

Диффузионная трактовка квантовой теории и гравитации.

2. Диффузионная гравитация

Захид Закир¹

Аннотация

В диффузионной квантовой механике (ДКМ), сформулированной в первой статье, консервативная диффузия классических частиц в фоновом поле с однородной плотностью энергии приводит к формализму квантовой механики. ДКМ даёт физическое объяснение двум фундаментальным фактам - флуктуации энергии частиц в фоновом поле (их «тепловая» энергия) проявляется как их энергия покоя, а соответствующее понижение энергии фонового поля вокруг частиц проявляется как гравитация. Влияние одной частицы на фоновое поле незначительно, но очень большое число частиц в малой области заметно понижает локальную плотность энергии фонового поля. Это и уменьшает локальную скорость флуктуаций частиц, а также ведёт к термодиффузионному потоку частиц в эту область. Приращения скорости, из-за консервативности диффузии, кумулятивные и появляющееся термодиффузионное ускорение не зависит от масс ускоряемых частиц. В результате мировые линии частиц искривляются одинаково и все процессы с ними замедляются, что равносильно замедлению собственных времён. Тем самым локальный дефицит энергии фонового поля, порождая консервативную термодиффузию, воспроизводит основные свойства гравитации. На гиперповерхности одновременности, где задано фоновое поле, возникают эффективные метрика, связность и кривизна. Уравнения Эйнштейна следуют из баланса энергий в системе «источник + фоновое поле». Гравитация в результате оказывается следствием ДКМ, проявлением квантовых флуктуаций частиц в неоднородном фоновом поле, т.е. диффузионной гравитацией. Обсуждены наблюдаемые следствия диффузионной гравитации в астрофизике и космологии.

Ключевые слова: квантовые флуктуации, энергия вакуума, термодиффузия, метрика, кривизна

Содержание

Введение	2
1. Следствия флуктуаций частиц за счёт энергии фонового поля	3
1.1. Энергия флуктуаций частицы как её энергия покоя	3
1.2. Уменьшение энергии фонового поля из-за энергии покоя частиц.....	3
2. Гравитация как термодиффузия в фоновом поле	4
2.1. Основные идеи диффузионной трактовки гравитации	4
2.2. Принцип эквивалентности как следствие термодиффузионной гравитации	5
2.3. Ньютоновское поле как простейшее следствие термодиффузии	6
3. Эффективная геометрия как следствие термодиффузии	8
3.1. Метрика индуцированная термодиффузией в фоновом поле	8
3.2. Уравнения Эйнштейна из баланса энергий в фоновом поле	10
4. Физика на гиперповерхности одновременности фонового поля.....	12
4.1. Теория гравитации на гиперповерхностях одновременности	12
4.2. От специальной к локальной теории относительности	13
Заключение.....	14
Приложения	15
1. Консервативная термодиффузия холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом.....	15
2. Максвелл: «Замечание о действии силы тяготения»	16
Литература	17

¹ *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан, zzakir@qgph.uz*

Введение

В первой статье [1] была сформулирована диффузионная квантовая механика (ДКМ) как теория консервативной (без трения) диффузии классических частиц в флуктуирующем фоновом поле, в которой складываются амплитуды вероятностей.

Формализм квантовой механики следует из ДКМ в частном случае диффузии в однородном, или «изотермическом», фоновом поле. Другим следствием ДКМ является возникновение консервативной термодиффузии в неоднородном фоновом поле. В данной статье изучены свойства и следствия этого вида термодиффузии.

В ДКМ полная энергия системы «частица + фоновое поле» сохраняется и рост средней энергии частицы при квантовых флуктуациях происходит за счёт уменьшения энергии фонового поля на эту же величину. Воздействие на фоновое поле одной или даже множества элементарных частиц чрезвычайно мало, но порождаемое очень большой концентрацией частиц локальное уменьшение плотности энергии фонового поля ρ_V возмущает движение частиц как в этой области, так и в её окрестностях.

Такое локальное уменьшение ρ_V снижает интенсивность флуктуаций фонового поля, что равносильно его эффективному «охлаждению». Это, в свою очередь, порождает термодиффузионный поток частиц из областей с обычным ρ_V в эту область с пониженным ρ_V и область скопления частиц эффективно «притягивает» другие частицы.

Из-за консервативности диффузии приращения скоростей частиц аккумулируются и скорость потока возрастает с каждым сдвигом. Возникшее термодиффузионное ускорение частиц, как будет показано в статье, зависит лишь от свойств фонового поля, но не зависит от масс ускоряемых частиц. В более «холодной» области снижение интенсивности флуктуаций частиц ведёт также к «тепловым» замедлениям и сокращениям, т.е. собственные времена замедляются, а масштабы сокращаются.

Эти свойства характерны для гравитации и то, что они следуют из ДКМ при учёте влияния большой концентрации частиц на плотность энергии фонового поля, показывает, что гравитацию можно трактовать как проявление квантовых явлений в таких специфических условиях. Тем самым ДКМ естественным образом ведёт к термодиффузионной трактовке гравитации, воспроизводя результаты общей теории относительности, но на гиперповерхности одновременности, где задано фоновое поле.

В статье показывается, что термодиффузионная гравитация ведёт к наблюдаемым следствиям в астрофизике и космологии. Более ранние версии новой трактовки см. в [2], систематическое изложение будет дано в книге [3]

В разделе 1 изучены следствия флуктуаций частиц за счёт энергии фонового поля и обратного влияния частиц на само фоновое поле. В разделе 2 обсуждается возможность термодиффузионной трактовки гравитации. В разделе 3 показано, что неоднородность плотности энергии фонового поля ведёт к эффективной метрике и кривизне пространства-времени. В разделе 4 обсуждаются основные следствия новой трактовки для физики частиц и астрофизике. В Приложении рассмотрены примеры приблизительно консервативной термодиффузии, а также приведены замечания Максвелла 1864 г. было предсказано существование среды с большим запасом положительной энергии для объяснения природы гравитации [4].

