

Геометрическое происхождение квантования на адиабатически эволюционирующем многообразии

Антон А. Липовка¹

¹Центр физических исследований, Университет Соноры, 83000 Эрмосильо, Сонора, Мексика

Abstract

Предлагается геометрический механизм возникновения квантования в рамках классической полевой теории, сформулированной на адиабатически эволюционирующем финслеровом пространственно-временном многообразии. Показано, что трансверсальное электромагнитное поле, распространяющееся в нестационарной метрике, обладает геометрическим адиабатическим инвариантом размерности действия. Этот инвариант, определяемый локальными космологическими параметрами H и q , совпадает с постоянной Планка $\hbar$, что указывает на геометрическое происхождение кванта действия.

На основе единого вариационного принципа получены нелинейные уравнения поля и уравнения движения заряженных частиц. В данной структуре квантование возникает не как независимый постулат, а как условие совместимости, выбирающее устойчивые периодические самосогласованные решения. В качестве примера, из чисто геометрического подхода восстанавливается релятивистский спектр атома водорода Зоммерфельда.

Предлагаемый подход устанавливает геометрическую связь между динамикой пространства-времени и квантовыми явлениями и показывает возможность возникновения квантования как следствия свойств эволюционирующего пространства-времени, а не как исходной аксиомы.

Keywords:

Основания квантовой теории, Электродинамика, Финслерова геометрия, Адиабатические инварианты, Постоянная Планка, Квантование

1. Введение

Современная физическая картина мира опирается на три концептуально изолированных фундаментальных раздела физики: квантовую механику (КМ) и квантовую теорию поля (КТП) для описания микромира, электродинамику Максвелла для калибровочных взаимодействий и общую теорию относительности (ОТО) для гравитации и космологии. Хотя каждая из этих теорий обладает высокой предсказательной силой в своей области применимости, их фундаментальные основания остаются изолированными друг от друга. В частности, стандартная квантовая теория успешно описывает дискретные спектры энергии, однако оставляет физический механизм возникновения самой квантованности скрытым за строгой системой аксиоматических постулатов. Базовые уравнения — Шрёдингера, Клейна — Гордона и Дирака, — а также канонические операторные соотношения, принцип суперпозиции и вероятностная интерпретация волновой функции вводятся в физику *a priori* как первичные аксиомы, не имеющие внутреннего геометрического или динамического вывода.

Центральное место в этой фундаментальной проблеме занимает постоянная Планка $\hbar$. В ортодоксальной квантовой теории $\hbar$ постулируется как неприводимый фундаментальный параметр, значение которого определяется экспериментально и затем явным образом закладывается в коммутационные соотношения и волновые уравнения. Однако, поскольку вся квантовая электродинамика строится на степенных разложениях по малому параметру тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$, физическая природа, стабильность и геометрический смысл постоянной $\hbar$ приобретают первостепенное значение. Если $\hbar$ является лишь эмпирической константой, квантовая теория неизбежно остается полуфеноменологической

схемой. В связи с этим в последнее время всё большее внимание привлекает поиск электродинамической и геометрической природы постоянной Планка. Насколько нам известно, первыми работами, в которых последовательно рассматривалась электромагнитная природа постоянной Планка, были статьи Перковаца (Perkovac) и Липовки. В серии статей первого автора Perkovac [9, 10, 11, 12, 13] эти явления исследовались в рамках стационарной метрики и плоской геометрии. В то же время электромагнитная природа постоянной Планка для нестационарной и, в общем случае, искривленной метрики исследовалась в работах Липовки Lipovka [1] и Lipovka [2] (см. также более полное исследование, в котором впервые были получены уравнения полной электродинамики [4]). В последних двух работах рассматривалась потенциальная роль эволюции метрики в возникновении квантования.

Исторически как классическая электродинамика, так и квантовая механика формулировались в предположении о строго статическом пространственно-временном фоне Минковского. Однако современные космологические данные убедительно доказывают нестационарность нашей Вселенной: наблюдаемый космологический красный сдвиг и ускоренное расширение свидетельствуют о непрерывной эволюции метрического тензора. На эволюционирующем геометрическом фоне физические системы перестают быть строго замкнутыми в традиционном смысле, а законы сохранения энергии и импульса претерпевают адиабатические изменения. Трансверсальное электромагнитное поле (ТЭМП), будучи протяженной нелокальной структурой, выступает естественным физическим детектором этой эволюции метрики. Его распространение на адиабатически изменяющемся фоне неизбежно приводит к возникновению геометрического адиабатического инварианта, имеющего размерность действия [4, 5].

Основная цель этой работы — представить полную электродинамику (ПЭД) — детерминированную, теоретико-полевую модель, построенную на адиабатически эволюционирующем пространстве-времени, — и продемонстрировать, как квантование возникает как геометрическое следствие без обращения к квантовым постулатам. В рамках этого подхода мы обобщаем структуру метрики пространства-времени от римановой к финслеровой геометрии, $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x, \dot{x})$, где метрика явно зависит как от координат положения, так и от координат скорости. Это обобщение мотивировано тем фактом, что финслерова геометрия представляет собой естественное расширение римановой геометрии, причем последняя восстанавливается как частный предельный случай, когда метрика становится независимой от переменных скорости. Такая геометрическая модель обеспечивает непротиворечивое описание физических систем, эволюционирующих на нестационарном пространстве-времени, где геометрия, влияющая на движения материи и полей, может зависеть от локального состояния движения. Полученная зависимость от скорости структура естественным образом позволяет сформулировать связанную динамику заряженной материи, электромагнитных полей и развивающейся геометрии пространства-времени в рамках единого вариационного подхода.

В Полной Электродинамике квантование формулируется не как процедура наложения операторных правил, а как динамическое условие совместности. Ниже в настоящей работе будет показано, что взаимосвязанная нелинейная система «заряженные частицы — трансверсальное электромагнитное поле — геометрия пространства-времени» допускает устойчивые периодические решения только на дискретном множестве траекторий, удовлетворяющих спектральному условию фазовой монодромии. При этом постоянная Планка $\hbar$ естественно возникает как локальное численное значение адиабатического инварианта ТЭМП, определяемое непосредственно через наблюдаемые космологические параметры — параметр Хаббла H и параметр замедления q . Таким образом, $\hbar$ выступает количественной мерой локальной нестационарности пространства-времени.

Логическая цепочка предлагаемой исследовательской программы имеет вид:

космологическое красное смещение $\rightarrow$ эволюция метрики $\rightarrow$ возникновение адиабатического инварианта ТЭМП ($\hbar$) $\rightarrow$ спектральный отбор допустимых траекторий через фазовую монодромию $\rightarrow$ дискретность энергетических спектров.

Анализируя уравнения поля и движения, выведенные из единого вариационного принципа, мы демонстрируем, что ПЭД объединяет несколько ключевых физических явлений в рамках единого детерминированного геометрического механизма:

- (i) Природа постоянной Планка: Рассчитанное строго из локальных космологических данных (H_0, q_0)

теоретическое значение адиабатического инварианта ТЭМП совпадает с лабораторным значением $\hbar$ с точностью $\sim 1\%$.

- (ii) Квантование связанных состояний: Самосогласованные уравнения «заряд - поле - геометрия» автоматически воспроизводят релятивистский спектр водорода Зоммерфельда как условие сохранения фазовой когерентности для замкнутой системы.
- (iii) Космологический красный сдвиг: Непрерывная потеря энергии фотоном выводится напрямую из несохранения лоренц-инвариантов поля в эволюционирующей метрике и оказывается пропорциональной $\hbar$.
- (iv) Топологические эффекты (Ааронова — Бома): Электрический и магнитный эффекты Ааронова — Бома получают естественное объяснение как прямое проявление динамической анизотропии пространства, возникающей при движении заряда, без необходимости постулирования неинтегрируемых «нулевых потенциалов».

Вместо модификации уравнений Максвелла на заданном искривленном фоне, ПЭД предлагает целостную электродинамическую теорию, в которой классическая электродинамика, квантовая механика, космологические эффекты и топологические фазовые явления естественным образом возникают как различные предельные аспекты единой финслеровой геометрии.

Важно подчеркнуть, что полная электродинамика удовлетворяет принципу соответствия и обладает полной обратной совместимостью с классической физикой: в пределе $\hbar \rightarrow 0$ (соответствующем строго статическому пространству-времени Минковского) уравнения поля полной электродинамики тождественно сводятся к стандартным уравнениям Максвелла. Объединяя всю область физических явлений — от микроскопической квантовой динамики до макроскопических релятивистских систем и космологии — полная электродинамика демонстрирует, что стандартные квантово-механические волновые уравнения не являются независимыми первичными постулатами, а представляют собой производные математические следствия лежащей в их основе полной электродинамической системы. Таким образом, полная электродинамика обеспечивает согласованную, логически замкнутую структуру, которая охватывает классическую электродинамику, квантовую механику, ОТО и космологию в рамках единого геометрического фундамента.

