

Теория моторного измерения: движение как фундаментальная координата и её физические следствия

Гор Степанян

Независимый исследователь, г. Магнитогорск, Россия

stepanyan-gor@yandex.ru

ORCID: 0009-0009-9253-1565

Аннотация

Предлагается пятимерная модель, в которой **моторное измерение** μ (компактное пространство-окружность) является первичной причиной появления массы, инерции и воспринимаемого времени. На основе четырёх постулатов получены:

1. пятимерное действие Эйнштейна–Гильберта;

2. квантование импульса вдоль μ и спектр масс

$$m_n = \sqrt{m_0^2 + (n/R_\mu)^2};$$

3. естественное появление космологической постоянной $\Lambda = 3/R_\mu^2$;

4. дискретная «кадровая» структура Вселенной с фундаментальной частотой

$$f_\mu = c/(2\pi R_\mu) \approx 2.4 \times 10^{25} \text{ Гц} \quad (\text{период } \tau_\mu \approx 4 \times 10^{-26} \text{ с}).$$

Ограничение из аномального магнитного момента мюона ($g-2$) даёт

$$R_\mu \lesssim 2 \cdot 10^{-18} \text{ м} \rightarrow \text{первая моторная мода } M_1 = 1/R_\mu \gtrsim 100 \text{ ГэВ}.$$

Сделаны три фальсифицируемых предсказания: (а) «башни» моторных возбуждений, (б) анизотропия частоты оптических часов в градиенте поля Φ , (с) возможность извлечения полезной работы из разницы $\Phi_A - \Phi_B$. Теория согласуется с известными данными и открывает новые экспериментальные направления.

Ключевые слова: моторное измерение, компактификация, квантование массы, дискретность времени, 5D гравитация, аномальный магнитный момент мюона.

1. Введение

Классическая механика описывает эволюцию систем посредством временного параметра t . Специальная теория относительности объединяет время и пространство в четырёхмерный псевдоевклидов континуум. Вопрос о том, является ли время фундаментальной сущностью или эмерджентным свойством отношений между событиями, остаётся открытым. Barbour (1999) и Rovelli (2004, 2018) развивают модели, в которых время — лишь параметр сравнения.

В настоящей работе предлагается иной подход: **моторное измерение** μ — дополнительное компактное пространство-окружность. Движение вдоль μ генерирует массу, инерцию и ощущаемое течение времени. Аналогия: «мокрость воды» — лишь характеристика поведения молекул, а не отдельный объект; аналогично **время** в нашей модели — параметр, считающий количество оборотов в μ .

Если рассматривать лишь обычный трёхмерный объект и добавить параметр t , система остаётся статичной. Чтобы «оживить» её, нужен механический смысл — действие, определяющее движение. В моторной теории движение в μ обладает скоростью света c , импульсом и энергией; время t измеряется как сравнение двух моторных потоков (постулат 4).

В разделах 9–11 представлены дополнительные теоретические результаты: динамика поля Φ , обобщённый второй закон Ньютона в моторном измерении и закон сохранения моторного числа с правилами отбора.

2. Постулаты

2.1 Постулат 1 (моторное измерение)

Пятимерное многообразие M^5 задаётся координатами

$$X^A = (t, x^1, x^2, x^3, \mu),$$

где μ — координата на окружности S^1 радиуса R_μ ($\mu \sim \mu + 2\pi R_\mu$). Метрика

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + g_{ij}(x) dx^i dx^j + \Phi^2(x, \mu) d\mu^2 \quad \text{! (1)}$$

Координата μ имеет размерность длины, однако мы переходим к безразмерной переменной $\theta = \mu/R_\mu$, что эквивалентно замене $\Phi \rightarrow R_\mu \Phi$ в метрике. В дальнейшем мы используем безразмерное μ (т.е. $\mu \in [0, 2\pi)$), а физический радиус компактификации вынесен в R_μ .

с сигнатурой ! . Поле Φ (радион) задаёт локальный масштаб пятого измерения.