1. Следствия флуктуаций частиц за счёт энергии фонового поля

1.1. Энергия флуктуаций частицы как её энергия покоя

В первой статье [1] было отмечено, что флуктуации классической частицы в фоновом поле придают этой частице «тепловую» энергию и эта средняя энергия флуктуаций проявляется как энергия покоя, ранее открытая в специальной теории относительности. Здесь рассмотрим аргументы ведущие к этому выводу.

Тепловая энергия частиц в обычной среде (газе, жидкости) с температурой T равна средней кинетической энергии, переданной частице молекулами при столкновениях. Она пропорциональна массе m и среднеквадратичной скорости частиц v_T^2 . Такая же ситуация должна быть и для частиц, флуктуирующих в фоновом поле.

В ДКМ для свободной частицы $\rho = const.$ и у неё нет энергии локализации U_u («квантового потенциала»), а в системе покоя частицы ($\mathbf{v} = 0$) нет и кинетической энергии дрейфа. Поэтому полная энергия такой частицы сводится к энергии «тепловых» флуктуаций U_m :

$$U_m \sim mv_q^2 \quad (1)$$

где v_q - «тепловая» скорость частицы в фоновом поле.

При консервативной диффузии «тепловая» скорость v_q не зависит от свойств диффундирующей частицы, а также, согласно ДКМ, она должна быть одинаковой во всех инерциальных системах отсчёта, а значит равной скорости света $v_q = c$.

Основные свойства такой «тепловой» энергии частиц - пропорциональность массе частицы и квадрату скорости света, - полностью соответствует свойствам энергии покоя $E_0 = mc^2$, известной ещё из релятивистской теории. Поэтому энергия флуктуаций частиц U_m может быть отождествлена с E_0 , т.е. $\bar{U}_m = E_0$.

Итак, в ДКМ энергия флуктуаций частиц конечной массы в фоновом поле содержит постоянную часть, энергию «тепловых» флуктуаций, которая в её системе покоя проявляется как энергия покоя:

$$\bar{U}_m = mc^2. \quad (2)$$

Наличие такой большой энергии, аккумулированной у частиц, может рассматриваться как косвенное свидетельство существования фонового поля как источника этой энергии.

1.2. Уменьшение энергии фонового поля из-за энергии покоя частиц

В ДКМ полная энергия системы «частица + фоновое поле» сохраняется, а на флуктуации частицы затрачена часть энергии фонового поля, равная энергии покоя частицы. В результате энергия самого фонового поля в окрестностях каждой частицы становится в среднем меньше на величину энергии покоя частицы.

Воздействие одной элементарной частицы на среднюю энергию фонового поля незначительно, но при очень большой концентрации частиц это ведёт к новым явлениям. Во-первых, возникающая неоднородность плотности энергии фонового поля влияет на локальную интенсивность флуктуаций и на скорость дрейфа частиц. Во-вторых,

понижение энергии фонового поля не может быть только там, где частицы локализованы, а оказывается распределённой в окрестностях. Поэтому возникают вопросы о том, как эта неоднородность влияет на флуктуации и дрейф частиц, а также по какому закону распределится это локальное уменьшение плотности энергии в пространстве?

В сплошных средах при погружении в них холодного компактного скопления примесных частиц происходит достаточно быстрый нагрев частиц этого скопления до температуры среды в этой области, в ходе которого их средняя кинетическая энергия растёт и стремится к тепловой энергии частиц среды. Этот нагрев происходит за счёт локального охлаждения среды относительно других областей.

Результатом же локального охлаждения среды, до его релаксации, является уменьшение тепловой энергии частиц в этой области, что снижает интенсивность флуктуаций всех частиц, как среды, так и скопления, по сравнению с другими областями с прежней температурой. Появление же градиента температуры в среде приводит к потоку тепла, а также к термодиффузионному потоку примесных частиц.

В случае большой концентрации классических частиц, погруженных в фоновое поле, должны происходить аналогичные процессы. Интенсивность флуктуаций частиц в этой области должно снижаться из-за локального уменьшения плотности энергии фонового поля, а это должно привести к термодиффузионному потоку других классических частиц в эту область с более низкой интенсивностью флуктуаций.

Однако не очевидно, что градиент плотности энергии фонового поля обязательно приведёт к «потоку тепла» в более «холодную» область и к выравниванию плотностей энергий. Дело в том, что в данном случае замедление флуктуаций означает ни мало, ни много замедление локального темпа времени, так как здесь замедляются все процессы. Вопрос о выравнивании темпа флуктуаций при замедлении времени будет рассмотрен ниже.

2. Гравитация как термодиффузия в фоновом поле

2.1. Основные идеи диффузионной трактовки гравитации

В обычных средах погружение компактного скопления из большого числа «холодных» примесных частиц понижает температуру среды в его окрестностях и уменьшает скорость флуктуаций в этой области. В приблизительно консервативной термодиффузии примесные частицы из других областей с более быстрыми флуктуациями будут дрейфовать в эту область более медленных флуктуаций с растущей скоростью дрейфа и возникает термодиффузионное ускорение. При этом частицы примеси ускоряются независимо друг от друга и поэтому ускорение системы таких частиц не зависит от числа частиц в системе, т.е. от её массы. Некоторые примеры такой термодиффузии приведены в Приложении 1.

Всё это аналогично свойствам гравитации и поэтому можно ожидать, что гравитацию можно связать с консервативной термодиффузией классических частиц в фоновом поле с неоднородным распределением плотности энергии этого поля.

Возможность такой трактовки гравитации в ДКМ естественным образом следует из сохранения энергии в системе «частица + фоновое поле», а именно из того факта, что при флуктуациях частицы каждое случайное увеличение её энергии понижает на эту же величину энергию фонового поля и наоборот. Величина понижения средней плотности

2. Диффузионная гравитация

энергии фонового поля в каждой точке затем и будет тем гравитационным потенциалом, который создан частицей в данной точке благодаря её квантовым флуктуациям.

Это, однако, будет заметным лишь при большой концентрации частиц, когда их воздействие на фоновое поле становится существенным. Согласно ДКМ часть энергии фонового поля, аккумулированная у частицы в виде энергии её флуктуаций, равна энергии покоя частицы $\bar{U}_m = mc^2$ и поэтому массивное тело из N частиц понижает энергию фонового поля на Nmc^2 . Энергия гравитационного поля этого тела поэтому может связываться с локальным дефицитом средней энергии фонового поля из-за перехода части энергии фонового поля к частицам тела как их энергия покоя.