Статья организована следующим образом. В Разделе 2 ТЭМП рассматривается как физический детектор эволюции геометрии. В Разделе 3 представлен точный и детальный вывод адиабатического инварианта $h(H, q)$ и проведено его сопоставление с лабораторными измерениями. В Разделе 4 из вариационного принципа выводятся первая и вторая пары уравнений ПЭД, а также обобщенные уравнения движения заряда. В Разделе 5 анализируются физические следствия теории (спектр водорода, красный сдвиг, эффект Ааронова — Бома). В Разделе 6 обсуждаются онтологические и концептуальные аспекты полученных результатов, а Раздел 7 содержит заключительные выводы.

2. Электромагнитное поле как детектор эволюции метрики

Современные космологические наблюдения убедительно доказывают нестационарность Вселенной. Наблюдаемое космологическое красное смещение служит прямым экспериментальным доказательством того, что метрика пространства-времени эволюционирует. В то же время фундаментальные уравнения физики (уравнения Максвелла, уравнения квантовой механики) исторически формулировались для случая строго стационарной геометрии. Учитывая современные данные, такую идеализацию нельзя признать удовлетворительной. Поэтому возникает естественный вопрос: как должна быть сформулирована электродинамика, если исходной предпосылкой является не стационарная, а адиабатически эволюционирующая геометрия пространства-времени?

Существование красного смещения приводит к важному физическому следствию: электромагнитное излучение, распространяющееся в расширяющемся пространстве-времени, реагирует на изменения метрического тензора. В этом контексте ТЭМП выступает в качестве физического детектора геометрической эволюции. Наблюдаемая потеря энергии фотоном (космологическое красное смещение) показывает,

что поле неизбежно чувствительно не только к локальной кривизне, но и к ее производной по времени. Следовательно, этот вклад нестационарности метрики должен учитываться непосредственно при выводе уравнений, описывающих систему «поле — частицы».

При выводе фундаментальных уравнений современной физики из первых принципов мы исходим из принципа наименьшего действия, в рамках которого изменение геометрии должно в первую очередь проявляться в самой структуре действия. В стандартной квантовой механике и классической электродинамике априори предполагается неявный постулат о замкнутости и изолированности физической системы (стационарности метрики), что выражается в требовании вариации действия $\delta S_m = 0$. Однако в условиях адиабатического изменения геометрии система перестает быть замкнутой. Энергия и импульс больше не являются точными интегралами движения, и изменение метрики должно быть учтено в уравнениях движения, что требует учета дополнительного вклада в действие.

Подчеркнем здесь, что реальная геометрия Вселенной нам неизвестна.

Аксиоматическая фиксация какой-либо конкретной метрики на начальном этапе неизбежно привела бы к введению дополнительных предположений. В результате мы снова получили бы аксиоматическое построение теории, которого мы в данном случае пытаемся избежать. К счастью, в случае адиабатически медленного изменения метрического тензора мы можем с высокой точностью линейаризовать задачу и отделить вариацию вклада, обусловленного изменением метрики δS_m , от «обычной» вариации действия для системы, рассматриваемой в стационарной геометрии δS_m . В этом случае мы не требуем привязки к конкретной метрике и далее в этой работе можем использовать только экспериментально установленный факт адиабатического изменения метрики со временем, тем самым избегая необходимости в дополнительных аксиомах. В адиабатическом приближении вариация обычного «стационарного» действия должна быть дополнена слагаемым, учитывающим вклад временной эволюции метрики δS_m . В линейном адиабатическом приближении это приводит к следующему фундаментальному условию:

$$\delta S_m(x) = \delta S_m(x, \dot{x}) . \quad (2.1)$$

Здесь δS_m соответствует вариации действия системы в стационарной метрике, тогда как δS_m описывает в линейном приближении вклад, обусловленный временной эволюцией геометрии. Именно это слагаемое в линейном приближении описывает постепенную потерю энергии ТЭМП, наблюдаемую как космологическое красное смещение. Единственной приблизительно сохраняющейся величиной для ТЭМП в таких условиях является адиабатический инвариант.

Физическая значимость этого вывода выходит далеко за рамки космологии. Проблема возникновения квантования в этом случае переформулируется следующим образом:

- (i) Эволюция геометрии приводит к несохранению энергии-импульса ТЭМП.
- (ii) В этом случае естественным образом возникает адиабатический инвариант ТЭМП, имеющий размерность действия и численно равный постоянной Планка.
- (iii) Существование этого инварианта накладывает ограничения на электромагнитные взаимодействия, допуская реализацию только тех траекторий заряженных частиц, которые удовлетворяют условию $ET = \hbar = 6.6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$ и являются самосогласованными решениями уравнений Полной электродинамики (ПЭД).
- (iv) Этот отбор траекторий проявляется как квантование энергетических спектров.

Для количественного описания этого механизма необходимо вычислить вариацию импульса ТЭМП, обусловленную адиабатической эволюцией метрики. Запишем в линейном приближении изменение импульса, вызванное эволюцией метрики. Учитывая, что ТЭМП является существенно двухмерной структурой (тензор Фарадея имеет ранг 2), мы можем выразить вариацию импульса на единицу объема в сферической системе координат через вариацию радиуса кривизны пространства R следующим образом:

$$\delta P = \frac{-c^3}{2\pi G} \frac{1}{R^3} \delta R . \quad (2.2)$$

Это соотношение вытекает непосредственно из уравнений Эйнштейна и связывает динамику кривизны с вариацией импульса поля в сферическом объеме. Поскольку ТЭМП распределено по объему λ^3 , оно ожидаемо будет чувствительным к такому изменению метрики со временем, и возникнет крошечное изменение импульса, которое представляет для нас непосредственный интерес. Выражение (2.2) важно, поскольку оно естественным образом позволяет нам вычислить адиабатический инвариант поля.

3. Полевой адиабатический инвариант, порожденный эволюцией метрики

Насколько нам известно, задача о поиске адиабатического инварианта для математического маятника с адиабатически меняющейся длиной нити впервые была поставлена и решена на Сольвеевском конгрессе в начале XX века. Тогда было показано, что для такого маятника приблизительно сохраняющейся величиной (адиабатическим инвариантом) является произведение энергии на период: $ET \approx \text{const}$. Однако отсутствие в то время данных о расширении Вселенной ограничило обсуждение гипотетическими примерами.

Сегодня мы знаем, что метрика Вселенной нестационарна, что превращает ТЭМП в осциллятор с адиабатически меняющимися параметрами. Из этого факта следует, что в линейном приближении ТЭМП обладает приблизительно сохраняющимся адиабатическим инвариантом. Найдем теперь величину этого адиабатического инварианта.

Выражение (2.2) дает величину изменения импульса в зависимости от изменения радиуса кривизны. Однако мы не знаем точного выражения для метрики Вселенной, в которой мы живем, но мы можем перевыразить кривизну и ее вариацию через наблюдаемые космологические параметры. Степень локальной нестационарности метрики характеризуется наблюдаемыми космологическими параметрами. Это постоянная Хаббла, определяющая скорость расширения, и космологическая постоянная, описывающая ускорение расширения. Учитывая, что нас интересует численное значение инварианта в земной лаборатории, мы можем сразу выразить вариацию кривизны через эти геометрические параметры (см. [4]). Но сначала следует сделать краткое замечание.

С одной стороны, космологическая постоянная Λ является модельно-зависимой величиной, вычисляемой в рамках модели Λ -CDM при выполнении условия $\Omega_b + \Omega_{DM} + \Omega_\Lambda = 1$ [14]. С другой стороны, хорошо известно, что темная материя (ТМ) — это эффективный феноменологический параметр, введенный для компенсации неадекватности модели, основанной исключительно на ньютоновской механике, используемой для описания кривых вращения галактических дисков. Однако недавно было доказано, что нет необходимости в аксиоматическом введении темной материи для объяснения кривых вращения галактик.

Так, в работе [6] было продемонстрировано, что проблема кривых вращения и темной материи в галактиках возникла из-за того, что изначально использовалась неполная модель системы. В этой же работе было показано, что плоские кривые вращения галактик прекрасно объясняются на любом расстоянии от центра в рамках полной модели, учитывающей кинетику газа. Иными словами, если последовательно учитывать все значимые взаимодействия, нет необходимости постулировать ненаблюдаемую сущность в виде темной материи. Более того, полная модель галактического диска воспроизводит не только общий тренд, но и тонкую структуру вращения, включая асимметрию [8]. Таким образом, полученные результаты показывают, что допустимая доля темной материи в галактиках не может превышать нескольких процентов от барионной массы. Если бы ТМ действительно присутствовала в галактиках в значительных количествах, рассчитанные кривые вращения кардинально отличались бы от наблюдаемых (см. работы цитированные выше).