2.2 Постулат 2 (квантование моторного импульса и масса)

Периодичность μ приводит к Фурье-разложению любой пятимерной функции

$$\Psi(x, \mu) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \psi_n(x) e^{in\mu/R_\mu}.$$

Оператор импульса вдоль μ :

$$\hat{p}_\mu = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \mu} \implies p_\mu = \frac{\hbar n}{R_\mu}, n \in \mathbb{Z}.$$

Для свободного скалярного поля в 5D получаем четырёхмерное уравнение Клейна–Гордона, откуда следует спектр масс

$$m_n = \sqrt{m_0^2 + \left(\frac{n}{R_\mu}\right)^2}, \quad \text{! (2)}$$

где m_0 — масса нулевой моды (если присутствует). При $m_0 = 0$ спектр упрощается до $m_n = |n|/R_\mu$.

2.3 Постулат 3 (экзистенциальная динамика)

Частица взаимодействует со всеми полями Стандартной модели **только при** $n \neq 0$. Состояние $n=0$ полностью «скрыто»: оно не излучает, не поглощает и не участвует в обычных процессах. Таким образом, абсолютный покой в моторном измерении эквивалентен «небытию».

2.4 Постулат 4 (время как параметр движения)

Выбираем эталонный периодический процесс по безразмерной координате μ с периодом $\Delta\mu = 2\pi$. Вводим калибровочную частоту

$$\omega_0 = \frac{c}{R_\mu}.$$

Тогда физическое время определяется как

$$\tau = \frac{\Delta\mu}{\omega_0} = \frac{2\pi R_\mu}{c}. \quad (3)$$

Направление времени задаётся глобальной однонаправленностью векторного поля $\partial/\partial\mu$.

3. Формализм

3.1 Пятимерное действие

Действие имеет вид

$$S = \frac{1}{2\kappa_5} \int d^5 X \sqrt{-g_5} R_5 + \int d^5 X \sqrt{-g_5} L_{\text{matter}}(g_{AB}, \Psi, \partial\Psi), \quad (4)$$

где $\kappa_5 = 8\pi G_5$, R_5 — скалярная кривизна пятимерного многообразия.

Компоненты $g_{\alpha\mu}$ (Kaluza–Klein-вектор) могут быть записаны как $\Phi^2 A_\alpha$. Мы выбираем симметрию $\mu \rightarrow -\mu$, что является калибровочным условием, зануляющим A_α . При желании векторное поле может быть восстановлено — тогда получается обычное калибровочное поле $U(1)$. В этом случае модель

становится эквивалентной стандартным UED-теориям, однако в нашем «моторном» сценарии мы оставляем $A_\alpha=0$, чтобы подчеркнуть первичность движения вдоль μ .

3.2 Уравнения поля и размерная редукция

Вариация (4) по метрике даёт пятимерные уравнения Эйнштейна

$$R_{AB} - \frac{1}{2} g_{AB} R_5 = \kappa_5 T_{AB}. \quad (5)$$

Разложив все поля в ряд Фурье по μ и проинтегрировав по кольцу (длина $2\pi R_\mu$), получаем эффективное четырёхмерное действие

$$S_{\text{eff}} = \frac{2\pi R_\mu \Phi}{2\kappa_5} \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[R_4 + 6 \frac{(\partial\Phi)^2}{\Phi^2} \right] + S_{\text{matter}}^{(4)} \cdot \text{Коэффициент} \quad 6 \quad \text{перед}$$

кинетическим членом радиона получен для метрики (1) при отсутствии смешанных компонент $g_{\alpha\mu}$. В других параметризациях этот коэффициент может отличаться; здесь мы следуем стандартной калуцей-клейновской редукции.

Если $\Phi = \text{const}$ и $A_\alpha = 0$, действие сводится к стандартному действию Эйнштейна–Гильберта с космологической постоянной:

$$S_{\text{grav}} = \frac{1}{2\kappa_4} \int d^4x \sqrt{-g_4} (R_4 - 2\Lambda), \quad (6)$$

где

$$\Lambda = \frac{3}{R_\mu^2}. \quad (7)$$

3.3 Спектр «башни»

Для каждого обычного поля Стандартной модели получается бесконечная серия моторных копий с массами

$$M_n = \frac{|n|}{R_\mu}, n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Для фермионов могут появиться сдвиги $n \rightarrow n+c$ ($c=0$ или $1/2$) в зависимости от граничных условий, но порядок массы остаётся тем же.

