у газа Лоренца. Теперь лёгкий газ вначале можем считать практически покоящимся $\mathbf{v}_0 \ll \mathbf{V}$, а столкновения с тяжёлыми атомами делают тепловую скорость лёгких атомов почти таким же, как у тяжёлых:

$$\overline{\mathbf{v}^2} \simeq \overline{\mathbf{V}^2}. \tag{22}$$

В таком случае лёгкий газ будет лишь немного подогрет из-за столкновений и всё равно останется намного более холодным, чем тяжёлый: $T_l \approx T_h m / M \ll T_h$.

Действительно, при упругом столкновении лёгкого атома с тяжёлым в системе центра масс модуль скорости последнего до и после столкновения не меняется $|\mathbf{v}| \simeq |\mathbf{v}'|$, а при переходе в лабораторную систему, где сосуд с газом покоится, к скорости лёгкого атома добавляется скорость тяжёлого: $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{V}$. Поэтому если первоначальную скорость выбрать малой $|\mathbf{v}_0| \ll |\mathbf{V}|$, то в дальнейшем лёгкие атомы будут иметь ту же тепловую скорость, что и тяжёлые $\mathbf{v}' \approx \mathbf{V}$, а из-за малости массы диффундирующий лёгкий газ останется намного более холодным, чем тяжёлый газ:

$$\frac{m}{2}\overline{\mathbf{v}^2} \ll \frac{M}{2}\overline{\mathbf{V}^2}, \quad T_l \ll T_h. \tag{23}$$

Пусть в смеси лёгкого газа в тяжёлом температур последнего T уменьшается вдоль оси x и $\nabla_x T < 0$, т.е. справа тяжёлый газ холоднее, чем слева. В обычной кинетике бинарного газа [2] возникающий термодиффузионный поток берётся в виде

$$\mathbf{i}_T = -\rho D k_T \cdot \frac{\nabla T}{T}, \tag{24}$$

где Dk_T есть коэффициент термодиффузии. Этот поток порождает градиент концентрации легкого газа и возникает обратный диффузионный поток $\mathbf{i}_n = -\rho D \cdot \nabla n_l$, выравнивающий концентрации. Таким образом, полный поток лёгких атомов $\mathbf{i}$ содержит два противоположно-направленных вклада и имеют место выражения:

$$\begin{gathered} \mathbf{i} = -\frac{1}{3N}\nabla\left(\frac{n}{T}\left\langle\frac{v}{\sigma_t}\right\rangle\right), \\ \mathbf{i} = \mathbf{i}_n + \mathbf{i}_T = -\rho D\left(\nabla n_l + k_T\frac{\nabla T}{T}\right), \end{gathered} \tag{25}$$

где σ_t - транспортное сечение столкновений и усреднение идёт по скоростям v. При наступлении равновесия между двумя потоками $\mathbf{i}_n = -\mathbf{i}_T$, когда полный поток зануляется $\mathbf{i} = 0$, из (25) следует:

$$n_l = const\frac{T}{\langle v/\sigma_t\rangle} \sim T. \tag{26}$$

Это означает, что в такой смеси лёгкий газ концентрируется в областях с *высокой температурой*. Это свойство на практике часто используется, в частности, при разделении изотопов.

В этой модели равновесной смеси тепловые скорости лёгких атомов намного больше, чем у тяжёлых и поэтому небольшая разница тепловых скоростей последних справа и слева тем более незначительна по сравнению со скоростями лёгких атомов. В результате, направление дрейфа лёгких частиц определяется в основном разницей плотностей среды слева и справа, так что быстрый лёгкий газ из холодных и более плотных областей будет *выдавливается* в более тёплые и менее плотные области.

В нашем же случае консервативной диффузии возникает *обратный* эффект, который качественно легко понять. На любой поверхности между тёплой и более холодной областями средняя скорость тяжёлых атомов, приходящих из тёплой стороны больше, чем у атомов из холодной стороны. Возникающая ненулевая разница средних скоростей лёгких атомов, столкнувшихся с ними около поверхности, составит заметную часть их тепловой скорости и ведёт к термодиффузионному потоку лёгких атомов в холодную область. Из-за низкой температуры лёгкого газа термодиффузионный поток станет сильнее, тогда так как противоположно направленный диффузионный поток, выравнивавший концентрации, наоборот будет ослаблен по сравнению с равновесным состоянием. В результате термодиффузионный поток становится доминирующим и лёгкий газ концентрируется в области с *низкой* температурой.