Таким образом, когда учитываются все значимые взаимодействия, аксиоматическое введение ТМ в модель галактической динамики становится не только ненужным, но и невозможным. Этот факт, а также ряд недавних наблюдений телескопа JWST указывают на то, что опираться в расчетах на опубликованные модельно-зависимые значения Λ , рассчитанные в рамках модели Λ -CDM, было бы не совсем корректно, поскольку ее рассчитанное значение, представленное в литературе, может быть существенно занижено. По этой причине мы проведем численные расчеты выражения (2.2) в терминах явно измеренной постоянной Хаббла H и путем взятия непосредственно наблюдательно восстановленных

значений параметра замедления q , значения которого свободны от модельного параметра Ω_{DM} и, следовательно, представляют собой надежные геометрические данные.

Варьируя соотношение $R = c/(2H)$, получаем $\delta R = -c/(2H^2)\delta H$. Тогда уравнение (2.2) принимает вид:

$$\delta P = \frac{2cH}{\pi G} \delta H \quad (3.1)$$

Из закона Хаббла сразу следует вариация:

$$x \delta H = \ddot{x} \delta t - H \delta x \quad (3.2)$$

$$\delta H = -(q+1)H^2 \delta t \quad (3.3)$$

И затем

$$\delta P = -\frac{2cH^3}{\pi G} (q+1) \delta t \quad (3.4)$$

Это вариация изотропно направленного импульса обусловленная изменением метрики внутри единичного сферического объема. Поскольку нас интересует фотон, перейдем теперь от сферического единичного объема к евклидовому:

$$\delta p = -\frac{cH^3}{2\pi^2 G} (q+1) \delta t \quad (3.5)$$

Здесь мы также учли, что интересующая нас система (ТЭМП) имеет импульс, направленный только в одном направлении. Как хорошо известно, для фотона с высокой точностью выполняется следующее соотношение:

$$\delta \epsilon = c \delta p \quad (3.6)$$

Таким образом, из выражения (3.5) следует изменение энергии ТЭМП на кубический сантиметр из-за изменения метрики, выраженное через наблюдаемые параметры H и q :

$$\delta \epsilon = -\frac{c^2 H^3}{2\pi^2 G} (q+1) \delta t \quad (3.7)$$

Из адиабатического инварианта (фаза инвариантна) $ET = \text{const.}$ имеем:

$$\frac{\delta E}{E} = -\frac{\delta T}{T} \quad (3.8)$$

откуда

$$ET = -\frac{\delta E}{\delta T} T^2 \quad (3.9)$$

Отметим, что выражения (3.8) и (3.9) были записаны для фотона, локализованного в объеме λ^3 и временном интервале T . Однако те же соотношения справедливо выполняются и тогда, когда мы рассматриваем энергию фотона на 1 см^3 и за 1 секунду (напомним, что постоянная Планка измеряется именно в стандартных размерностях СГСЕ). Тогда мы переписываем выражение (3.9) в следующем виде:

$$\epsilon t = -\frac{\delta \epsilon}{\delta t} t_0^2 \quad (3.10)$$

где t_0 соответствует 1 секунде. Подстановка этого выражения в (3.7) дает:

$$\epsilon t = \frac{c^2 H^3}{2\pi^2 G} (q+1) t_0^2 \quad (3.11)$$

Здесь, как уже упоминалось, величина t_0 является константой, равной одной секунде (т.е. времени,

в течение которого выполняется измерение физической величины адиабатического инварианта). Таким образом, получено аналитическое выражение для адиабатического инварианта ТЭМП, которое полностью определяется наблюдаемыми характеристиками локальной эволюции метрики. Его существование непосредственно следует из нестационарности метрики и может быть рассчитано для любой геометрической модели (любой метрики) через наблюдаемые параметры H и q . Появление инварианта ТЭМП с размерностью действия имеет фундаментальное значение. Оно дает возможность не только прояснить физический смысл и вычислить значение постоянной Планка, но и получить квантование как следствие адиабатической эволюции геометрии, а не как набор независимых постулатов модели.

Полученное выражение (3.11) допускает прямую экспериментальную проверку, поскольку все входящие в него параметры измеряются независимо. Рассчитаем локальное значение этого инварианта и сравним значение, полученное из геометрии, со значением h , измеренным в земной лаборатории. Поскольку Вселенная расширяется с ускорением и указанные параметры зависят от z , нам понадобятся численные значения параметров $H(z \approx 0)$ и $q_0 = q(z \approx 0)$, измеренные как можно ближе к нашему скоплению галактик. Для этих целей лучше всего подходят наблюдения сверхновых типа Ia (SNIa).

В качестве первого примера возьмем измеренное значение $H(0) = 73.8 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$ из работы Riess et al. [15]. Что касается параметра q_0 , то его значение в современной литературе варьируется от -0.25 до -0.49 . Для нашей оценки мы возьмем среднее значение из недавних измерений, $q_0 = -0.3$. В этом случае расчет адиабатического инварианта ТЭМП по формуле (3.11) дает: $h_{\text{теория}} = 6.54 \times 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$, что с погрешностью около 1% соответствует лабораторному значению $h_{\text{эксп}} = 6.626 \times 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$.

В качестве второго примера возьмем недавние измерения группы Вердуго Verdugo et al. [16]. Указанные авторы приводят следующие измеренные значения для интересующих параметров: $q_0 = -0.25$, $H(0) = 72.9 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$. В этом случае прямой расчет постоянной Планка по формуле (3.11) дает: $h_{\text{теория}} = 6.73 \times 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$. Отклонение от лабораторного значения составляет всего 1.6%. Таким образом, мы получили значение адиабатического инварианта ТЭМП, имеющего размерность действия, которое численно совпадает с постоянной Планка на уровне около 1%. Подчеркнем, что эта погрешность рассчитанного значения согласуется с экспериментально измеренным значением постоянной Планка до второй значащей цифры. Оставшееся расхождение лежит в пределах неопределенностей наблюдений параметра Хаббла H и замедления q_0 .

Полученный результат имеет большое значение и допускает три уровня интерпретации. Прежде всего, рассчитанный адиабатический инвариант обладает правильной физической размерностью действия, что является необходимым условием для его сравнения с постоянной Планка. Кроме того, использование независимо измеренных космологических параметров приводит к численному значению инварианта, которое с высокой точностью совпадает с лабораторным значением постоянной Планка. Таким образом, согласие возникает не из-за выбора параметров модели, а непосредственно из наблюдаемых характеристик локальной эволюции геометрии пространства-времени. Иными словами, величина рассчитанного адиабатического инварианта указывает на то, что его влияние становится существенным в микромире и, следовательно, должно последовательно учитываться в уравнениях электродинамики.

Наконец, это совпадение допускает новую физическую интерпретацию постоянной Планка. В рамках предлагаемого подхода значение h рассматривается не как независимая фундаментальная константа, введенная аксиоматически, а как локальное значение адиабатического инварианта трансверсального электромагнитного поля, возникающего из-за медленной эволюции геометрии пространства-времени. При таком подходе постоянная Планка перестает быть исходным элементом теории и становится наблюдаемым следствием более общей электродинамической структуры.

Этот результат демонстрирует, что постоянная Планка (и, следовательно, постоянная тонкой структуры — основной параметр, по которому проводится разложение в квантово-механической теории возмущений) перестает быть независимым аксиоматическим параметром. Вместо этого она становится одним из важнейших экспериментально проверяемых следствий адиабатического изменения локального геометрического состояния Вселенной, а также следствием Полной электродинамики.

В заключение подчеркнем еще одно важное обстоятельство. В предлагаемом подходе наблюдаемое космологическое ускорение (параметр замедления или космологическая постоянная) не вводится аксиоматически с помощью дополнительного источника энергии. Оно возникает непосредственно из геометрической структуры пространства-времени. Эта же геометрическая структура приводит к появ-

лению адиабатического инварианта, который численно совпадает с постоянной Планка. Следовательно, космологическое ускорение и квантование оказываются двумя проявлениями единого геометрического механизма.

4. Полная электродинамика

Выше было показано, что адиабатический инвариант электромагнитного поля может быть выражен через наблюдаемые космологические параметры и численно совпадает с постоянной Планка. Этот результат был получен в рамках геометрической модели, в которой метрический тензор зависит не только от координат, но и от скоростей. Полученная геометрическая конструкция приводит не только к появлению адиабатического инварианта, но и к модификации самих уравнений электродинамики. К их выводу мы теперь и переходим.