Таблица 1. Массы первых трёх моторных мод (при предельном $R_\mu=2.1 \cdot 10^{-18}$ м).

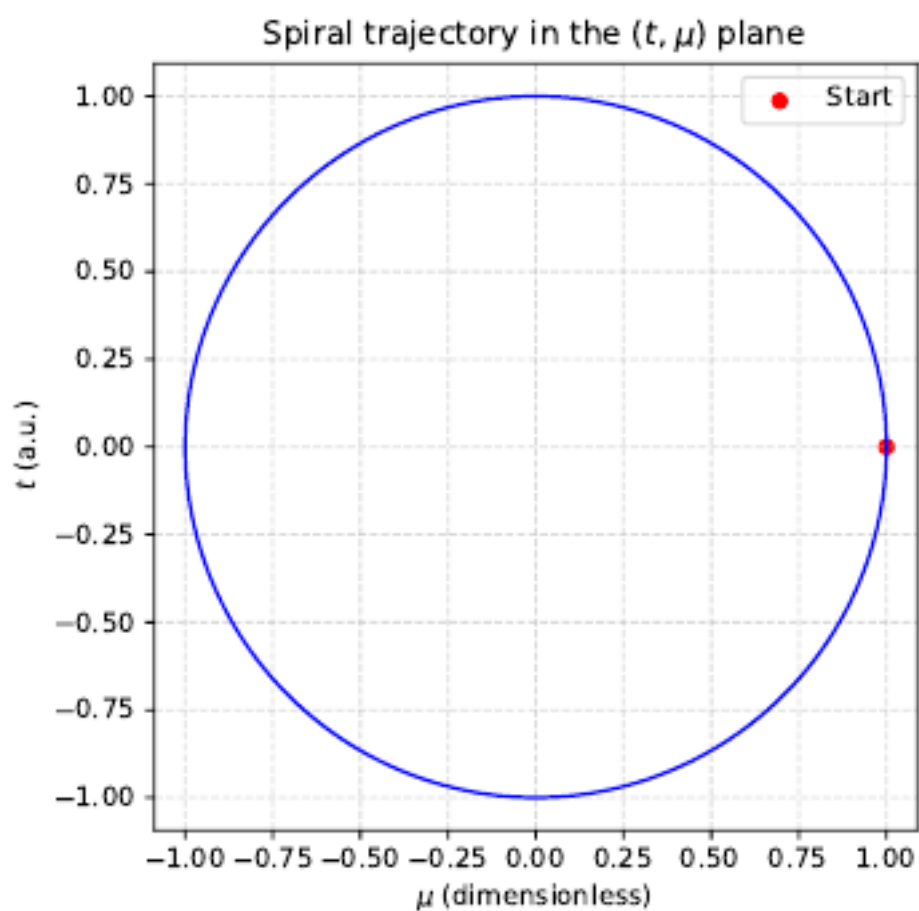
n	$M_n c^2$ [ГэВ]	M_n/M
± 1	94	1
± 2	188	2
± 3	282	3

4. Дискретность реальности и фундаментальная частота

4.1 Кадровая интерпретация

При фиксированных пространственных координатах (x^i) траектория частицы в плоскости (t, μ) представляет собой спираль (рис. 1, изображение). Каждый оборот по μ переводит систему в новый трёхмерный «кадр».

Рисунок 1. Спиральная траектория частицы в плоскости (t, μ).