Рассмотрим количественную оценку этого эффекта. При консервативной диффузии, как и при обычном броуновском движении, речь идёт об описании случайных блужданий одной частицы и вместо концентрации $n(x,t)$ фигурирует плотность вероятности $\rho(x,t)$ в ансамбле, а вместо диффузионного потока $\mathbf{i}_n$, выравнивающего концентрации n, имеем дело с $\rho\mathbf{u}$ из (7), выравнивающим плотности вероятности (далее обозначим её как $\rho\mathbf{u}_\rho$). Но если есть градиент температуры, то будет и термодиффузионная компонента пропорциональная $-\nabla T$ и среднее от полной скорости диффузии $\mathbf{u}$ уже будет отлично от нуля. Тогда, также как в (25), можем записать:

$$\rho\mathbf{u} = \rho(\mathbf{u}_\rho + \mathbf{u}_T) = -\rho D\left(\frac{\nabla(\rho D)}{\rho D} + k_T\frac{\nabla T}{T}\right) \tag{27}$$

что даёт:

$$\mathbf{u} = -D\cdot\nabla\left[\ln(\rho D T^{k_T})\right]. \tag{28}$$

Если неоднородности ρ и D вызваны градиентом температуры, то поток с $\mathbf{u}_\rho$ теперь будет намного слабее потока с $\mathbf{u}_T$, т.е. $\nabla(\ln T^{k_T}) \gg \nabla\ln(\rho D)$, так что полный поток лёгких частиц будет в основном термодиффузионным и направлен в холодную область. Это ясно видно в простейшем случае, когда начальное состояние есть «плоская волна» (18) и $\mathbf{u}_\rho = 0$. В этом примере в дальнейшем доминирующая термодиффузия образует пик в распределении ρ около холодной стенки сосуда, а $\mathbf{u}_\rho$ лишь расширит толщину этого пика до нескольких длин свободного пробега, что обычно незначительно по сравнению с размерами на несколько порядков большей области консервативности.

Итак, при консервативной диффузии лёгкий газ концентрируется в области с низкой температурой, что представляет собой новый эффект, позволяющий, создав соответствующие условия, проверить теорию на эксперименте.

Отметим, что по мере наступления термодинамического равновесия лёгкий газ нагревается до температуры тяжёлого и при таком росте температуры термодиффузия ослабляется, а выравнивание концентраций усиливается. Оба потока со временем будут уравновешены, что и приведёт к обычному эффекту газа Лоренца.

2.3. Охлаждение областей с большим числом лёгких частиц

В предыдущем разделе рассматривалось влияние на лёгкие частицы наличия градиента температуры независимо от того, чем порождёно различие температур в разных частях среды. Здесь же рассмотрим частный случай, когда градиент температуры возник не по внешним причинам, а из-за влияния на среду самих лёгких частиц.

Пусть в сосуде с тяжёлым газом концентрация лёгких атомов вблизи правой стенки n_l' гораздо больше, чем их концентрация у левой стенки сосуда n_l. Тогда у правой стенки за единицу времени происходит намного больше столкновений лёгких атомов с тяжёлыми, чем у левой стенки. Поэтому та часть тепловой энергии среды, которая затрачена на подогрев лёгкого газа до температуры T_l из (23) справа больше, чем слева, что заметно понижает локальную температуру среды справа и $T_h > T_h'$.

Таким образом, в области с большой концентрацией лёгкого газа температура среды станет заметно ниже, чем в областях с меньшей концентрацией лёгких атомов и возникший градиент температуры будет пропорционален начальному градиенту концентрации, но будет направлен обратно:

$$\nabla T \sim -\nabla n_l. \tag{29}$$

В результате, в области с высокой начальной концентрацией лёгкого газа тепловая скорость тяжёлых атомов заметно уменьшится, а вместе с ним уменьшится и среднеквадратичная скорость лёгких атомов:

$$\overline{\mathbf{V}'^2} < \overline{\mathbf{V}^2}, \quad \overline{\mathbf{v}'^2} < \overline{\mathbf{v}^2}, \quad n_l' > n_{l.} \tag{30}$$

2.4. Скопление лёгких частиц как центр притяжения для лёгких частиц

Пусть первоначально температура тяжёлого газа везде одинакова, но начальная концентрация лёгких частиц $n_l(x,t)$ справа от поверхности $x = const.$ намного больше их концентрации слева и $\nabla n_l > 0$. Как обсуждалось в предыдущем разделе, эта неоднородность немедленно породит обратный градиент температуры тяжёлого газа с $\nabla T < 0$ и справа его температура станет ниже, чем слева $T_h > T_h'$.

В то же время, как обсуждалось в разделе 2.2, при наличии градиента температуры появляется термодиффузионный поток лёгких частиц (24), пропорциональный ∇T и направленный в область с более низкой температурой.

В результате, с одной стороны, бóльшая концентрации лёгких частиц справа приводит к охлаждению области их сосредоточения, а с другой стороны, эта область из-за своей более низкой температуры эффективно притягивает другие лёгкие частицы из областей с более высокой температурой.

Фактически, если абстрагироваться от присутствия среды и наблюдать только за лёгкими частицами, то процесс выглядит так, будто большое скопление лёгких частиц эффективно выступает центром притяжения для других лёгких частиц и скорость «падения» последних к скоплению растёт с ростом массы этого скопления.