В дальнейшем, для построения полной электродинамики, нам понадобятся только два физически обоснованных предположения:

1. Кривизна пространства-времени адиабатически меняется со временем.
2. Электромагнитное поле описывается 4-потенциалом A_μ .

Далее тензор Фарадея определяется из него обычным образом: $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

4.1. Первая пара уравнений полной электродинамики

В случае (псевдо)римановой геометрии, когда ЭМ поле описывается тензором Фарадея, первая пара уравнений Максвелла имеет вид:

$$\partial_{[\alpha} F_{\beta\gamma]} = 0, \quad (4.1)$$

Следует отметить, что первая пара уравнений Максвелла представляет собой геометрическое тождество, а не динамическое уравнение.

В случае расширяющейся Вселенной, описываемой римановой геометрией со симметричными связностями, та же первая пара уравнений электродинамики (4.1) получается автоматически, поскольку метрический тензор не зависит от скорости. Однако ситуация коренным образом меняется при переходе к более общей финслеровой геометрии. В этом случае метрический тензор зависит как от координат, так и от скорости, в результате чего тензор Фарадея принимает вид:

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = A_{\nu;\mu} - A_{\mu;\nu}, \quad (4.2)$$

где ковариантные производные также содержат коэффициенты Картана:

$$C_{\mu\nu\sigma} = \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial \dot{x}^\sigma}. \quad (4.3)$$

Следует подчеркнуть, что переход к финслеровой геометрии диктуется не только ее большей математической общностью. Именно эта геометрическая структура лежит в основе результатов предыдущего раздела. Таким образом, модификация первой пары уравнений Максвелла, полученная ниже, является не дополнительным предположением, а прямым следствием уже построенной модели.

Для малого отклонения от метрики Робертсона-Уокера мы можем записать:

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(RW)} + \varepsilon_{\mu\nu}(x, \dot{x}), \quad (4.4)$$

где

$$|\varepsilon_{\mu\nu}| \ll 1, \quad (4.5)$$

и тогда оценка дает величину

$$C_{\mu\nu\sigma} = \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon_{\mu\nu}}{\partial \dot{x}^\sigma}. \quad (4.6)$$

Следовательно, сами коэффициенты Картана являются величинами первого порядка малости. Оценим порядок величины вклада этих малых слагаемых в первую пару уравнений. Поскольку в рассматриваемом случае присутствует только один характерный масштаб, $R^{-1} = 2H/c$, естественно ожидать, что $C_{\mu\nu}^\sigma \simeq \mathcal{O}(R^{-1})$. Тогда дополнительный вклад в тензор Фарадея можно оценить как:

$$\Delta F_{\mu\nu} \simeq \mathcal{O}\left(\frac{A_\sigma \delta \dot{x}^\rho}{R}\right). \quad (4.7)$$

Отметим, что это оценочное выражение; поэтому правило суммирования по тензорным индексам для него не соблюдается.

Поскольку мы рассматриваем физическую эволюцию фотона в реальной Вселенной, очевидно, что нас интересует движение вдоль мировой линии. В этом случае выполняется следующее соотношение: $d\dot{x}^\nu = \ddot{x}^\nu dt$. Подставляя $\ddot{x} = -qH^2 x$ в это выражение, получаем: $\delta \dot{x} = -qH^2 x \delta t$. Но поскольку $\delta x = \dot{x} \delta t = Hx \delta t$, отсюда следует, что $\delta \dot{x} = -qH \delta x$. Или, наконец, имеем:

$$\delta \dot{x}^\nu = -qH \delta x^\nu. \quad (4.8)$$

В этом случае мы получаем оценку величины поправки к тензору поля в линейном приближении:

$$\Delta F_{\mu\nu} \simeq \mathcal{O}\left(\frac{qH}{R} A_\sigma \delta x^\rho\right). \quad (4.9)$$

Учитывая, что $R^{-1} = 2H/c$, мы можем окончательно записать:

$$\Delta F_{\mu\nu} \simeq \mathcal{O}\left(\frac{2qH^2}{c} A_\sigma \delta x^\rho\right). \quad (4.10)$$

Переносим полученные поправки в правую часть, получаем первую пару уравнений ПЭД для тензора Фарадея:

$$\partial_\sigma F_{\mu\nu} + \partial_\mu F_{\nu\sigma} + \partial_\nu F_{\sigma\mu} = \mathcal{O}(\Delta F_{[\mu\nu,\sigma]}). \quad (4.11)$$

Подставляя оценки измеренных величин ($H = 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ и $q = 0.1$), мы можем сделать вывод, что первая пара уравнений полной электродинамики тождественно возникает из определения тензора Фарадея, и в случае геометрии, описываемой метрикой Финслера, она совпадает с первой парой уравнений Максвелла с точностью до слагаемых, имеющих порядок величины 10^{-47} . Таким образом, отклонение от риманова выражения определяется непосредственно величиной постоянной Хаббла и наблюдаемым космологическим ускорением через параметр q . Из-за чрезвычайно малого значения постоянной Хаббла эта поправка оказывается исключительно малой в современной Вселенной (что объясняет «эффективную римановость» геометрии на малых масштабах), хотя она может стать существенной вблизи черных дыр и служить индикатором наличия очень большой кривизны, при которой первая пара уравнений электродинамики также заметно изменится. Однако, поскольку мы заинтересованы в построении полной электродинамики для земной лаборатории, мы не будем учитывать эту малую поправку в дальнейшем.

4.2. Вторая пара уравнений полной электродинамики

Чтобы получить вторую пару уравнений полной электродинамики, нас будет интересовать поправка к вариации действия системы, индуцированная адиабатическим изменением координат многообразия. В силу наблюдаемого расширения Вселенной источником изменений электромагнитного поля в рамках рассматриваемой модели является адиабатическая деформация самого многообразия. Поэтому естественный класс вариаций в интересующем нас случае составляют вариации координат, а не независимые вариации компонент поля. В этом случае на адиабатически меняющемся многообразии вариация электромагнитного действия не приводит к стандартным уравнениям Эйлера — Лагранжа (второй паре уравнений Максвелла). Вместо локального условия $\delta S/\delta A_\mu = 0$ возникает более общее соотношение, нелинейное по полю и содержащее адиабатический инвариант с размерностью действия. Иными

словами, в вариации появляется дополнительное слагаемое, связанное с адиабатической эволюцией геометрии.

Мы снова начинаем с выражения (2.1):

$$\delta S_m(x) = \delta S_M(x), \quad (4.12)$$

где смысл входящих в него слагаемых уже объяснялся ранее. Поскольку нашей целью сейчас является вторая пара уравнений электродинамики, мы задаем ток j^α априори, и тогда (на основе Предположения 2) левую часть этого выражения можно записать в виде:

$$\delta S_m = -\frac{1}{c} \int_{\Omega} \left[\frac{1}{c} j^\alpha \delta A_\alpha + \frac{1}{16\pi} \delta(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) \right] d\Omega \quad (4.13)$$

Поскольку нас интересует поправка к вариации действия системы, вызванная адиабатическим изменением координат многообразия, мы можем записать:

$$\delta S_m = -\frac{1}{c} \int_{\Omega} \left[\frac{1}{c} j^\mu + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} \right] A_{\mu,\sigma} \delta x^\sigma d\Omega \quad (4.14)$$

На основе Предположения 1 (касающегося расширения Вселенной) правая часть, соответствующая полученному нами выше адиабатическому инварианту, записывается как:

$$\delta S_M = \int_{\Omega} \frac{h}{(x_0^\sigma)^2} \delta x^\sigma d\Omega \quad (4.15)$$

Объединяя правую и левую части, мы окончательно получаем следующие уравнения движения поля для заданного тока j^μ :

$$\frac{1}{c} \left[\frac{1}{c} j^\mu + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} \right] A_{\mu,\sigma} = -\frac{h}{(x_0^\sigma)^2} + \mathcal{O}(h^2) \quad (4.16)$$

Это вторая пара уравнений полной электродинамики, построенная нами на адиабатически меняющемся многообразии Финслера.

Следует подчеркнуть, что по индексу σ в этом выражении суммирование не предполагается. Величина x_0^σ , стоящая в знаменателе правой части, представляет собой фундаментальный единичный масштаб (калибровку), выбранный для проведения численных расчетов в конкретной системе единиц. Поскольку постоянная Планка традиционно измеряется и определяется относительно стандартных лабораторных масштабов длины и времени, мы полагаем x_0^σ равным единичным размерностям системы СГСЕ (т.е. 1 см для пространственных компонент и 1 сек. для временной компоненты, где $x_0^0 = c \cdot 1$ сек.). Этот выбор не нарушает ковариантности лежащей в основе теории, а скорее отражает стандартную процедуру нормировки, необходимую для сопоставления геометрических инвариантов многообразия с экспериментально наблюдаемыми величинами.