Баланс энергий в системе «частица + фоновое поле» даёт лишь полное изменение энергии фонового поля и в общем случае не определяет её распределение в пространстве. В случае массивного тела эта плотность будет зависеть от относительного расположения частиц в нём, что в общем случае усложняет ситуацию. Однако, на практике симметрии позволяют существенно упростить решение задачи.

Описанная термодиффузионная трактовка гравитации позволяет естественным образом объяснить тот факт, что гравитация проявляется как изменение геометрии пространства-времени. В ОТО это постулировалось, тогда как в диффузионной трактовке гравитации, как будет показано ниже, эффективные метрика, связность и кривизна пространства-времени следуют из поведения мировых линий в фоновом поле с неоднородной плотностью энергии.

2.2. Принцип эквивалентности как следствие термодиффузионной гравитации

Полноценное объяснение физической природы гравитации должно включать учёт также и релятивистских эффектов. Термодиффузионная трактовка гравитации в ДКМ поэтому будет состоять из сочетания квантовых и релятивистских явлений. Сложности на этом пути очевидны и поэтому сначала рассмотрим, как первый шаг, простейшие случаи - приближения слабой и постоянной во времени неоднородности плотности энергии фонового поля.

Этого приближения оказывается достаточным для того, чтобы вывести из ДКМ те фундаментальные физические свойства гравитации, из которых исходили, ньютоновская и эйнштейновская теории. Эти следствия ДКМ должны проявиться даже на уровне классической физики, т.е. после усреднения по квантовым флуктуациям. Поэтому следствия ДКМ будем анализировать в рамках классической механики с релятивистскими поправками порядка $1/c^2$.

Энергия флуктуаций частицы, равная её энергии покоя $E_0 = mc^2$, представляет собой тот «уровень энергии», которую занимает частица, взаимодействующая с фоновым полем. Этот уровень энергии представляет собой энергию «основного состояния» частицы, от которой естественно отсчитывать энергии покоя частиц вблизи массивного тела.

Флуктуации частиц вблизи массивного тела будут медленнее, чем вдали от него. Это означает, что скорость флуктуаций вблизи тела c' меньше стандартной скорости света c . В результате c' зависит от расстояния r до центра инерции тела и $c'(r) \leq c$.

Энергия покоя частицы вблизи массивного тела, соответственно, оказывается равной $E_0(r) = mc'^2(r)$. Эта понизившаяся энергия покоя можно выразить через энергию покоя вдали от тела $E_0(\infty) = mc^2$, или энергию «основного состояния», в виде:

$$E_0(r) = mc'^2(r) = mc^2 + m\varphi(r) \geq 0. \quad (3)$$

Здесь $\varphi(r)$ есть разница среднеквадратичных скоростей флуктуаций частиц в фоновом поле вблизи и вдали от массивного тела:

$$\varphi(r) = c'^2(r) - c^2 \leq 0, \quad \varphi(\infty) = 0. \quad (4)$$

Эта функция, как видим, играет роль «потенциала» частицы в эффективном внешнем поле, в поле замедления флуктуаций частиц в окрестностях массивного тела.

Итак, изменение состояния фонового поля вблизи массивного тела сводится в первом приближении к появлению потенциальной энергии $U(r)$ взаимодействия частицы с эффективным внешним полем, которая пропорциональна массе частицы и потенциалу поля замедления флуктуаций $\varphi(r)$:

$$U(r) = m\varphi(r) \leq 0. \quad (5)$$

При этом потенциал $\varphi(r)$, согласно его определению (4), отрицательно-определённый, хотя значение «уровня энергии» частицы в фоновом поле $E_0(r)$, согласно (3), остаётся положительно-определённым.

Функция Гамильтона частицы с дрейфовой скоростью $\mathbf{v}$ тогда приобретает вид:

$$H = mc^2 + m\varphi + \frac{\mathbf{p}^2}{2m}, \quad \mathbf{p} = m\mathbf{v}. \quad (6)$$

Уравнение движения, следующее из (6), известно из ньютоновской теории и имеет вид:

$$\mathbf{a} = -\nabla\varphi, \quad (7)$$

где $\mathbf{a}$ - ускорение частицы.

Как видим, масса частицы выпадает из уравнения движения (7) и все частицы в эффективном потенциале $\varphi(r)$ ускоряются одинаково, независимо от их масс.

Это следствие термодиффузионной трактовки гравитации выражает основное отличительное свойство гравитации, не встречающееся у других полей. Принцип эквивалентности, сформулированный Эйнштейном на основе этого свойства, привёл к аналогии с поведением частиц в ускоренных системах отсчёта и далее, в рамках ОТО, позволил открыть геометрическую природу гравитации.

2.3. Ньютоновское поле как простейшее следствие термодиффузии

Фоновое поле, которое проявляет себя через квантовые флуктуации классических частиц, в первом приближении ведёт себя как скалярное поле ϕ , так как квантовые флуктуации одинаковы во всех инерциальных системах отсчёта. Вдали от массивных тел это поле в среднем однородно в пространстве. Но это поле может слабо зависеть от времени из-за космологического расширения пространства, уменьшающего плотность энергии поля. Это следствие новой трактовки будет обсуждаться в другом разделе, а здесь будем пренебрегать такими медленными изменениями.