2.5. Диффузионное ускорение и диффузионный эффект эквивалентности

Наличие градиента температуры, т.е. тепловой скорости тяжёлых атомов, ведёт практически к такому же градиенту тепловой скорости лёгких атомов

$$\overline{\mathbf{V}^2(x-\Delta x)} > \overline{\mathbf{V}^2(x)} > \overline{\mathbf{V}^2(x+\Delta x)}, \tag{31}$$

$$\overline{\mathbf{v}^2(x-\Delta x)} > \overline{\mathbf{v}^2(x)} > \overline{\mathbf{v}^2(x+\Delta x)}. \tag{32}$$

Лёгкие атомы в объёме слева от любой поверхности толщиной Δx при столкновениях с тяжёлыми атомами получают больший импульс, чем справа и остаётся разница, которая не компенсируется.

Полученные в результате этого приращения дрейфовой скорости лёгких частиц сохраняются на протяжении всей области консервативной диффузии. Поэтому дополнительные приращения при каждом смещении накапливаются и возникает диффузионное ускорение $a_D(x)$, направленное слева направо, т.е. от тёплой области к более холодной. Это ускорение связано с градиентом среднеквадратичной скорости:

$$a_D(x) = \frac{1}{\Delta x}\left(\overline{\mathbf{v}^2(x-\Delta x)} - \overline{\mathbf{v}^2(x)}\right) > 0. \tag{33}$$

Тогда это ускорение будет пропорциональным и градиенту температуры:

$$a_D(x) \sim -\nabla T. \tag{34}$$

В результате, именно из-за консервативности диффузии лёгкие частицы не только дрейфуют, как обычно, но и ускоряются в направлении к более холодной области.

Рассмотрим ещё одно новое и важное свойство неоднородной консервативной диффузии – независимость ускорения от массы ускоряемой лёгкой частицы.

При неоднородной диффузии в газе Лоренца из-за теплового равновесия со средой тепловые скорости и диффузионные ускорения лёгких атомов *зависят* от их масс:

$$\frac{\overline{\mathbf{v}_1^2(x)}}{\overline{\mathbf{v}_2^2(x)}} \sim \frac{m_2}{m_1}, \qquad \frac{a_1(x)}{a_2(x)} \sim \frac{m_2}{m_1}. \tag{35}$$

При консервативной диффузии же из (22) и (33) следует, что поскольку тепловые скорости *любых* лёгких частиц такие же, как у тяжёлых частиц среды, то и их ускорения *не зависят* от их масс:

$$\frac{\overline{\mathbf{v}_1^2(x)}}{\overline{\mathbf{v}_2^2(x)}} \simeq \frac{\overline{\mathbf{V}^2(x)}}{\overline{\mathbf{V}^2(x)}} = 1, \qquad \frac{a_1(x)}{a_2(x)} \simeq 1. \tag{36}$$

Именно из-за упругости столкновений и одинаковости тепловых скоростей с тепловыми скоростями частиц среды диффузионные ускорения лёгких частиц с разной массой одинаковы и это свойство назовём *диффузионным эффектом эквивалентности*.

Таким образом, независимость от массы диффузионного ускорения лёгких частиц есть специфическое свойство консервативной диффузии и этот новый эффект также может быть проверен на эксперименте.

2.6. Диффузионное замедление темпа протекания процессов

Уменьшение тепловой скорости в более холодной области ведёт к уменьшению коэффициента диффузии в этой области и снижению интенсивности всех явлений, связанных с флуктуацией скорости лёгкой частицы. В частности, в «диффузионной волновой функции» ансамбля лёгких частиц (18) частоты уменьшаются.

Такое диффузионное замедление темпа всех квазиквантовых процессов в смеси газов с «красным смещением» частот, сопоставляемых их энергетическим уровням, должно иметь место и в диффузионной трактовке квантовой механики. В этом случае большая концентрация частиц в небольшой области пространства ведёт к заметному понижению уровня энергии вакуума и замедлению интенсивности квантовых флуктуаций с уменьшением всех частот.

Это *диффузионное замедление темпа флуктуаций* затем воспринимается более удалённым наблюдателем как *замедление собственных времён* лёгких частиц в области с их высокой концентрацией. Данный эффект диффузионного замедления флуктуаций в применении к квантовым процессам полностью аналогичен гравитационному замедлению собственных времён.

2.7. Диффузионное сокращение масштабов

Уменьшение тепловой скорости в более холодной области ведёт также и к сокращению длины свободного пробега и увеличению плотности как среды, так и скоплений лёгких частиц. Со стороны это выглядит как сокращение масштабов.

Классическим примером изменения масштабов в конденсированных средах является изменение объёмов с изменением температуры. При консервативной диффузии свойства среды такие же, так что эти примеры относятся и к нашему случаю.

Немного необычно выглядит экстраполяция этих эффектов на физический вакуум при диффузионной тактовке квантовых явлений. Однако история квантовой теории, почти всегда создававшая проблемы с наглядным представлением описываемых эффектов, в этом случае возможно даёт пример обратной ситуации. Теперь необычным является существование настолько простого физического объяснения такого загадочного явления, как сокращение длин в гравитационном поле.

3. Гравитация как неоднородная консервативная диффузия в вакууме

3.1. Основные идеи диффузионной трактовки гравитации

При консервативной диффузии большая концентрация диффундирующих частиц понижает энергию среды в данной области, что уменьшает интенсивность флуктуаций. В результате, частицы из других областей с более быстрыми флуктуациями будут дрейфовать в область медленных флуктуаций с растущей скоростью дрейфа и это ускорение не зависит от массы дрейфующей частицы.