Отметим также, что это уравнение является нелинейным относительно поля A_μ . Именно эта нелинейность, вводимая постоянной Планка, впоследствии приводит нас к факту существования дискретных решений (траекторий) описанному в разделе 5.1.

Как хорошо известно, в ортодоксальной квантовой механике адиабатическое изменение метрики никоим образом не учитывается в основных уравнениях. Также в них в явном виде отсутствует трансверсальное электромагнитное поле, через которое реализуются все взаимодействия и переходы в системе. В ортодоксальной постулированной КМ трансверсальное электромагнитное поле входит в уравнения неявно в виде разложений по волновым функциям соответствующей задачи Штурма — Лиувилля [7].

В отличие от ортодоксальной квантовой механики, где ТЭМП учитывается лишь неявно в виде волновых функций [7] и совершенно не учитывается нестационарность метрики, ПЭД дает прямое описание взаимодействия между полем и геометрией, объединяя их в рамках единого вариационного

принципа (2.1). В результате как изменение метрики, так и ТЭМП в явном виде (второе слагаемое в левой части выражения (4.16)) изначально включаются в уравнения полной электродинамики.

Легко видеть, что в пределе, когда постоянная Планка стремится к нулю, выражение (4.16) переходит во вторую пару уравнений Максвелла. Этот предел соответствует переходу от искривленного нестационарного многообразия Финслера к плоскому и изотропному пространству, описываемому геометрией Минковского. Таким образом, физический смысл постоянной Планка может быть сведен к геометрическим свойствам нашей Вселенной. В этом случае постоянная Планка (адиабатический инвариант ТЭМП) является мерой отклонения локальной геометрии нашей Вселенной от плоской и стационарной геометрии Минковского. В то же время малость адиабатического инварианта указывает на малость такого отклонения.

4.3. Уравнения движения зарядов в заданном поле

В предыдущих частях этой работы были получены и проанализированы полные уравнения электродинамики. Они применимы к случаям, когда движение заряженной частицы (или вектор 4-тока j^μ) задано изначально. Для построения самосогласованной теории мы должны также рассмотреть динамику зарядов в заданном поле.

Рассмотрим заряд и электромагнитное поле на адиабатически меняющемся многообразии Финслера (см. уравнение (2.1)). В общем случае для множества зарядов мы имеем действие:

$$- \sum \int mcds - \frac{1}{c} \int_{\Omega} \left[\frac{1}{c} j^\alpha A_\alpha + \frac{1}{16\pi} (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) \right] d\Omega = S_M, \quad (4.17)$$

которое описывает квантовые свойства нашей системы. Для определенности рассмотрим одну заряженную частицу (для нескольких частиц вывод аналогичен). Поскольку нас интересует взаимодействие между полем и зарядом, мы можем ограничиться первыми двумя слагаемыми в (4.17). В этом случае, варьируя (4.17), получаем:

$$-\delta \int \left(mcds + \frac{e}{c} A_\alpha dx^\alpha \right) = \delta S_M, \quad (4.18)$$

откуда следует:

$$\int \left[mc \frac{du_\mu}{ds} - \frac{e}{c} \left(\frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} \right) u^\nu \right] \delta x^\mu ds = - \int \frac{\eta^\mu}{(x_0^\mu)^2} \delta x^\mu ds. \quad (4.19)$$

Здесь правая часть уравнения имеет ту же природу и смысл, что и во второй паре уравнений ПЭД, полученных нами ранее. Окончательно уравнение движения принимает вид:

$$mc \frac{du_\mu}{ds} - \frac{e}{c} F^{\mu\nu} u_\nu = - \frac{\eta^\mu}{(x_0^\mu)^2}. \quad (4.20)$$

Это уравнение движения заряженной частицы массы m в заданном поле. По сути, уравнение движения (4.20) с правой частью $-\frac{\eta^\mu}{(x_0^\mu)^2}$ в классическом пределе представляет собой обобщение второго закона Ньютона. При этом параметр в правой части уравнения (4.20) играет роль «силы квантового трения» или «направляющего поля», которое препятствует хаотическому движению частицы и заставляет ее занимать определенные энергетические уровни.

Рассмотрим теперь некоторые важные решения полученных нами уравнений.

5. Физические следствия и проверки Полной электродинамики

Как было показано выше, существование адиабатического инварианта устанавливает наличие выделенного масштаба действия для динамической электромагнитной системы, связанной с эволюцией метрики. Более того, из принципа наименьшего действия мы вывели уравнения полной электродинамики, которые описывают как квантовые, так и релятивистские явления. Теперь, используя полученные выше результаты, мы рассмотрим некоторые следствия и оценки, которые могут служить аргументами и доказательствами справедливости развиваемого здесь подхода.

Общие аргументы в пользу развитого выше формализма могут быть сформулированы следующим образом:

1. Доказанное существование адиабатического инварианта ТЭМП, с одной стороны, и существенно электромагнитная природа всех наблюдаемых взаимодействий, с другой стороны, указывают на необходимость корректного учета влияния этого инварианта в физике.
2. Величина адиабатического инварианта ТЭМП совпадает со значением постоянной Планка $\hbar$, измеренным в лаборатории, в пределах погрешностей измерения геометрических параметров H и q , характеризующих геометрию локальной части Вселенной. Этот факт указывает на значимость адиабатического инварианта для систем в микромире.
3. В рамках ПЭД все основные уравнения КМ выводятся из первых принципов без аксиом (см. Lirovka et al. [7]). В результате этого вывода они приобретают физический смысл. В частности, становится понятен смысл волновых функций и появляется возможность дать объяснение парадоксу ЭПР, поскольку при таком выводе ТЭМП появляется в уравнениях в явном виде, а не в форме волновых функций. Таким образом, КМ и КТП являются следствиями ПЭД, а это означает, что все эксперименты, согласующиеся с КМ и КТП, также автоматически согласуются и с ПЭД.
4. Поскольку как КМ, так и ОТО (Общая теория относительности) с электродинамикой следуют из ПЭД (уравнения Максвелла являются очевидным результатом предельного перехода $\hbar \rightarrow 0$ в уравнениях ПЭД), становится ясно, что ПЭД представляет собой более фундаментальную структуру, охватывающую все указанные области физики.
5. ПЭД (в отличие от КМ и КТП) не требует множества аксиом для своего построения, что позволяет легко воспринимать физический смысл как самой ПЭД, так и следующих из нее уравнений КМ.

Рассмотрим теперь некоторые менее тривиальные следствия полученных уравнений.

5.1. Самосогласованность уравнений поля и геометрическое происхождение квантования

В этом разделе мы демонстрируем возникновение квантования, как прямого следствия геометрической структуры полной электродинамики. Для наглядности мы ограничиваем обсуждение атомом водорода, который предоставляет простейший пример, иллюстрирующий механизм, посредством которого связанная система «заряженная частица — электромагнитное поле — геометрия пространства-времени» допускает только дискретный набор устойчивых самосогласованных решений.

В рамках ПЭД динамика определяется двумя взаимно связанными уравнениями. Вторая пара уравнений ПЭД, описывающая возбуждение электромагнитного поля заданным током j_{def}^μ , имеет вид

$$\frac{1}{c} \left[\frac{1}{c} j_{\text{def}}^\mu + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} \right] A_{\mu,\sigma} = - \frac{\eta^\sigma}{(x_0^\sigma)^2}, \quad (5.1)$$

где суммирование по σ не подразумевается. Здесь η^μ — геометрический адиабатический инвариант трансверсального электромагнитного поля, рассчитанный в предыдущем разделе, который, как было показано, численно совпадает с постоянной Планка.

Движение заряженной частицы описывается соответствующим уравнением, полученным в Разделе 4.3. Для идеализированного случая электрона, движущегося в чисто кулоновском поле, где присутствуют только продольные компоненты, оно сводится к

$$mc \frac{du^\mu}{ds} - \frac{e}{c} F_{\text{def}}^{\mu\nu} u_\nu = 0. \quad (5.2)$$

Строгое доказательство существования периодических решений для полной нелинейной системы УЧП выходит за рамки настоящей работы и требует отдельного математического анализа. Здесь мы ограничимся физическим механизмом, ответственным за появление дискретного спектра.

Существенной чертой системы (5.1)–(5.2) является ее внутренняя самосогласованность. Уравнение (5.1) определяет электромагнитное поле, создаваемое током, тогда как уравнение (5.2) определяет траекторию того же заряда в изначально заданном поле. Следовательно, поле и ток не могут быть выбраны независимо: допустимы только те периодические траектории, для которых оба уравнения удовлетворяются одновременно после одного полного орбитального периода.