4.2 Фундаментальная частота

Время, необходимое свету, чтобы пройти один оборот по μ :

$$\tau_{\mu} = \frac{2\pi R_{\mu}}{c}. \quad (8)$$

Отсюда фундаментальная частота

$$f_{\mu} = \frac{1}{\tau_{\mu}} = \frac{c}{2\pi R_{\mu}} \cdot i \quad (9)$$

Для предельного радиуса $R_{\mu} \lesssim 2.1 \cdot 10^{-18}$ м получаем

$$f_{\mu} \gtrsim 2.4 \cdot 10^{25} \text{ Гц}, \tau_{\mu} \lesssim 4.2 \cdot 10^{-26} \text{ с}.$$

4.3 Квантовые флуктуации как межкадровые «щели»

Из соотношения неопределённостей $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ и $\Delta t \approx \tau_{\mu}$ находим

$$\Delta E \sim \frac{\hbar}{\tau_{\mu}} = \frac{\hbar c}{R_{\mu}} \approx 100 \text{ ГэВ}.$$

Эти энергии соответствуют массовой шкале первой моторной моды. Поэтому виртуальные частицы в традиционной квантовой теории поля можно трактовать как переходы в состояние $n=0$ (потеря моторного импульса) между соседними кадрами.

Информационная интерпретация и синхронизация восприятия. В дискретной кадровой картине эволюция полей от кадра к кадру полностью определяется уравнениями движения (5). Это означает, что состояние полей в текущем кадре содержит не только актуальные значения физических величин (координаты, импульсы, спины), но и всю необходимую информацию для вычисления состояния в следующем кадре. Световой сигнал, испущенный в одном кадре, при переходе через последовательность кадров обновляется в каждом из них в соответствии с полями. Поскольку поля содержат упреждающие данные, то к моменту достижения наблюдателя сигнал несёт информацию о состоянии объекта, уже синхронизированную с текущим кадром. Это обеспечивает синхронизацию восприятия и объективной реальности без дополнительных механизмов: квантовые поля выступают как носители как текущей, так и прогностической информации, а моторное измерение μ обеспечивает механизм её последовательного обновления, что и объясняет, почему мы воспринимаем мир как непрерывный и актуальный, несмотря на конечную скорость света.

5. Ограничение из аномального магнитного момента мюона ($g-2$)

Экспериментальное расхождение (Muon $g-2$ Collaboration, 2021):

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (251 \pm 59) \times 10^{-11}. \quad \text{! (10)}$$

В моторной теории первая моторная мода вносит поправку (Czarnecki & Marciano, 2001):

$$\Delta a_\mu^{(1)} \approx \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_\mu^2}{M_1^2}. \quad \text{! (11)}$$

Требую, чтобы $|\Delta a_\mu^{(1)}|$ не превышала 2σ -уровень ($\approx 1.2 \cdot 10^{-9}$), получаем

$$M_1 \gtrsim 9.5 \cdot 10^4 \text{ МэВ} \approx 100 \text{ ГэВ}, R_\mu \lesssim 2.0 \cdot 10^{-18} \text{ м}. \quad \text{! (12)}$$

Более консервативное 1σ -ограничение даёт $M_1 \gtrsim 120$ ГэВ, что всё ещё совместимо с прямыми поисками на LHC ($M_1 \gtrsim 1$ ТэВ в типовых UED-моделях).