Всё это характерные свойства гравитации, которые позволяют, исходя из диффузионной природы квантовых явлений [1], ввести диффузионную трактовку гравитации, рассматривая её как проявление неоднородности этой квантовой диффузии, т.е. как неоднородной консервативной диффузии частиц в физическом вакууме. Более раннюю попытку формулирования такой трактовки см. в статьях [3].

Такая модель диффузионной гравитации фактически будет представлять собой учёт следствий сохранения энергии в системе «частица+вакуум», что при каждом случайном увеличении энергии частицы в ходе квантовой флуктуации локальная энергия вакуума понижается на эту же величину и наоборот. При этом энергия покоя частицы конечной массы оказывается частью энергии её квантовых флуктуаций и также должна учитываться в баланса энергий. Степень понижения «уровня энергии» вакуума в каждой точке, после усреднения по времени, и трактуется как гравитационный потенциал, создаваемый данной частицей в данной точке.

Гравитационная энергия тогда есть тот локальный дефицит энергии вакуума, который возник из-за того, что часть энергии вакуума перешла к частице как средняя энергии её квантовых флуктуаций, включая как обычные флуктуации, так и энергию покоя. Это обстоятельство будет наглядно видно при диффузионном выводе простейших гравитационных потенциалов в следующем разделе.

Описанная диффузионная трактовка естественным образом объясняет и тот факт, что гравитация выступает как изменение геометрии пространства-времени. В ОТО это постулировалось, тогда как в диффузионном подходе эффективная метрика и эффективная кривизна пространства-времени следуют из характера поведения частиц и их мировых линий в условиях неоднородно флуктуирующего вакуума. Эти вопросы будут рассмотрены в разделах 3.3 и 3.4.

3.2. Диффузионный вывод простейших гравитационных потенциалов

Если гравитация есть диффузия, то при рассмотрении простейших конфигураций с той или иной симметрией для совокупности лёгких частиц мы должны прийти к тем же известным из опыта гравитационным потенциалам, которые затем были выведены в ОТО геометрически. Эту задачу и рассмотрим в данном разделе.

а) Однородный потенциал между двумя пластинами

Пусть две тонкие плоские пылевые пластины площади S покоятся на большом расстоянии друг от друга и энергия покоя совокупности N частиц каждой из пластин равна $E_0 = \bar{M}c^2$, где $\bar{M} = Nm$. Возникшее из-за флуктуаций этих частиц понижение энергии вакуума в области между пластинами глубже, чем такое же понижение вне этой области. Это означает, что по сравнению с внешними областями внутренняя область оказывается потенциальной ямой.

По этой причине флуктуации каждой из частиц пластин оказываются асимметричными – во внешней области флуктуации более интенсивные, чем во внутренней области. Это ведёт к дрейфу и ускорению каждой из частиц обеих пластин в направлении к другой пластине.

При дрейфе на Δx часть энергии вакуумных флуктуаций во внутренней области тратится на придание скорости дрейфа частицам и переходит в кинетическую энергию пластин, связанную со скоростью дрейфа v. Энергия вакуума уменьшается на величину этой кинетической энергии, так что потенциальная яма между пластинами углубляется.

При каждом сдвиге Δx уменьшение объёма внутренней области *одинаково* и равно $\Delta V = S \cdot \Delta x$. Поэтому понижение энергии вакуума тоже *одинаково* и при любом x пропорционально, кроме массы частицы, только сдвигу Δx. Поэтому при дрейфе на один и тот же Δx при разных x отношение изменений кинетических энергий постоянно:

$$\frac{v^2(x_1+\Delta x)-v^2(x_1)}{v^2(x_2+\Delta x)-v^2(x_2)} = const. \tag{37}$$

Введя ускорение

$$a_0 = \frac{dv}{dt} = \frac{dx}{dt}\frac{dv}{dx} = v\frac{dv}{dx} = \frac{1}{2}\frac{d(v^2)}{dx} = \text{const}., \tag{38}$$

видим, что коэффициент пропорциональности в (37) равен $2a_0$ и оказывается ускорением в положительном направлении из покоя в точке x_0:

$$\frac{1}{2}v^2(x) = a_0(x-x_0). \tag{39}$$

Потенциал φ для такого эффективного однородного поля имеет вид:

$$a_0 \equiv -\frac{d\varphi}{dx}, \quad \varphi_h(x) = -a_0 x. \tag{40}$$

Полная энергия частицы массы m на пластине, диффундирующей из состояния покоя $v(x_0)=0$, таким образом, равна:

$$E = \frac{mv^2(x)}{2} + m\varphi_h(x) = m\varphi_h(x_0). \tag{41}$$

Это есть известная энергия частицы в однородном и постоянном гравитационном поле.

б) Ньютоновский потенциал тонкой сферы

Пусть *тонкая пылевая сфера* покоится на «бесконечности» и сумма энергий покоя её частиц равна $E_0 = \bar{M}c^2$. При конечных же значениях радиуса уровень энергии вакуума внутри сферы ниже, чем вне сферы и по сравнению с внешней областью внутренность сферы оказывается потенциальной ямой. По этой причине флуктуации каждой из частиц сферы оказываются асимметричными и во внешней области флуктуации более интенсивные, чем во внутренней области.