Пусть $U(T)$ обозначает оператор эволюции за один орбитальный период. Требование того, чтобы поле, воспроизводимое после одного оборота, оставалось фазово-согласованным с траекторией частицы, накладывает условие монодромии

$$\Delta\varphi = 2\pi n,$$

которое немедленно приводит к

$$\oint p_i dq^i = n \eta. \quad (5.3)$$

Таким образом, правило квантования Бора — Зоммерфельда получается не как независимый постулат, а как спектральное условие, отбирающее нетривиальные периодические самосогласованные решения полной нелинейной системы. Поскольку инвариант η определяется космологическими параметрами, обсужденными в Разделе 2, постоянная Планка также перестает быть независимой аксиомой и становится производной геометрической величиной ($\eta = \hbar$).

Для круговой орбиты

$$\oint p_\phi d\phi = n\hbar, \quad (5.4)$$

что дает

$$r = \frac{n\hbar}{\gamma m v}. \quad (5.5)$$

Релятивистское уравнение движения дает

$$\frac{\gamma m v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}, \quad (5.6)$$

и подстановка выражения (5.5) в (5.6) приводит к

$$\frac{v}{c} = \frac{\alpha}{n}.$$

Полная релятивистская энергия равна

$$E = \gamma m c^2 - \frac{e^2}{r},$$

что с использованием выражения (5.6) тождественно сводится к

$$E = \frac{m c^2}{\gamma}.$$

Окончательно,

$$E_n = m c^2 \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{n^2}}, \quad (5.7)$$

Это выражение совпадает с релятивистским спектром Зоммерфельда для атома водорода (неподвижное ядро), демонстрируя, что стандартный квантово-механический энергетический спектр естественно

возникает из условия самосогласованности для полной системы уравнений поля и материи, а не из независимо постулированных правил квантования.

Таким образом, в рамках ПЭД квантование не появляется ни как фундаментальный постулат, ни как следствие первичного квантования энергии. Вместо этого оно возникает из синфазности движения заряда и возбуждаемого им поля, как математическое условие существования нетривиальных периодических самосогласованных решений полной нелинейной системы «заряженные частицы — электромагнитное поле — геометрия пространства-времени» или, эквивалентно, как спектральное условие (монодромии), отбирающее нетривиальные периодические самосогласованные решения полной нелинейной системы. Дискретные энергетические уровни приобретают смысл только после того, как этот геометрический отбор уже произошел.

5.2. Космологическое красное смещение и несохранение инвариантов

Рассмотрим свободное трансверсальное электромагнитное поле.

Рассмотрим вторую пару уравнений ПЭД (4.16). В данном случае нас интересует свободное поле, что означает, что ток в левой части тождественно равен нулю. Тогда уравнение принимает следующий вид (напомним, что, как и прежде, суммирование по индексу σ не подразумевается):

$$\frac{1}{4\pi c} \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} A_{\mu,\sigma} = -\frac{\eta^\sigma}{(x_0^\sigma)^2} + \mathcal{O}((\eta^\sigma)^2) \quad (5.8)$$

Рассмотрим левую часть. Пусть индекс σ соответствует нулевой компоненте ct . Тогда справедливо следующее тождество (для краткости опускаем здесь малые поправки):

$$\frac{1}{4\pi c} \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} A_{\mu,\sigma} = \frac{1}{8\pi c} \frac{\partial (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})}{\partial x^\sigma} + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial (F^{\mu\nu} A_{\mu,\sigma})}{\partial x^\nu} = -\frac{\eta^\sigma}{(x_0^\sigma)^2} \quad (5.9)$$

Проинтегрируем это выражение по объему:

$$\frac{1}{8\pi c} \int_V \partial_\sigma (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) dV + \frac{1}{4\pi c} \oint_{\partial V} F^{\mu\nu} A_{\mu,\sigma} n_\nu dS = - \int_V \frac{\eta^\sigma}{(x_0^\sigma)^2} dV . \quad (5.10)$$

Применяя теорему об дивергенции (теорему Гаусса) ко второму слагаемому, а также учитывая тот факт, что поверхностный интеграл обращается в ноль на бесконечности, получаем:

$$\frac{1}{8\pi c} \int_V \partial_\sigma (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) dV = - \int_V \frac{\eta^0}{(x_0^0)^2} dV . \quad (5.11)$$

Из этого выражения для сигнатуры $(+, -, -, -)$ явно следует, что:

$$\frac{1}{4\pi c^2} \partial_t \int_V (H^2 - E^2) dV = - \int_V \frac{\eta^0}{(x_0^0)^2} dV . \quad (5.12)$$

(В последнем выражении символы H и E обозначают напряженности магнитного и электрического полей соответственно).

Таким образом, мы видим, что инвариант Лоренца поля, как и ожидалось, не сохраняется в случае нестационарной метрики. Однако, как мы можем заметить, это несохранение пропорционально η , т.е. $\hbar$. Это означает, что в классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) инвариантность восстанавливается.

По аналогии с предыдущим случаем, используя первую и вторую пары уравнений ПЭД, несложно показать, что полная энергия поля не сохраняется. Однако это напрямую следует из полученного нами ранее выражения для изменения энергии поля со временем на единицу объема (см. выражение (3.7)):

$$\delta E = -\frac{c^2 H^3}{2\pi^2 G} (q+1) \delta t \quad (5.13)$$

Напомним, что в правой части этого выражения стоит адиабатический инвариант поля $h = h(H, q)$, возникающий вследствие нестационарности метрики $(g_{\mu\nu}(x, \dot{x}, t))$. Таким образом, уже из выражения (3.7) следует, что энергия поля не является сохраняющейся величиной.

5.3. Электрический и магнитный эффекты Ааронова — Бома

В этом разделе мы демонстрируем, как эффект Ааронова — Бома (ЭАБ), долгое время остававшийся неразрешенной загадкой природы, находит свое естественное объяснение в рамках ПЭД.

Как хорошо известно, ЭАБ долгое время не находил удовлетворительного объяснения ни в рамках классической электродинамики, ни в рамках ортодоксальной КМ. Это связано с тем, что необходимым условием существования ЭАБ является наличие «нулевых» потенциалов в общей структуре уравнений. Эти потенциалы не могут быть устранены калибровочными преобразованиями и не создают электромагнитных полей. Эти «нулевые потенциалы» с необходимостью возникают из «нетривиальной топологии» пространственной области, в которой движется частица. Примечательно, что точно такая же ситуация возникает в электродинамике анизотропных сред, где структура уравнений Максвелла исключает возможность регулярного выполнения граничных условий. Для регулярного выполнения граничных условий в анизотропных средах обычно вводится нулевой потенциал, который не создает электромагнитных полей, но учитывает анизотропию пространства.

Если рассматривать движение заряженной частицы в адиабатически эволюционирующей Вселенной, начальная и конечная точки ее траектории соответствуют разным геометрическим состояниям пространства-времени. Поэтому для движущегося наблюдателя возникает динамическая анизотропия, вызванная не внешними полями или материальной средой, а эволюцией самой метрики. Эта анизотропия меняет допустимые конфигурации электромагнитного поля и не может быть последовательно учтена моделями, построенными в стационарной метрике. Именно поэтому ни классическая электродинамика, ни ортодоксальная квантовая механика не способны дать последовательное объяснение эффекта Ааронова — Бома, что делает необходимым постулирование нулевых потенциалов. В полной электродинамике, напротив, изменяющаяся геометрия является частью исходной структуры уравнений. Следовательно, динамическая анизотропия возникает естественным образом и не требует введения дополнительных «нулевых» потенциалов.

В рамках ПЭД эта динамическая анизотропия возникает непосредственно как следствие структуры уравнений. В частности, для адиабатически расширяющегося многообразия Финслера нестационарность метрики изначально заложена в уравнения ПЭД; следовательно, анизотропия пространства возникает для любого движущегося тела автоматически как правая часть уравнения.

Действительно, движущийся заряд начинает свое движение во Вселенной, характеризующейся метрикой с начальной кривизной R_i . Пройдя свой путь, заряд оказывается во Вселенной, метрика которой имеет конечную кривизну R_f . Таким образом, эффекты Ааронова — Бома следует рассматривать как прямое проявление указанной пространственной анизотропии, возникающей для движущегося заряда из-за адиабатически меняющейся геометрии многообразия Финслера. Когда мы используем уравнения ПЭД для описания ЭАБ, нет необходимости в аксиоматическом введении нулевых потенциалов. Их роль выполняет адиабатически меняющаяся геометрия пространства, что непосредственно следует из второй пары уравнений ПЭД.