2. Диффузионная гравитация

Как обсуждалось выше, однородность фонового поля нарушается вблизи массивных тел, где потенциал поля записывается в виде $\phi = \phi_0 + \varphi$, $\phi_0 \simeq \text{const}$. Если бы φ было просто скалярным полем, то плотность его энергия в статическом случае записывалась бы в виде положительно-определённого выражения:

$$H_\varphi = \frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 \geq 0. \quad (8)$$

Однако, диффузионная трактовка имеет дело с плотностью энергии фонового поля вблизи массивного тела $H_{bf}(r)$, которую можно записать в виде разницы энергии фонового поля вдали от тела $H_{bf}(\infty)$ и плотности энергии скалярного поля H_φ (8), представляющего собой дефицит плотности энергии фонового поля вблизи тела:

$$H_{bf}(r) = H_{bf}(\infty) - H_\varphi = H_{bf}(\infty) - \frac{1}{2B}(\nabla\varphi)^2. \quad (9)$$

Постоянная добавка $H_{bf}(\infty)$ не сказывается в обычных условиях, а второй член в (9), который отрицательно-определён, проявляется как энергия гравитационного поля в ньютоновском приближении. Из соответствия с ньютоновской теорией затем находим значение константы $B = 4\pi G$, где G - гравитационная константа, и в результате энергия фонового поля (9) приобретает вид:

$$H_{bf}(r) = H_{bf}(\infty) - H_\varphi = H_{bf}(\infty) - \frac{(\nabla\varphi)^2}{8\pi G}. \quad (10)$$

Вместе с потенциальной энергией частицы $m\varphi$ это выражение даёт для φ уравнение Пуассона

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \quad (11)$$

где ρ - плотность массы. Решением этого уравнения является ньютоновский потенциал:

$$\varphi = -\frac{4\pi G}{r} \int \rho dV. \quad (12)$$

Таким образом, термодиффузионная гравитация в первом приближении приводит к ньютоновской теории гравитации. При этом отрицательность плотности энергии ньютоновского поля объясняется естественным образом, так как это не есть плотность энергии самостоятельно существующего «гравитационного» поля, а является лишь локальным дефицитом энергии фонового поля, определяющего квантовые флуктуации.

Ещё в 1864 году Дж. К. Максвелл заметил, что если ньютоновскому гравитационному потенциалу сопоставить гравитационное поле, то плотность энергии этого поля будет отрицательной (как в (10)). Так как он считал это недопустимым с точки зрения физики, то пришёл к выводу, что этот факт позволяет кое-что сказать о пока неизвестном физическом механизме гравитации. А именно, он догадался, что разумный выход из положения может быть только в том случае, если во всём пространстве есть некая среда с огромным запасом положительной энергии, большей по модулю величины наиболее глубокой из «гравитационных ям». Тогда плотность энергии гравитационного поля выражает локальный дефицит плотности энергии этой среды. Раздел «Замечание о

действию силы тяготения» из трактата «Динамическая теория электромагнитного поля» [4], где Максвелл выдвинул эту гипотезу, приведён с сокращениями в Приложении 2.

Здесь приведём лишь его основной вывод: «...Предположение, что тяготение возникает от действия окружающей среды указанным выше путём, приводит к заключению, что каждая часть этой среды обладает, будучи невозмущённой, громадной внутренней энергией и что присутствие плотных тел влияет на среду в сторону уменьшения этой энергии, где только имеется результирующее притяжение. Поскольку я не могу понять, каким образом среда может обладать такими свойствами, я не могу идти дальше в этом направлении в поисках причины тяготения.»

Как видим из вышеизложенного в данном разделе, проблема отрицательности энергии ньютоновского поля, вызывавшая озабоченность Максвелла, естественным образом решается в термодиффузионной гравитации и именно так, как он и предполагал.

3. Эффективная геометрия как следствие термодиффузии

3.1. Метрика индуцированная термодиффузией в фоновом поле

Функцию Лагранжа частицы в фоновом поле находим из выражения для H в (6):

$$L = \mathbf{p}\mathbf{v} - H = -mc^2 - m\varphi + \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2. \quad (13)$$

Функция действия S для частицы тогда принимает вид:

$$S = \int dt L = -mc \int dt \left(c + \frac{\varphi}{c} - \frac{1}{2} \frac{\mathbf{v}^2}{c} \right). \quad (14)$$

Эту функцию действия можем записать в форме, аналогичной функции действия в релятивистской теории, выражаемой через пространственно-временной интервал ds :

$$S = -mc \int ds, \quad ds = dt \left(c + \frac{\varphi}{c} - \frac{1}{2} \frac{\mathbf{v}^2}{c} \right). \quad (15)$$

Возведя в квадрат выражение для ds в (15), и опустив члены $\sim 1/c^2$, получаем:

$$ds^2 \simeq \left(1 + \frac{2\varphi}{c^2} \right) c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2 = g_{00} c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2. \quad (16)$$

Отсюда видим, что появление потенциала $\varphi(r)$ равносильно изменению временной компоненты метрики пространства-времени, которая становится равной:

$$g_{00} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}. \quad (17)$$

Из (16) следует, что поскольку $\varphi \leq 0$, то интервал собственного времени стандартных часов $d\tau$, покоящихся вблизи массивного тела, меньше интервала времени dt между этими же событиями, измеренного стандартными часами в удалении:

$$d\tau = dt \sqrt{g_{00}} = dt \sqrt{1 + \frac{2\varphi}{c^2}}. \quad (18)$$

и мы имеем $d\tau < dt$.

2. Диффузионная гравитация

Собственное время удалённых часов t здесь играет роль «мирового» времени, так как его значения для одновременных событий везде одинаковы. Таким образом, мы имеем дело с замедлением собственных времён частиц вблизи массивного тела по сравнению с собственными временами удалённых частиц. Это – *термодиффузионное замедление* собственных времён, которое есть ни что иное как *гравитационное замедление*.

Как известно из ОТО, из (18) следует, что сохраняющейся энергией тела является произведение его энергии E_0 на $\sqrt{g_{00}}$, на фактор замедления времени:

$$E = E_0 \sqrt{g_{00}}. \quad (19)$$

Тепловое равновесие вдоль такого тела также удовлетворяет такому же условию:

$$T = T_0 \sqrt{g_{00}}, \quad (20)$$

где T_0 - локальная температура. Температура T одинакова вдоль тела и в фоновом поле именно она соответствует сохраняющейся энергии E из (19). Это объясняет тот факт, что локальная неоднородность в фоновом поле не выравняется так, как это происходит в обычных средах, где теплопроводность и конвекция выравняют температуры и наступает равновесие. В фоновом поле равновесие имеет место при двух видах температуры, так как скорости флуктуаций в мировом времени остаются одинаковыми, что и ведёт к новому виду «теплового равновесия».