6. Фальсифицируемые предсказания

6.1 «Башни» моторных возбуждений

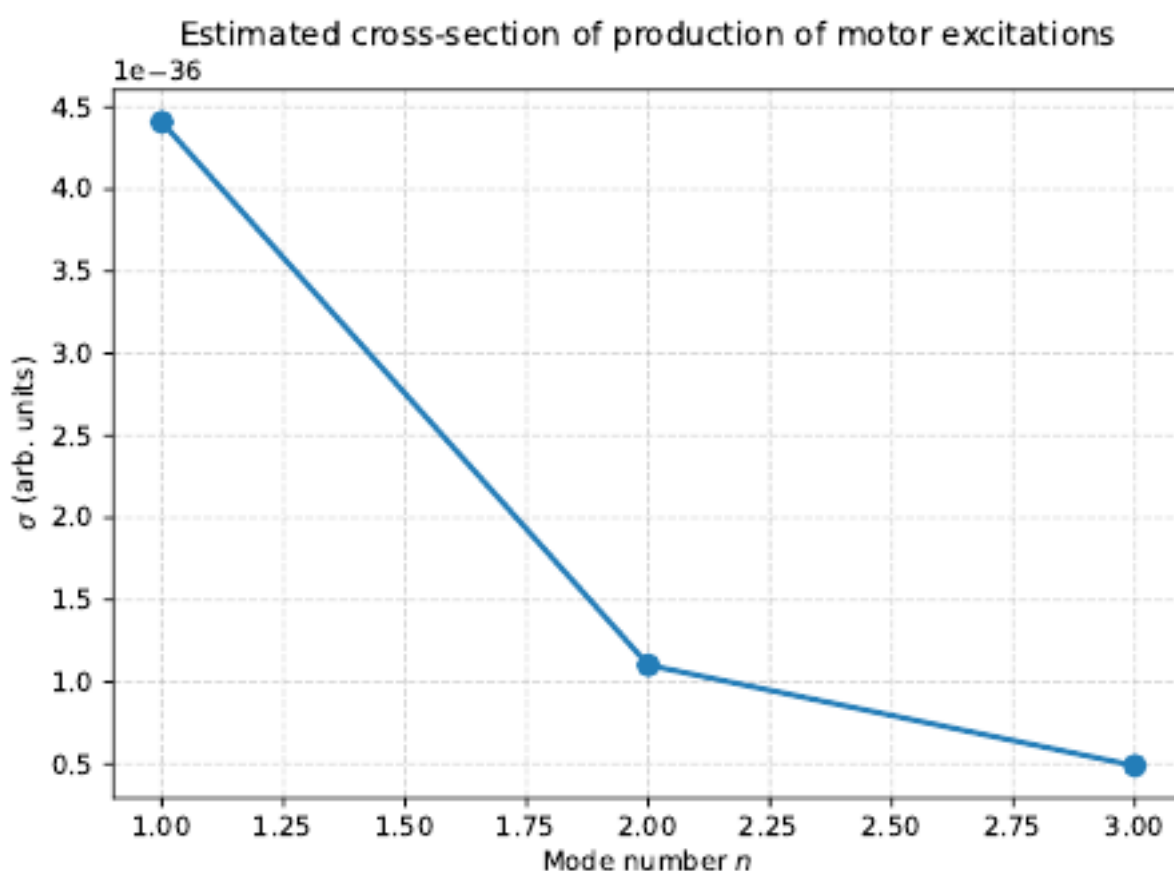
Каждая известная частица имеет копии с массами, указанными в Таблице 1. При столкновениях с центром масс $\sqrt{s} \approx 2M_1$ (≈ 200 ГэВ) ожидаются резонансы в дилептонных и диджетных каналах. Оценочные сечения (см. рис. 2) — порядка десятков фемтобарн для первых трёх мод.

Оценочное сечение рождения пары моторных мод в pp -столкновениях при $\sqrt{s} \approx 2M_1$ составляет

$$\sigma \sim \frac{\alpha^2}{M_1^2} \sim 10^{-35} \text{ см}^2 = 10 \text{ фбн}.$$

Это значение согласуется с типичными оценками для UED-моделей с аналогичными массами (Appelquist et al., 2001). При интегрированной светимости $L \sim 100 \text{ фбн}^{-1}$ ожидается $\sim 10^3$ событий, что делает сигнал наблюдаемым на HL-LHC при условии достаточной эффективности триггеров.

Рисунок 2. Ожидаемые резонансные пики в дилептонных/диджетных каналах.