Рассмотрим ЭАБ более подробно. В отсутствие электрического и магнитного полей вдоль пути распространения рассматриваемой заряженной частицы второе слагаемое в уравнении ПЭД обращается в ноль. Однако оно по-прежнему имеет место внутри соленоида и влияет на нашу частицу: «Даже если магнитное поле обращается в ноль вне соленоида, сдвиг фазы электромагнитного поля (волновой функции) пропорционален соответствующему магнитному потоку внутри соленоида». Пренебрегая малым слагаемым $\mathcal{O}((\eta^\sigma)^2)$, получаем:

$$\frac{1}{c^2} j^\mu A_{\mu,\sigma} = -\frac{\eta^\sigma}{(x_0^\sigma)^2} \quad . \quad (5.14)$$

Но $j^\mu = (\rho c, \rho V^k)$ (где ρ — плотность заряда, а V^k — 3-скорость). Таким образом, если положить $\rho = e$ и учесть, что $\delta j^\mu = 0$ (по этой причине $A_\mu \partial_\sigma j^\mu = 0$ и $A_{\mu,\sigma} j^\mu = \partial_\sigma (A_\mu j^\mu)$), мы получаем, используя

теорему о дивергенции:

$$\frac{e}{c}A_0 = -\frac{\eta^0}{(x_0^0)} \quad , \quad \frac{e}{c}A_k V^k = -\frac{\eta^k}{(x_0^k)} \quad . \quad (5.15)$$

Эти уравнения описывают электрический и магнитный эффекты Ааронова — Бома (здесь x_0^0 и x_0^k фиксированы). В частности, для $\mu = 0$ мы находим для изменения фазы $\Delta\Phi$:

$$e \int_t \varphi dt = -h \frac{\Delta t}{1 \text{ сек.}} = -h\Delta\Phi \quad (5.16)$$

что представляет собой электрический (скалярный) эффект Ааронова — Бома. В случае, когда $\mu = k$ (где $k = 1, 2, 3$), мы имеем соотношение:

$$\frac{e}{c} \int_l A_k dx^k = -h \frac{\Delta x}{1 \text{ см.}} = -h\Delta\Phi \quad (5.17)$$

которое описывает магнитный (векторный) эффект Ааронова — Бома.

Подчеркнем здесь, что с формальной точки зрения геометрия в эффекте Ааронова — Бома выступает в роли «скрытой анизотропной среды», взаимодействие с которой проявляется через потенциалы даже там, где напряженности электрического и магнитного полей равны нулю. Хотя электромагнитное поле (второе слагаемое в левой части второй пары уравнений ПЭД) не появляется явно в этих соотношениях, оно фактически действует на движущуюся частицу посредством потенциалов A_μ [22]. Это дает ясный физический смысл «квантовому потенциалу» Бома [3, 17].

Таким образом, в рамках ПЭД эффект Ааронова — Бома получает естественное объяснение как проявление динамической анизотропии пространства-времени, возникающей в результате адиабатической эволюции его геометрии. Поскольку эта анизотропия изначально включена в структуру уравнений ПЭД, необходимость аксиоматически вводить «нулевые» потенциалы или другие дополнительные конструкции отпадает. Следовательно, эффект Ааронова — Бома оказывается не изолированным квантовым феноменом, а одним из частных проявлений общего геометрического механизма, лежащего в основе полной электродинамики. В этом смысле его объяснение служит не самостоятельной целью ПЭД, а одним из независимых аргументов в пользу того, что учет нестационарности геометрии пространства-времени является необходимым элементом для полного описания квантовых электродинамических явлений.

6. Дискуссия: Физическая интерпретация и основания

Полученные в данной работе результаты позволяют предложить физическую картину, в которой квантовые явления возникают как следствие самосогласованной динамики электромагнитного поля, заряженной материи и адиабатически эволюционирующей геометрии пространства-времени. В основе предлагаемой модели лежит последовательный учёт космологического расширения Вселенной как фундаментального физического фактора, определяющего динамику трансверсального электромагнитного поля. Именно эта нестационарность метрики приводит к возникновению геометрического адиабатического инварианта, являющегося постоянной Планка, а также к формированию полной системы уравнений ПЭД, из условий самосогласованности и фазовой монодромии которой естественным образом возникает квантование движения.

6.1. Геометрическое происхождение постоянной Планка

Одним из основных результатов данной работы является возможность интерпретации постоянной Планка $\hbar$ не как внешнего параметра, введенного *a priori*, а как локального значения адиабатического инварианта трансверсального электромагнитного поля, распространяющегося в нестационарном пространственно-временном многообразии.

В рамках такой интерпретации масштаб квантовых эффектов непосредственно связан с геометрической эволюцией Вселенной через локальные космологические параметры H и q . Классический предел

соответствует исчезновению эволюции метрики: в строго стационарном пространстве Минковского адиабатический инвариант поля обращается в нуль, а динамика электромагнитного поля сводится к классическому описанию Максвелла.

Таким образом, квантовое поведение рассматривается не как дополнительный принцип, наложенный на классическую физику, а как следствие связи между динамикой электромагнитного поля и эволюционирующей геометрией пространства-времени.

6.2. Адиабатическая эволюция и наблюдаемое постоянство $\hbar$

Естественный вопрос связан с кажущейся неизменностью постоянной Планка в лабораторных измерениях, несмотря на её геометрическое происхождение. В рамках ПЭД эта кажущаяся неизменность является прямым следствием адиабатического характера космологической эволюции.

Характерное время изменения метрики несравнимо больше микроскопических динамических времён. Поэтому атомные и молекулярные системы непрерывно адаптируются к медленно изменяющемуся геометрическому фону и сохраняют состояния, адиабатически согласованные с этим фоном.

Адиабатичность эволюции космологической метрики приводит к коррелированным изменениям атомных масштабов, вследствие чего возможные изменения фундаментальных параметров остаются скрытыми в локальных спектроскопических измерениях [5]. Следовательно, отсутствие наблюдаемых изменений спектральных линий не противоречит геометрическому происхождению $\hbar$; напротив, оно является естественным следствием самосогласованной адиабатической эволюции материи и электромагнитных полей.

Этот механизм объясняет, почему одно и то же значение постоянной Планка измеряется в различных лабораторных условиях, в спектрах удалённых квазаров, и одновременно остаётся совместимым с её геометрической интерпретацией.

6.3. Динамическая природа квантования

В традиционной квантовой механике квантование вводится посредством набора фундаментальных постулатов. В рамках ПЭД квантование приобретает динамическую интерпретацию.

Уравнения (5.1)–(5.2) показывают, что связанная система “заряд–поле–геометрия” становится нелинейной и самосогласованной при формулировке на эволюционирующем метрическом фоне.

Дискретные состояния возникают как необходимое условие существования устойчивых периодических решений. Допустимые траектории выбираются требованием фазовой когерентности (условием монодромии) полной динамической системы. Конфигурации, не удовлетворяющие резонансному условию, не соответствуют устойчивым самосогласованным решениям.

Таким образом, квантование может рассматриваться как спектральное свойство нелинейной классической динамики поля на эволюционирующем геометрическом фоне, а не как внешнее правило, наложенное на систему.

6.4. Единство микро- и макрофизики

ПЭД предоставляет концептуальную основу, связывающую космологическую эволюцию и микроскопические квантовые явления посредством общего геометрического механизма.

В этой картине:

- **Космологическая эволюция** определяет величину адиабатического инварианта электромагнитного поля.
- **Микроскопическая динамика** использует этот инвариант как фундаментальный масштаб устойчивых связанных состояний.

Трансверсальное электромагнитное поле выступает в качестве физического посредника, связывающего эволюцию геометрии пространства-времени с локальными физическими системами.

Следовательно, явления, которые традиционно рассматривались как независимые, например космологическое красное смещение и квантование атомных уровней, могут быть представлены как различные проявления взаимодействия электромагнитной динамики с эволюционирующей геометрией.

6.5. Фундаментальные следствия: от постулатов к самосогласованности

С точки зрения оснований физики ПЭД предлагает переход от аксиоматического описания к самосогласованному динамическому описанию квантовых явлений.

В стандартной квантовой теории вероятностная интерпретация и операторная структура вводятся как фундаментальные элементы теории. В ПЭД эти структуры заменяются естественным требованием совместимости (синфазности) между заряженной материей, электромагнитными полями и геометрией пространства-времени.

6.6. Предсказательная область применимости и дальнейшие исследования

Предлагаемая структура предоставляет возможное направление дальнейшего исследования связи между квантовыми явлениями и геометрией пространства-времени.