Это ведёт к радиальному дрейфу каждой из частиц тонкой сферы в направлении к центру. При дрейфе на Δr часть энергии вакуумных флуктуаций во внутренней области переходит в кинетическую энергию частиц сферы, связанную со скоростью дрейфа v. Соответственно на величину этой кинетической энергии уменьшается уровень энергии вакуума во внутренней области и потенциальная яма углубляется.

Понижение энергии вакуума, как и в случае пластин, пропорционально массе сферы и сдвигу Δr. Но, теперь площади сфер уменьшаются с уменьшением радиуса: $S(r) = 4\pi r^2$, так что при сжатии сферы на Δr заметаемый ею элемент объёма равен:

$$\Delta V = 4\pi r^2 \Delta r. \tag{42}$$

Если теперь сравнить рост кинетической энергии при сжатии на Δr, а значит и понижение уровня энергии вакуума в сфере на эту же величину, то получается, что:

а) на ускорение одного и того же числа частиц тратится энергия вакуума от всё более уменьшающегося объёма внутренней области;

б) в результате та же величина энергии, которая трансформировалась в кинетическую энергию частиц, с каждым шагом приводит ко всё большему углублению уровня энергии вакуума;

в) по мере уменьшения r всё растущая разница уровней энергии вакуума при одинаковом сдвиге Δr приводит к дополнительному усилению скорости дрейфа, а значит, ещё больше понижает уровень энергии вакуума.

В результате понижение уровня энергии вакуума будет обратно пропорционально площади сферы при данном радиусе с соответствующим ростом наклона (градиента) кривой потенциала. Тогда отношение изменений кинетических энергий пробной частицы для двух значений радиуса при дрейфе на Δr не постоянно, как в однородном случае, а обратно пропорционально отношению заметаемых объёмов, а значит и площадей сфер при этих радиусах:

$$\frac{v^2(x_1+\Delta x)-v^2(x_1)}{v^2(x_2+\Delta x)-v^2(x_2)}=\frac{r_2^2}{r_1^2}, \tag{43}$$

Также как в однородном случае, это есть и отношение ускорений, так что ускорения также обратно пропорциональны квадрату радиуса. Теперь диффузионное ускорение направлено к центру и имеет отрицательный знак, а также пропорционально массе сферы $\bar{M}$, так как понижение уровня энергии вакуума пропорционально числу частиц и массе каждой из них. В итоге, учитывая (38) и (43), получаем:

$$a(r)=-\frac{G\bar{M}}{r^2}\equiv-\frac{d\varphi_g}{dr}, \tag{44}$$

где гравитационная константа G в принципе может быть вычислена и выражена через параметры диффузионного процесса. Тогда потенциал диффузионного гравитационного поля, возникающего вокруг сферы имеет вид:

$$\varphi_g(r)-\varphi_g(\infty)=-\frac{G\bar{M}}{r}. \tag{45}$$

Полная энергия частицы массы m на сфере, падающей из покоя при x_0, равна:

$$E=\frac{mv^2(r)}{2}+m\varphi_g(r)=m\varphi_g(r_0). \tag{46}$$

Итак, диффузионный механизм гравитации в нерелятивистском приближении воспроизводит ньютоновский потенциал $\varphi_g(r)$.

3.3. Физический смысл и нормировка гравитационного потенциала

Переход к релятивистской теории диффузионной гравитации предполагает некое сочетание квантовых, гравитационных и релятивистских методов. Ввиду очевидной сложности этого сначала полезно рассмотреть некоторые простые физические факты, которые позволят представить то, какой будет искомая теория.

Ньютоновский потенциал $\varphi_g(r)$ в (45) определён с точностью до константы $\varphi_g(\infty)$, которая в нерелятивистской теории в целях удобства была выбрана равной нулю, чтобы потенциал исчезал на бесконечности. При этом как энергия гравитационного поля, так и полная энергия частицы в этом поле, покоившейся в точке r_0, оказывались отрицательными.

Диффузионная трактовка вносит в этот вопрос ясность тем, что в ней константа $\varphi_g(\infty)$ есть ни что иное, как значение уровня энергии удалённой пробной частицы единичной массы в вакууме, идентифицируемое с её энергией покоя, так что $\varphi_g(\infty)=\varphi_{vac}(\infty)=c^2$. Гравитационный потенциал же статического поля пылевой сферы оказывается разницей между локальным уровнем энергии пробной частицы единичной массы в вакууме $\varphi_{vac}(r)$ и уровнем на большом удалении $\varphi_{vac}(\infty)=c^2$:

$$\varphi_{vac}(r)-\varphi_{vac}(\infty)=\varphi_{vac}(r)-c^2=\varphi_g(r) \tag{47}$$

Тогда полная энергия частицы массы m, как и в нерелятивистском пределе релятивистской теории, включает и энергию покоя и приобретает вид:

$$E=m\varphi_{vac}(r)+\frac{1}{2}mv^2, \tag{48}$$

$$\varphi_{vac}(r)=c^2+\varphi_g(r)=c^2-\frac{GM}{r}. \tag{49}$$

В результате, теперь не только энергия частицы, но и вакуумный потенциал $\varphi_{vac}(r)$ везде вне источника положительны.