Локальная энергия флуктуаций частиц (3), т.е. их энергия покоя, таким образом, становится всё меньше и меньше по мере приближения к массивному телу. Отсюда следует ещё одно следствие ДКМ - когда размеры массивного сферического тела достаточно малы, при некотором значении радиуса его поверхности практически вся энергия фонового поля в этой области перейдёт в энергию флуктуаций частиц этого тела. В результате в терминах мирового времени t удалённых часов фоновое поле перестанет флуктуировать пробные частицы, т.е. произойдёт застывание флуктуаций всех частиц в этой области. Такое значение радиуса r_g находим из условия зануления $g_{00}(r)$:

$$g_{00}(r_g) = 1 + \frac{2\varphi(r_g)}{c^2} = 0, \quad 2\varphi(r_g) = -c^2. \quad (21)$$

В ОТО базовые свойства гравитационного поля постулировались, а затем они представлялись как свойства геометрии пространства-времени. Таким образом, основные свойства гравитации, такие как независимость ускорения от масс пробных частиц и энергия-импульс материи как источник поля, следуют из консервативной термодиффузии в фоновом поле. Для перехода же к их геометрической форме достаточно опираться на стандартные методы построения теории гравитации в рамках ОТО, но на глобальных гиперповерхностях одновременности, где задано фоновое поле.

Независимость термодиффузионного ускорения пробных частиц от их масс 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.

При термодиффузии в фоновом поле средние траектории свободных частиц на гиперповерхности одновременности, где задано фоновое поле, не являются геодезическими в плоском пространстве-времени, а содержат некоторые отклонения от геодезических. Для их описания в релятивистской кинематике необходимо вводить криволинейные координаты $x^\mu(x^a, t)$ и базисные векторы e_μ^a вдоль средних траекторий свободных частиц, где их дифференциалы связаны с локальными интервалами физических координат пробной частицы dx^a в точке M как $dx^\mu = e_\mu^a dx^a$, $\mu, \nu = 0, \dots, 3$, $a, b = 0, \dots, 3$.

Тогда термодиффузия на гиперповерхностях одновременности $t = \text{const.}$ фонового поля может быть описана как движение в эффективном римановом многообразии с метрическим тензором $g_{\mu\nu}(x, t)$, где геодезическими являются средние траектории термодиффузионного дрейфа. Термодиффузионную теорию гравитации, следовательно, можем строить как квантовую механику в эффективном (псевдо)римановом пространстве-времени на гиперповерхностях $t = \text{const.}$. Поэтому можно использовать известные методы описания диффузии в искривлённых многообразиях.

Термодиффузия в фоновом поле, таким образом, индуцирует нетривиальную эффективную метрику $g_{\mu\nu}(x, t)$, которая определяет пространственно-временной интервал между событиями:

$$ds^2 = \eta_{ab} dx^a dx^b = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (22)$$

Для пробной частицы функция действия тогда принимает вид:

$$S = -mc \int ds = -mc \int \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}. \quad (23)$$

Появление эффективной метрики позволяет ввести термодиффузионный параллельный перенос тензоров в плоском пространстве-времени вдоль средней траектории свободного дрейфа:

$$de_\mu^a(x, t) = -\Gamma_{\nu\lambda}^\mu e_\mu^a dx^\nu(t), \quad (24)$$

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

Итак, первый постулат ОТО, принцип эквивалентности, а также его прямое следствие, что гравитация может быть описана как нетривиальная метрика и связность пространства-времени на гиперповерхностях $t = \text{const.}$ теперь выступают как следствия термодиффузии в фоновом поле при большой концентрации материи.

3.2. Уравнения Эйнштейна из баланса энергий в фоновом поле

Перейдём теперь ко второму из постулатов ОТО, что гравитация порождается энергией-импульсом источника. В диффузионной трактовке энергия фонового поля вокруг источника понижена на величину энергии квантовых флуктуаций её частиц, включая энергию покоя и кинетическую энергию, полученную из фонового поля в ходе формирования источника. По существу, из диффузионной трактовки следует, что полная

2. Диффузионная гравитация

энергия частицы есть та энергия, на которую уменьшилась энергия фонового поля в её окрестностях.

Поэтому сумма полной энергии частиц источника и величины понижения энергии фонового поля в его окрестностях равна нулю, что в терминах плотностей энергий ε_m для покоящихся частиц даёт:

$$\int (\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac}) dV = \int \varepsilon_m dV. \quad (25)$$

Понижение плотности энергии фонового поля около источника и её плавное восстановление по мере удаления от неё, фигурирующее в левой части (25), может описываться как в терминах термодиффузии, так и в терминах гравитационного потенциала или соответствующей кривизны пространства-времени.

В более приспособленном для физических задач виде тензор кривизны используется в комбинированном виде как тензор Эйнштейна $G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} R / 2$.

Выбрав в каждой точке конкретный локальный базис с 4-скоростью u^μ на некоторой гиперповерхности одновременности и спроектировав тензоры на этот базис, получаем соответствующие скаляры в каждой точке.

В диффузионной трактовке скалярная проекция $G_{\mu\nu}$ на гиперповерхность с времениподобной единичной нормалью n^μ может быть идентифицирована с дефицитом энергии-импульса фонового поля:

$$\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac} = \frac{1}{\kappa} G_{\mu\nu} n^\mu n^\nu. \quad (26)$$

В общем случае условие баланса энергий источника и фонового поля вокруг него должно быть записано локально и в тензорной форме, т.е. через тензор энергии-импульса источника $T_{\mu\nu}$, что и приводит к уравнениям Эйнштейна:

$$\frac{1}{\kappa} G_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}. \quad (27)$$

При возможности интегрирования скаляров энергии по всему пространству на неких гиперповерхностях одновременности, получаемые полные энергии источника и её гравитационного поля, в соответствие с (25), будут равны друг-другу. Как следствие более ясной физической картины, здесь не возникает проблем с энергией гравитационного поля.