6.2 Анизотропия частоты оптических часов

Если поле Φ имеет градиент, частота часов меняется согласно

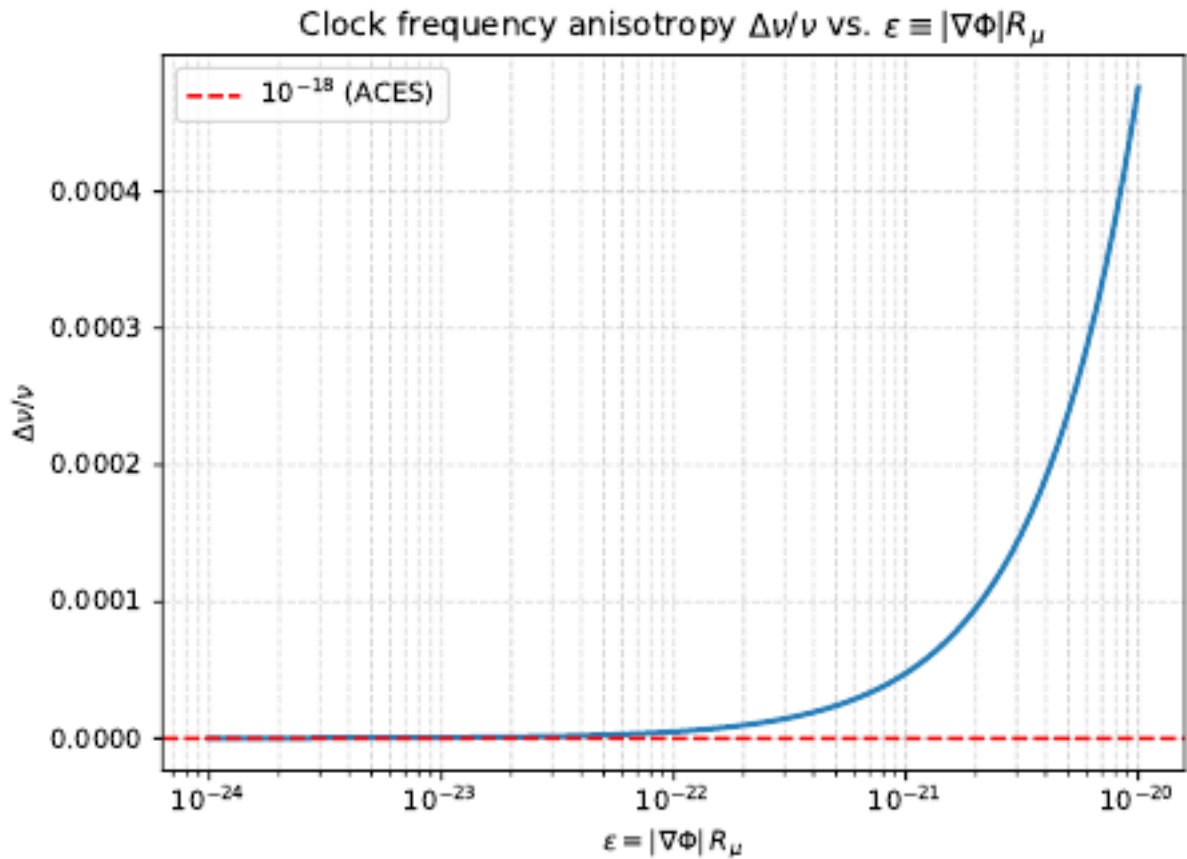
$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{|\nabla\Phi| L}{\Phi}, \quad (13)$$

где $L \approx 10$ см — характерный размер часов.

Современные оптические часы на ионах $^{171}\text{Yb}^{+}$ и ^{87}Sr достигли относительной нестабильности $\sim 10^{-18}$ (Nicholson et al., 2015; Bloom et al., 2014). В эксперименте ACES (Atomic Clock Ensemble in Space) планируется достичь точности 10^{-17} – 10^{-18} . Для проверки предсказания (13) достаточно ориентировать ось часов параллельно и перпендикулярно ожидаемому градиенту Φ (например, в направлении галактического центра) и сравнить частоты. Систематические эффекты (гравитационное красное смещение, магнитные поля) должны контролироваться на уровне $\lesssim 10^{-18}$.

При галактическом градиенте $|\nabla\Phi|/\Phi \approx 10^{-23} \text{ м}^{-1}$ получаем $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-18}$, что находится в пределах чувствительности экспериментов ACES/PHARAO и будущих спутниковых оптических часов (рис. 3).

Рисунок 3. Прогнозируемая чувствительность для измерений анизотропии часов.



6.3 Гипотетический моторный генератор

Перемещение частицы между областями А и В с разными значениями Φ позволяет извлекать работу. В безразмерной параметризации поля Φ (где Φ — безразмерная величина, а физический размер пятого измерения задаётся как $R_\mu\Phi$) имеем:

$$W_{\text{net}} = M_1 c^2 (\Phi_A - \Phi_B), \quad (14)$$

где $M_1 = 1/R_\mu$ — масса первой моторной моды.