Итак, переопределённый потенциал $\varphi_{vac}(r)$, с одной стороны, максимален на бесконечности, где стремится к универсальной константе, а с другой стороны, стремится к нулю вблизи гравитационного радиуса любого источника $r\to r_g=2GM/c^2$.

В то же время, в диффузионной картине интенсивность флуктуаций в данной точке выражает локальный темп протекания процессов с пробными частицами. Поэтому отношение $\varphi_{vac}(r)$ к $\varphi_{vac}(\infty)$, показывающее насколько локальный уровень энергии вакуума ниже нормального уровня на бесконечности, является также и мерой замедления собственных времён в данной точке. В геометрической трактовке ОТО эта мера даётся корнем от временной компонентой метрики $g_{00}^{1/2}(r)$. В связи с этим можем ввести также и *эффективную диффузионную метрику* (временную компоненту), определив её как отношение локального уровня энергии вакуума к уровню на бесконечности:

$$g_{00}(r)=\frac{2\varphi_{vac}(r)}{2\varphi_{vac}(\infty)}=\frac{2\varphi_{vac}(r)}{c^2}=1+\frac{2\varphi_g(r)}{c^2}. \tag{50}$$

Более детальное обсуждение индуцированных диффузией геометрических структур, включая и метрику, будет приведено в следующих разделах.

3.4. Эффективная метрика индуцированная неоднородной диффузией

В ОТО свойства гравитационного поля постулируются, а затем показывается возможность представления их как свойств геометрии пространства-времени. Обсудив то, что в диффузионной трактовке свойства поля следуют из квантовой механики, теперь перейдём к представление их и в геометрической форме.

Основанием для этого, как и в ОТО, является независимость диффузионного ускорения от массы пробной частицы, но оно теперь из ранга постулируемого принципа низведено до уровня эффекта. Этот эффект ведёт к одинаковому ускорению как частиц, так и их макроскопических совокупностей, включая и базисы локальных систем отсчёта. Но одинаковое ускорение как объектов, так и локальных систем отсчёта неразличимо от наличия нетривиальной метрики и кривизны пространства-времени. Это значит, что неоднородная диффузия в физическом вакууме индуцирует нетривиальную эффективную метрику $g_{\mu\nu}(x,t)$ и кривизну.

В рассмотренном нерелятивистском пределе релятивистской кинематики в гравитационном поле, теперь уже диффузионного происхождения, уместны те же стандартные способы перехода к геометрической картине, которые ранее использовались при построении ОТО и их полезно привести.

Локальная эквивалентность явлений в гравитационном поле переходу в ускоренную систему отсчёта позволяет использовать релятивистскую кинематику для определения той части метрики, которая обусловлена полем. В частности, так как диффузионное ускорение ведёт к замедлению собственных времён, то и гравитационное поле должно привести к такому же замедлению.

Для пробной частицы, движущейся в статическом гравитационном поле, лагранжиан и функция действия согласно (48) имеют вид:

$$L = -m\varphi_{vac} + \frac{1}{2}mv^2, \tag{51}$$

$$S = -mc\int ds = \int L\,dt = -mc\int\left(\frac{\varphi_{vac}}{c} - \frac{v^2}{2c}\right)dt. \tag{52}$$

Для пространственно-временного интервала отсюда следует (с точностью до $1/c^2$):

$$ds^2 = g_{00}c^2dt^2 - d\mathbf{r}^2 = \left(c + \frac{\varphi_g}{c} - \frac{v^2}{2c}\right)^2 dt^2 \simeq \left(1 + \frac{2\varphi_g}{c^2}\right)c^2dt^2 - d\mathbf{r}^2, \tag{53}$$

$$g_{00}(r) \simeq 1 + \frac{2\varphi_g}{c^2}. \tag{54}$$

Для перехода уже к точным выражениям можем воспользоваться условиями сохранения энергии в статическом поле. Для полной энергии частиц свободно падающей пылевой сферы, покоившихся на бесконечности, это условие имеет вид:

$$E = mc^2 g_{00}(r)\frac{dx^0}{ds} = mc\frac{\sqrt{g_{00}(r)}}{\sqrt{1 - v^2(r)/\mathrm{c}^2}} = mc^2, \tag{55}$$

$$g_{00}(r) = 1 - \frac{f(r)}{c^2}. \tag{56}$$

Здесь $f(r)$ есть некая функция, которая в точности равна $v^2(r)$ из (55), а в пределе слабого поля (54) равна $2\varphi_g(r) + O(1/c^2)$. В этом пределе, учитывая зависимость от скорости локальной энергии пробной частицы, можем обеспечить точный учёт хотя бы релятивистской кинематики, что даёт:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\cdot\frac{\varphi_g}{c^2} = \frac{mc^2(1 + \varphi_g/c^2)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{57}$$

Ввиду того, что существующими экспериментами достигнута точность только до вкладов φ_g/c^2, более общие формулировки и точные выражения имеют пока лишь методическое значение. Тем не менее они важны для решения фундаментальных проблем, включая явления в сильных полях, таких как коллапс и гравитационные волны.