Итак, теория диффузионной гравитации есть следующий шаг в понимании природы гравитации после ОТО. Из этой теории, как было показано выше, естественным образом следуют как принцип эквивалентности, так и связь полевых величин с энергией-импульсом материи. Поэтому новая трактовка естественным образом воспроизводит формализм ОТО, но уже не как формально-математической модели, а как геометрического метода описания термодиффузионной гравитации без объяснения её микроскопического механизма.

4. Физика на гиперповерхности одновременности фонового поля

4.1. Теория гравитации на гиперповерхностях одновременности

Состояние фонового поля, как и любого протяжённого физического объекта, должно быть задано глобально, во всём пространстве в один и тот же момент времени. Для этого необходима протяжённая система отсчёта, построенная как совокупность одновременно сосуществующих и покоящихся друг относительно друга локальных систем отсчёта. Это значит, что фоновое поле должно быть задано на гиперповерхности одновременности «жёсткой» протяжённой системы отсчёта.

Из этого следует, что гравитационное поле, как поле деформаций фонового поля, также должно быть задано на гиперповерхностях одновременности «жёсткой» протяжённой системы отсчёта. Это требование к теории должно быть выполнено даже если её формализм позволяет выйти за эти ограничения.

Последнее относится к ОТО при описании процессов в гравитационном поле, что и было источником множества недоразумений и заблуждений. В ОТО часто вводились системы отсчёта с взаимно движущимися локальными системами отсчёта, например сопутствующие системы. Отсутствие у локальных элементов системы отсчёта общей гиперповерхности одновременности, а также невозможность в таких случаях адекватной физической интерпретации не воспринимались как проблемы.

В теории термодиффузионной гравитации, где гравитация есть свойство фонового поля, из широкого набора допустимых в формализме ОТО способов описания гравитации выделяются как имеющие физический смысл лишь те, в которых выполняется указанное выше ограничение. Это – задание поля на гиперповерхностях одновременности как обязательное условие, так как лишь при одновременном сосуществовании частей поля в разных частях пространства они образуют такой целостный объект, как физическое поле.

Это существенно меняет постановку задач как в самой теории гравитации, так и при её применениях в физике частиц, особенно на планковских расстояниях, а также в астрофизике и космологии. Физическая картина, возникающая при таком подходе может отличаться от той, которая следовала из трактовок на базе координат и систем отсчёта, выбираемых произвольно из соображений простоты и удобства, а не физической реализуемости и допустимости. Часть новых эффектов, выявляемых при таком более реалистичном подходе, обсуждена ниже, а другая часть рассмотрена в третьей статье [3].

Кажущаяся относительность релятивистских эффектов в гравитационном поле ранее приводила к распространённым заблуждениям. В действительности же локальные сокращения длин возникают из сравнения длин на гиперповерхностях одновременности, а замедления времён – из сравнения интервалов времени между гиперповерхностями. Эти релятивистские эффекты в гравитационном поле, при исключении кинематических эффектов, являются абсолютными и одинаково констатируются наблюдателями в любых системах отсчёта или координатах. Покажем это на примере двух простых примеров.

Пусть две пары одновременных событий в двух точках гравитационного поля r_1 и r_2 произошли в два момента мирового времени. Пусть в нулевой момент мирового времени стандартные часы в этих точках тоже показывали нулевые моменты собственного времени. В другой момент мирового времени $t > 0$ в тех же точках рассмотрим также два одновременных события, когда стандартные часы в этих точках

2. Диффузионная гравитация

показывали моменты собственного времени τ_1 и τ_2 . Интервал мирового времени между двумя событиями в каждой из точек одинаков и равняется t . А вот интервалы собственного времени, прошедшие между этими же событиями в двух точках, не равны: $\tau_1 \neq \tau_2$ и будут меньшим интервал тех стандартных часов, которые находились в более сильном гравитационном поле, например, если это часы в r_1 , то будет $\tau_1 < \tau_2$. С этим согласны наблюдатели в любой системе отсчёта, т.е. такое замедление абсолютно.

Далее, тангенциально ориентированные стандартные масштабы в сферическом статическом поле не сокращаются и такие же, как вдали от источника, а радиально-ориентированные испытывают сокращение. Если на двух близких окружностях помещаются $2\pi r_1$ и $2\pi r_2$ стандартных масштаба, то на радиальном отрезке между ними, из-за сокращения масштабов, поместятся не $\Delta r = r_2 - r_1$ стандартных масштаба, а больше, и тем больше, чем ближе к источнику поля. Такое соотношение числа радиальных и тангенциальных физических масштабов не зависит от выбора координат или системы отсчёта, т.е. гравитационное сокращение длин в этом смысле абсолютно.

Прояснение физической картины в теории гравитации при ограничении описания гиперповерхностями одновременности ведёт и к решению проблем с гравитационной энергией и гравитационными волнами. Гиперповерхность одновременности системы покоя центра инерции источника поля в этих случаях является физически выделенной системой отсчёта. В этой системе энергия поля определяется обычным образом, а переход на другие гиперповерхности производится локально-лоренцевыми преобразованиями, так что и в них не будет проблем с энергией поля. Поэтому в данной трактовке нет прежних проблем при описании как энергии поля, так и переносящих её гравитационных волн. Эти вопросы будут обсуждаться более подробно в последующих публикациях.

4.2. От специальной к локальной теории относительности

В специальной теории относительности (СТО) инерциальные системы отсчёта в плоском пространстве-времени снабжены физическими координатами. Физические расстояния в них измеряются стандартными масштабами, а физическое время – стандартными часами. Их интервалы образуют инвариантный пространственно-временной интервал:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2. \quad (28)$$

Релятивистские эффекты между инерциальными системами отсчёта возникают из-за отличия их гиперповерхностей одновременности. В ускоренно движущихся системах отсчёта также возникают аналогичные эффекты и их можно выявить путём введения локально-инерциальных систем отсчёта, которые в каждый момент сопутствуют им.

В ОТО же были введены произвольные системы координат, где координаты просто нумеруют точки пространства-времени, а их интервалы не имеют прямого физического смысла. В частности, гиперповерхности $x^0 = \text{const.}$ в общем случае уже не отмечают одновременные события, из-за чего задача Коши становится в математической абстракции без физического содержания. Пространственно - временной интервал имеет вид правой части (22) и инвариантен относительно

произвольных преобразований $x^{i'} = x^i \partial x^{i'} / \partial x^i$ с коэффициентами, также не имеющими прямого физического смысла.