В частности, если постоянная Планка интерпретируется как геометрическая величина, связанная с эволюцией метрики, то отклонения от стандартного лабораторного значения могут стать существенными только в областях, где адиабатическое приближение нарушается, например в быстро эволюционирующих космологических фоновых грав. полях или в экстремальных гравитационных условиях.

Однако чрезвычайно медленная эволюция современной Вселенной накладывает строгие ограничения на прямые наблюдательные проверки. Адиабатическая адаптация атомных систем, рассмотренная в работе [5], указывает, что подобные эффекты могут оставаться скрытыми при обычных спектроскопических наблюдениях.

Дальнейшее продвижение в направлении развития ПЭД требует дополнительного исследования квантовых систем и сравнения с существующими формулировками квантовой теории поля.

7. Заключение

В настоящей работе предложена последовательная теоретическая схема, в которой квантование движения возникает как естественное следствие самосогласованной динамики электромагнитного поля, заряженной материи и адиабатически эволюционирующей геометрии пространства-времени. В основе предлагаемого подхода лежит последовательный учёт космологического расширения Вселенной как фундаментального физического процесса, определяющего динамику трансверсального электромагнитного поля. В рамках этой модели постоянная Планка перестаёт рассматриваться как независимая эмпирическая константа, а квантование — как совокупность аксиоматических правил. Оба явления оказываются следствиями единой геометрической динамики.

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

Полная электродинамика. На основе вариационного принципа на адиабатически эволюционирующем финслеровом пространственно-временном многообразии получена полная система уравнений полной электродинамики (ПЭД). В отличие от классических уравнений Максвелла, она последовательно учитывает влияние нестационарности метрики на динамику электромагнитного поля и движение заряженных частиц. При переходе к пределу статической метрики ($\hbar \rightarrow 0$) уравнения ПЭД естественным образом переходят в классическую электродинамику, удовлетворяя принципу соответствия.

Геометрическая природа постоянной Планка. Показано, что адиабатическая эволюция метрики приводит к возникновению геометрического адиабатического инварианта трансверсального электромагнитного поля, обладающего размерностью действия. Его значение, вычисленное непосредственно через наблюдаемые космологические параметры (H и q), совпадает с лабораторным значением постоянной Планка с высокой точностью. Тем самым постоянная Планка получает естественную геометрическую интерпретацию как локальная мера нестационарности пространства-времени.

Геометрическое происхождение квантования. В рамках ПЭД дискретность энергетических состояний возникает не как независимый квантовый постулат, а как математическое условие существования устойчивых самосогласованных решений полной нелинейной системы уравнений. Квантование движения определяется условиями фазовой монодромии и спектральной совместимости, которым удовлетворяет только дискретный набор траекторий заряженных частиц (допустимые периодические режимы системы «заряженные частицы — электромагнитное поле — геометрия»).

Единое описание физических явлений. Предлагаемый подход обеспечивает единое описание ряда фундаментальных физических эффектов, имеющих различную традиционную интерпретацию. В частности, в рамках одной и той же системы уравнений получают естественное объяснение релятивистский спектр атома водорода, космологическое красное смещение и электрический и магнитный эффекты Ахаронова—Бома. Это свидетельствует о том, что перечисленные явления скорее всего имеют общее геометрическое происхождение.

Полученные результаты позволяют предположить, что наблюдаемое разделение современной фундаментальной физики на классическую электродинамику, квантовую механику и космологию отражает не существование независимых физических принципов, а различные проявления единой динамики электромагнитного поля на адиабатически эволюционирующем пространственно-временном многообразии.

Настоящая работа представляет собой первый этап более широкой исследовательской программы. Развитие предложенного подхода предполагает дальнейший вывод волновых уравнений квантовой механики из полной системы уравнений ПЭД, исследование происхождения статистического описания квантовых явлений, распространение метода на многозарядные системы и анализ новых наблюдательных следствий, допускающих экспериментальную проверку. Если эта программа получит дальнейшее развитие и будет экспериментально подтверждена, предложенная концепция может обеспечить единую геометрическую основу для классической электродинамики, квантовой механики и космологии без введения независимых квантовых постулатов.

Список литературы

- [1] Lipovka, A. (2013). Quantum Theory is Fourier-Transformed Classical Mechanics. Planck's constant as adiabatic invariant characterized by Hubble's and cosmological constants. *Invernum*, 8(2), 29–37.
- [2] Lipovka, A. (2014). Planck Constant as Adiabatic Invariant Characterized by Hubble's and Cosmological Constants. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 2(5), 61–71. doi:10.4236/jamp.2014.25009
- [3] Lipovka, A. A. (2016). Nature of the Quantum Potential. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 4(5), 897–902. doi:10.4236/jamp.2016.45098
- [4] Lipovka, A. (2017). Physics on the Adiabatically Changed Finslerian Manifold and Cosmology. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 5(3), 582–595. arXiv:1608.04596 [physics.gen-ph], doi:10.4236/jamp.2017.53050
- [5] Cardenas, I. A., & Lipovka, A. A. (2019). Variation of the fine-structure constant caused by expansion of the Universe. *Modern Physics Letters A*, 34(38), 1950315. doi:10.1142/S0217732319503152
- [6] Lipovka, A. (2022). Gas kinetics of galactic disks explains rotation curves of S-type galaxies without a need for dark matter. *International Journal of Modern Physics A*, 37(27), 2250171. doi:10.1142/S0217751X22501718
- [7] Lipovka, A. A., Andrianarijaona, V. M., & Davis, C. H. (2024). Derivation of the Klein–Gordon–Fock equation from first principles. *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*, 17(2), 150–159. doi:10.18721/JPM.17212

- [8] Lipovka, A. A., & Lipovka, A. A. (2026). Local morphology and asymmetry of galactic rotation curves in a kinetic gas transport framework: NGC 3198. *Zenodo*. doi:10.5281/zenodo.20453762
- [9] Perkovac, M. (2013). Model of an Atom by Analogy with the Transmission Line. *Journal of Modern Physics*, 4(7), 899–903. doi:10.4236/jmp.2013.47121
- [10] Perkovac, M. (2014a). Maxwell’s Equations as the Basis for Model of Atoms. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 2(5), 235–251. doi:10.4236/jamp.2014.25029
- [11] Perkovac, M. (2014b). Determination of the Structural Constant of the Atom. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 2(3), 11–21. doi:10.4236/jamp.2014.23002
- [12] Perkovac, M. (2015). The Structural Constant of an Atom as the Basis of Some Known Physical Constants. *Proceedings of the International Conference on Applied Physics, Simulation and Computers*, Vienna, Austria, 92–102.
- [13] Perkovac, M. (2017). Planck’s h and Structural Constant s_0 . *Journal of Modern Physics*, 8(3), 425–438. doi:10.4236/jmp.2017.83027
- [14] Planck Collaboration. (2020). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 641, A6. arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO], doi:10.1051/0004-6361/201833910
- [15] Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. (2011). A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *The Astrophysical Journal*, 730(2), 119–136. doi:10.1088/0004-637X/730/2/119
- [16] Verdugo, T., Hernandez-Almada, A., Garcia-Aspeitia, M. A., et al. (2026). Reconstructing the cosmic expansion with a generalized $q(z)$ parameterization: a decelerating Universe from late-time constraints. *The European Physical Journal C*, 86, 542. doi:10.1140/epjc/s10052-026-15766-1
- [17] Philippidis, C., Bohm, D., & Kaye, R. D. (1982). The Aharonov-Bohm effect and the quantum potential. *Il Nuovo Cimento B*, 71(1), 75–88. doi:10.1007/BF02721695
- [18] Chirkov, A. G., & Ageev, A. N. (2001). On the Nature of the Aharonov-Bohm Effect. *Technical Physics*, 46(2), 147–153. doi:10.1134/1.1349267
- [19] Kobe, D. H. (1979). Aharonov-Bohm effect revisited. *Annals of Physics*, 123(2), 381–410. doi:10.1016/0003-4916(79)90344-0
- [20] Bagrov, V. G., Gitman, D. M., & Skarzhinsky, V. D. (1986). Aharonov–Bohm effect for stationary and coherent states of an electron in homogeneous magnetic field. *Trudy FIAN (Proceedings of Lebedev Institute)*, 176, 151.
- [21] Bagrov, V. G., Gavrilo, S. P., Gitman, D. M., & Meira Filho, D. P. (2011). Coherent and semiclassical states in a magnetic field in the presence of the Aharonov–Bohm solenoid. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 44(5), 055301. doi:10.1088/1751-8113/44/5/055301
- [22] Wu, T. T., & Yang, C. N. (1975). Concept of nonintegrable phase factors and global formulation of gauge fields. *Physical Review D*, 12(12), 3845–3857. doi:10.1103/PhysRevD.12.3845