С этой целью сначала уточним связь локальных систем отсчёта с глобальной системой координат, а затем попытаемся определить и радиальную компоненту метрики. Все системы отсчёта будем считать мгновенно-покоящимися относительно выбранной вначале инерциальной системы и противное будем оговаривать отдельно.

В инерциальной системе отсчёта в плоском пространстве-времени стандартные часы везде идут синхронно, отмеривая интервалы dt, а стандартные масштабы, располагаемые вдоль координатных линий, везде одинаковы и тензор кривизны равен нулю. Локально интервалы криволинейных координат dx^{μ} выражаются через интервалы dx^{a} стандартных часов и локальной декартовой триады как

$$dx^{\mu} = e^{\mu}_{a} dx^{a}, \quad \eta^{ab} e^{\mu}_{a} e^{\nu}_{b} = g^{\mu\nu}, \tag{58}$$

где $a,b = 0,...,3$, $\mu,\nu = 0,...,3$ и $\eta^{ab} = diag(1,-1,-1,-1)$. Временную координату естественно выбрать такой, чтобы её интервалы времени совпадали с интервалами стандартных часов $dx^{0} = dt$. Пространственные координаты упрощают описание если система координат согласуется с симметриями описываемой системы. Но во всех практически интересных случаях их можно выбрать такими, чтобы хотя бы одна из координат, например x^{1}, прямо выражалась через стандартные масштабы. Тогда интервал в инерциальной системе имеет вид:

$$ds^{2} = dt^{2} - (dx^{1})^{2} + g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}, \qquad \alpha,\beta = 2,3. \tag{59}$$

При переходе в ускоренную систему отсчёта, где ускорение везде направлено вдоль x^{1}, локальная метрика изменяется. По прежнему пользуясь той же системой координат, что и в (59), согласованной с симметриями задачи и где две координаты x^{0} и x^{1} были физическими, новый интервал также выразим в терминах прежних координат:

$$ds^{2} = g_{00} dt^{2} + g_{11} (dx^{1})^{2} + g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}. \tag{60}$$

Здесь теперь g_{00} и g_{11} выражают реальное влияние ускорения на стандартные масштабы и часы: $\sqrt{g_{00}}$ есть степень замедления собственного времени, а $1/\sqrt{-g_{11}}$ даёт меру сокращения масштабов. При этом стандартные масштабы, расставленные вдоль осей x^{2} и x^{3} остаются такими же, как в инерциальной системе отсчёта.

Пусть $x^{1} = r$ и частица радиально падает в этом поле ускорения из состояния покоя относительно инерциальной системы на удалении, и до данной точки прибрела скорость $v(r)$. Далее процессы в ускоренной, но покоящейся системе будем описывать из локально инерциальной системы, мгновенно-сопутствующей падающей частице. В последней системе отсчёта эффекты ускорения отсутствуют, но имеются кинематические замедление времени и сокращение масштабов. Опять продолжая пользоваться прежними координатами, для интервала получаем:

$$ds^{2} = \sqrt{1 - v^{2}/c^{2}}\, dt^{2} - \frac{dr^{2}}{\sqrt{1 - v^{2}/c^{2}}} + g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}. \tag{61}$$

Итак, в статическом поле, с одной стороны, условие сохранения энергии (55) даёт $g_{00}(r) = 1 - v^{2}(r)/c^{2}$, а с другой стороны, согласно (61) релятивистская кинематика ведёт к соотношению $g_{00}(r) = -g^{-1}_{11}(r)$.

3.5. Кривизна индуцированная диффузией и вывод уравнений поля

В ОТО геометрическая интерпретация гравитации обосновывается как естественное следствие принципа эквивалентности, рассматриваемого как эмпирический факт. Для вывода же уравнений поля необходим также и другой эмпирический факт, что источник поля есть энергия-импульс материи. Но, уже энергия-импульс материи выглядит чужеродным элементом на фоне геометрических структур теории, а энергия самого гравитационного поля и вовсе не фигурирует в ОТО в явном виде и вводится лишь в частных случаях и из сугубо физических соображений.

Диффузионная трактовка выступает как следующий шаг в понимании природы гравитации. Из этой трактовки, как уже было показано на простых примерах, естественным образом следуют как принцип эквивалентности, так и связь полевых величин с энергией-импульсом материи. Поэтому диффузионная картина должна воспроизвести и весь формализм ОТО, но уже не как формально-математической конструкции, а как одного из макроскопических методов описания гравитации без углубления в её микроскопический механизм. Как следствие более ясной физической картины, отпадает также и проблема энергии поля.