Тем не менее, предполагалось, что в отдельных случаях можно построить системы отсчёта, аналогичные СТО, когда координаты становятся физическими. В статических полях это часто и делается, примером чего является статическая система отсчёта в сферическом поле, где вводится мировое время, отмечающее одновременные события. Но даже в этих полях формально вводились альтернативные произвольные координаты, а затем нефизические результаты, полученным с их помощью, трактовались серьёзно, как имеющий некий физический смысл. Это вносило в основы физики путаницу и элементы произвола.

Термодиффузионная гравитация исправляет эту ситуацию тем, что вносит ясность в вопрос о выделении из формализма ОТО её содержательной с физической точки зрения части, описывающей реальные гравитационные поля и происходящие в них процессы.

Для самого гравитационного поля, как это уже обсуждалось в предыдущем разделе, допустимыми протяжёнными системами отсчёта являются в первую очередь те, у которых все локальные элементы покоятся друг относительно друга и физическая система координат построена на глобальной гиперповерхности одновременности. Если при этом система отсчёта покоится относительно источника поля, то такая система описывает влияние гравитационного поля на объекты и процессы в чистом виде. Оно свободно от кинематических искажений, вносимых в описание движением системы отсчёта в целом или относительным движением её элементов в разных точках.

Но если имеется физическая система отсчёта с взаимно движущимися в разных точках локальными элементами, то с помощью формализма ОТО можно использовать и её, но лишь при условии выполнения требований физической реализуемости и допустимости. Это – одновременное сосуществование локальных элементов системы отсчёта в целом. Это возможно, если их локальные стандартные масштабы и интервалы собственного времени проецируются на гиперповерхности одновременности системы покоя одного из элементов, выбранного как базовый. Фактически протяжённая система отсчёта строится из её локальных систем на гиперповерхностях одновременности базовой локальной системы несмотря на относительное движение этих элементов.

Системы координат таких протяжённых систем отсчёта остаются физическими, так как построены из стандартных масштабов и снабжены стандартными часами. Они лишь проецируются на гиперповерхности одновременности локально-лоренцевыми преобразованиями. Поэтому теория относительности в такой строгой физической форме занимает промежуточное положение между СТО и ОТО, являясь «локализованной» формой СТО или усечённой формой ОТО. При этом локализованной не на произвольные гиперповерхности, а именно на гиперповерхности одновременности. Поэтому эту теорию можно было бы называть локальной теорией относительности (ЛТО).

Заключение

Итак, фундаментальным следствием консервативной диффузии оказалась соответствующая термодиффузия в фоновом поле при определённых условиях. Эта термодиффузия оказалась искомым физическим механизмом гравитации. Это обстоятельство делает теорию гравитации частью квантовой теории и тем самым решается проблема синтеза теорий этих двух явлений.

2. Диффузионная гравитация

Поскольку эта трактовка основана на квантовых представлениях, то она реализует некую новую форму синтеза теории гравитации и квантовой теории. Из двух базовых гипотез современной физики – квантовых флуктуаций и гравитации - ДКМ оставляет как гипотезу только первую, а вторая оказывается её следствием, т.е. теория гравитации становится частью квантовой теории.

Задачами для дальнейших исследований становятся в основном причины и механизмы флуктуаций фонового поля, тогда как принятие этих флуктуаций как наблюдательного факта приводит к простой и ясной физической картине как квантовых, так и гравитационных явлений, значительно упрощая ситуацию в основаниях физики.

Приложения

1. Консервативная термодиффузия холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом

Диффузия лёгкого газа в тяжёлом газе обычно изучается при локальном тепловом равновесии обеих компонентов смеси, когда средние кинетические энергии обеих типов атомов почти равны и поэтому трение играет существенную роль (*газ Лоренца*). В этом случае лёгкий газ совершает обычную диффузию и обычную термодиффузию в зависимости от распределения концентраций и локальной температуры тяжёлого газа. Диффузионный поток $\mathbf{i}$ при концентрации c и коэффициенте термодиффузии Dk_T даётся выражением [5]:

$$\mathbf{i} = -ND(\nabla c + k_T \nabla T / T). \quad (29)$$

Среднеквадратичные скорости лёгких и тяжёлых атомов обратно пропорциональны отношению масс:

$$\frac{v_1^2(x)}{v_2^2(x)} \sim \frac{m_2}{m_1}, \quad (30)$$

где $v_1(x)$, $v_2(x)$ - локальные тепловые скорости атомов, а m_1 , m_2 - их массы. При $m_1 \ll m_2$ тяжёлые атомы массы m_2 можно считать покоящимися (*газ Лоренца*). В результате даже небольшой градиент тепловых скоростей тяжёлых атомов среды ведёт к большому градиенту тепловых скоростей лёгких примесных атомов.

Это приводит к более сильной термодиффузии лёгких частиц, направленной в более холодную область. Но повышение концентрации лёгких частиц в холодной области усиливает обычную диффузию, направленную обратно, в более тёплую сторону. Условием равновесия этих двух противоположных потоков является исчезновение полного потока $\mathbf{i} = 0$ и из (29) тогда находим:

$$\nabla c = -k_T \nabla T / T. \quad (31)$$

В приближении идеального газа такое равновесие двух потоков устанавливается тогда, когда концентрация лёгкого газа в более тёплой области выше, чем в более холодной.

Таким образом, в газе Лоренца с локально-равновесной диффузией лёгкий газ, который более мобилен из-за гораздо более высокой скорости атомов, накапливается в области с более *высокой* температурой. Это свойство на практике часто используется при разделении газов в смесях и даже изотопов, где различие масс мало.

Для реализации консервативной диффузии и термодиффузии лёгкий газ должен быть намного холоднее тяжёлого $T_1 \ll T_2$. Это изменение условий приводит к тому, что в таком *нелоренцовском газе* начинает доминировать термодиффузия и происходит обратный эффект - лёгкий газ идёт в область с более *низкой* температурой [2].

При консервативной диффузии тепловая скорость лёгких частиц того же порядка, что и тепловая скорость тяжёлых частиц, а отношение среднеквадратичных скоростей, в отличие от теплового равновесия (30), намного меньше обратного отношения масс:

$$\frac{v_1^2(x)}{v_2^2(x)} \ll \frac{m_2}{m_1}. \quad (32)$$

Поскольку коэффициент диффузии в равновесии пропорционален среднеквадратичной скорости лёгких частиц $D \sim T_1 \sim v_1^2$, то диффузионный поток оказывается значительно ослабленным по сравнению с равновесным случаем. В то же время термодиффузионный поток лёгких частиц в холодную область либо остаётся прежним, либо даже усиливается, так как лёгкие частицы увлекаются тяжёлыми в холодную область. В результате такого нарушения прежнего равновесия в пользу термодиффузионного потока, он становится доминирующим и лёгкий газ накапливается в холодной области.

Как и при обычном броуновском движении, при случайных блужданиях одной частицы вместо концентрации $n(x, t)$ мы имеем дело с плотностью вероятности $\rho(x, t)$ в ансамбле, а диффузионный поток $\rho \mathbf{u}_\rho$ теперь выравнивает плотности вероятности:

$$\mathbf{i} = \rho \mathbf{u} = -D(\nabla \rho + \bar{k}_T \nabla T / T), \quad (33)$$

где $D\bar{k}_T$ - соответствующий коэффициент термодиффузии.

При консервативной диффузии к обычному термодиффузионному потоку $\rho \mathbf{u}_T$ добавляется термодиффузионное ускорение. Например, при $\nabla T = \text{const.}$ приращения скорости постоянны и они накапливаются из-за малости трения, и возникает постоянное ускорение $\mathbf{w} = \text{const.}$ При этом термодиффузионное ускорение, как и поток, направлено в холодную область. Наличие ускорения в холодную область – это второе отличие консервативной термодиффузии лёгких частиц.

Полный поток, таким образом, принимает вид:

$$\rho \cdot (\mathbf{u} + \bar{\mathbf{u}}_T) = \rho \cdot (\mathbf{u}_\rho + \mathbf{u}_T + \mathbf{w}t). \quad (34)$$

При этом диффузионный поток $\rho \mathbf{u}_\rho = -D\nabla \rho$ слабее термодиффузионного потока $\rho \mathbf{u}_T = -D\bar{k}_T \nabla T / T$, где скорость $\bar{\mathbf{u}}_T$ возрастает из-за ускорения $\bar{\mathbf{u}}_T = \mathbf{u}_T + \mathbf{w}t$. Это ускорение увеличивает поток лёгких частиц в холодную область и ещё более усиливает доминирование термодиффузии по сравнению с диффузией, направленной обратно.

Итак, если при локальном тепловом равновесии двух компонентов лёгкий газ накапливается в тёплой области, то при консервативной диффузии, когда лёгкий газ намного холоднее тяжёлого, доминирует термодиффузионный поток и лёгкий газ накапливается в холодной области, а термодиффузионный поток содержит ещё и ускорение, которое в первом приближении не зависит от масс лёгких частиц.

2. Максвелл: «Замечание о действии силы тяготения»

Ниже приводится отрывок из книги Дж. К. Максвелла «Динамическая теория электромагнитного поля» [4] с его гипотезой о физическом механизме гравитации.

«После того как мы проследили действие окружающей среды как на магнитные, так и на электрические притяжения и отталкивания и нашли, что они обратно пропорциональны квадрату расстояний, мы, естественно, приходим к вопросу, нельзя ли свести притяжение гравитации, следующее такому же закону, к действию окружающей среды.

Тяготение отличается от магнетизма и электричества тем, что относящиеся к нему тела все одного и того же рода, вместо того чтобы обладать противоположными знаками

2. Диффузионная гравитация

подобно магнитным полюсам и наэлектризованным телам, и что действующая между этими телами сила является притяжением, а не отталкиванием, как это имеет место в случае одинаковых электрических и магнитных тел.

Линии силы тяготения вблизи двух плотных тел имеют в точности ту же самую форму, что и линии магнитной силы около двух одноименных полюсов; но в то время как полюсы отталкиваются, тела притягиваются. Пусть E будет внутренней энергией поля, окружающего два тяготеющих тела M_1 и $M_2 \dots$

Если R представляет собой результирующую силу тяготения..., то ...

$$E = C - \sum \frac{1}{8\pi} R^2 dV.$$

Следовательно, внутренняя энергия поля тяготения должна быть меньше там, где существует результирующая сила тяготения.

Так как всякая энергия по своему существу положительна, то невозможно, чтобы какая-либо часть пространства обладала отрицательной внутренней энергией. Поэтому те части пространства, в которых нет результирующей силы, как, например, точки равновесия в пространстве между различными телами системы и внутри вещества каждого тела, должны обладать внутренней энергией на единицу объема, большей на

$$\frac{1}{8\pi} R^2,$$

где R - наибольшее возможное значение силы тяготения в любой части вселенной.

Следовательно, предположение, что тяготение возникает от действия окружающей среды указанным выше путём, приводит к заключению, что каждая часть этой среды обладает, будучи невозмущённой, громадной внутренней энергией и что присутствие плотных тел влияет на среду в сторону уменьшения этой энергии, где только имеется результирующее притяжение.

Поскольку я не могу понять, каким образом среда может обладать такими свойствами, я не могу идти дальше в этом направлении в поисках причины тяготения.».

Литература

1. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:003-7129**.
2. Закир З. (2014) *ТФАК*, **9**, 19; **9**, 34.
3. Закир З. (2020) *Диффузионная квант. мех. и диффузионная гравитация*. ЦТФА, Т.
4. Максвелл Дж. К. (1952) Избр. Соч., с. 308, М.
5. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. (2002) *Физическая кинетика*. 2-изд. М.
6. Закир З. (2016) *ТФАК*, **11**, 1.
7. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:001-7128**.
8. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:006-7130**; **1:007-7130**.
9. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:005-7129**.