При неоднородной диффузии вследствие эффекта эквивалентности средние траектории свободных частиц есть не геодезические линии в плоском пространстве-времени, а содержат некоторые отклонения от геодезических. Для их описания вводим криволинейные координаты $x^{\mu}(x^{a},t)$ и базисные векторы e_{μ}^{a} *вдоль средних траекторий свободных частиц*, где dx^{μ} связаны с локальными интервалами физических координат пробной частицы в точке M как в (58). Тогда неоднородная диффузия может быть описана как однородная в эффективном римановом многообразии с метрическим тензором $g_{\mu\nu}(x,t)$, где геодезическими являются средние траектории дрейфа.

Это позволяет ввести диффузионный параллельный перенос тензоров в плоском пространстве-времени *вдоль средней траектории свободного дрейфа*:

$$de_{a}^{\mu}(x,t) = -\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu} e_{a}^{\lambda} dx^{b}(t), \tag{62}$$

где $\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu}$ есть эффективная связность. Соответствующая этой связности эффективная риманов тензор кривизны $R_{\mu\nu\lambda\sigma}$ вводится тогда обычным образом.

Диффузионную трактовку гравитации тогда можно строить как квантовую механику в эффективном (псевдо)римановом пространстве-времени. Поэтому, можно использовать известные методы описания диффузии в искривлённых многообразиях.

Перейдём теперь ко второму из постулатов ОТО, что гравитация порождается энергией-импульсом источника. В диффузионной теории энергия вакуума вокруг источника понижена на величину энергии флуктуаций её частиц, включая энергию покоя и кинетическую энергию, полученную из вакуума в ходе формирования источника. По существу из диффузионной трактовки следует, что полная энергия частицы есть та энергия, на которую уменьшилась энергия вакуума. Поэтому сумма полной энергии частиц и величины понижения энергии вакуума во всём пространстве равна нулю, что в терминах плотностей энергий ε_{m} для покоящихся частиц даёт:

$$\int (\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac}) dV = \int \varepsilon_{m} dV. \tag{63}$$

Понижение уровня энергии вакуума около источника и её плавное восстановление по мере удаления от неё, фигурирующее в левой части (63), может описываться как в терминах диффузии, так и в терминах гравитационного потенциала. Вместо потенциала же можно вводить и соответствующую кривизну пространства-времени, выражаемую через тензор кривизны. В более приспособленном для физических задач виде кривизна используется в виде тензора Эйнштейна $G_{\mu\nu}$, который в диффузионной трактовке и может быть идентифицирован с дефицитом энергии-импульса физического вакуума:

$$\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac} = \frac{1}{\kappa} G_{\mu}^{\mu} \tag{64}$$

В общем случае мы не можем суммировать локальные плотности энергии, так как разные части источника могут иметь разные скорости относительно центра симметрии и локальные часы в разных точках идут несинхронно. Поэтому баланс энергий должен быть записан локально и в тензорной форме, т.е. через тензор энергии-импульса источника $T_{\mu\nu}$, что и приводит к уравнениям Эйнштейна:

$$\frac{1}{\kappa}G_{\mu\nu}=T_{\mu\nu}. \tag{65}$$

Выбрав в каждой точке конкретный локальный базис с 4-скоростью u^{μ} на некоторой гиперповерхности одновременности и спроектировав обе стороны тензорного уравнения (65) на этот базис, получаем скалярное уравнение в каждой точке. Это позволяет интегрировать по всему пространству и получить суммарную энергию как источника, так и её гравитационного поля, которые, в соответствие с (63), должны быть равны друг-другу.

Целью данной статьи были в основном физические аспекты новой трактовки гравитации. Более последовательная с формально-математической точки зрения формулировка и обзор следствий будут рассматриваться в последующих публикациях.

Заключение

Итак, неоднородная консервативная диффузия имеет все те основные свойства, которые до сих пор считались свойственными лишь гравитации. Аналоги гравитационных эффектов вполне могут быть наблюдаемы в тех системах, где удастся реализовать консервативную диффузию. Это позволит не только проверить теорию на эксперименте, но и вводит в физику новый класс наблюдаемых эффектов, исследование и применение которых открывает новые перспективы.

Диффузионная природа гравитации, в общих чертах описанная в статье, требует дальнейших исследований и более строгих обоснований. Но основные положения теории в дальнейшем по всей вероятности будут опираться именно на те физические представления, которые были описаны в статье и которые в дальнейшем вряд ли претерпят существенные изменения из-за их простоты, общности и доступности для прямой проверки.

То, что именно квантовая теория оказывается тем самым механизмом гравитации, который должен был когда-то появиться в физике и что далее ничего нового придумывать и втискивать в так хорошо отлаженную физическую картину реальности не придётся, тоже является как неожиданным и вполне удовлетворительным фактом, так и несомненным достижением новой трактовки.

Литература

1. Закир З. (2014) *Теор.физ., астрофиз. и космол*. **9**(1) 19, doi: 10.9751/TFAK.4874-036.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (2002) Физическая кинетика. М.
3. Закир З. (2009) *Теор. физ., астрофиз. и космол*., **4**(1) 1, doi: 10.9751/TFAK.3000-012; **4**(1) 7, doi: 10.9751/TFAK.3000-013; (1998) arXiv:hep-th/9812254, (1999) arXiv:hep-th/9906079.