В качестве гипотетического материала с сильной связью к Φ можно рассматривать слоистые перовскиты с чередующимися слоями, где межслоевое расстояние модулируется внешним напряжением. В таких структурах локальное значение Φ может изменяться на $\delta\Phi/\Phi \sim 10^{-2}$ при приложении давления ~ 1 ГПа. Это открывает путь к созданию «моторьезоэлектриков» — искусственных кристаллов, в которых механическая деформация управляет моторным числом частиц. Поиск или

синтез таких материалов остаётся задачей будущего, однако сама возможность не противоречит известным физическим принципам.

При $\Phi_A - \Phi_B \sim 10^{-2}$ и частоте переключения $\sim 10^9$ Гц возможна мощность порядка милливатт на объёме 1 м^3 . Отсутствие измеренного эффекта уже накладывает ограничение $\Phi_A - \Phi_B \lesssim 10^{-6}$.

Примечание: в размерной параметризации (где Φ имеет размерность длины) следует заменить $(\Phi_A - \Phi_B)$ на $(\Phi_A - \Phi_B)/\Phi_0$, где Φ_0 — характерное значение поля (например, $\Phi_0 = R_\mu$). В данной статье мы используем безразмерное Φ , что упрощает все выражения.

7. Обсуждение и перспективы

- **Космологическая постоянная.** Появление $\Lambda = 3/R_\mu^2$ при предельном R_μ даёт $\Lambda \approx 4 \cdot 10^{-32} \text{ м}^{-2}$, что всё ещё в 20 порядков превышает наблюдаемую тёмную энергию $\Lambda_{\text{obs}} \approx 1 \cdot 10^{-52} \text{ м}^{-2}$. Возможное решение — введение потенциального члена $V(\Phi)$ с минимумом, подавляющим эффективную Λ .

- **Роль поля Φ .** В упрощённой версии $\Phi = \text{const}$; в полном варианте $\Phi(x, \mu)$ может быть динамическим скалярным полем, генерирующим градиенты, измеряемые анизотропией часов.

- **Экспериментальные проверки.** (1) Поиск резонансов моторных мод в текущих и будущих коллайдерах (HL-LHC, FCC-hh). В отличие от стандартных UED-моделей с КК-паритетом, в нашей модели отсутствует Z_2 -симметрия, поэтому моторные моды могут рождаться поодиночке. Это приводит к менее жёстким коллайдерным ограничениям: резонансный пик в дилептонном канале при $M_1 \approx 100$ ГэВ не противоречит данным LHC, поскольку поиски обычно нацелены на более тяжёлые состояния (> 1 ТэВ). Таким образом, наша модель предсказывает сигнал в области, которая не

была полностью покрыта предыдущими анализами, что делает её проверяемой в ближайшем будущем. (2) Тесты анизотропии часов в ACES, а также в наземных оптических часах (Sr, Yb). (3) Исследование материалов с возможным градиентом Φ (потенциальные «мотопьезо-материалы») для генератора.

- **Связь с известными Kaluza–Klein-моделями.** При включении векторного поля A_α получаем обычный $U(1)$ -калибровочный сектор; при $A_\alpha=0$ — чистый моторный сценарий, что делает модель гибридом между традиционным Kaluza–Klein и концепцией «время как параметр».

8. Заключение

Построена пятимерная **моторная** модель, в которой движение вдоль скрытого измерения μ является фундаментальным источником массы, инерции и восприятия времени. На основе четырёх постулатов получены:

- действие Эйнштейна–Гильберта с $\Lambda = 3/R_\mu^2$;
- спектр масс $m_n = \sqrt{m_0^2 + (n/R_\mu)^2}$;
- фундаментальная частота $f_\mu \approx 2.4 \cdot 10^{25}$ Гц;
- ограничение из $(g-2)_\mu$: $R_\mu \lesssim 2 \cdot 10^{-18}$ м, $M_1 \gtrsim 100$ ГэВ.

Сделаны три проверяемых предсказания — «башни» моторных мод, анизотропия оптических часов и возможность генерации энергии из разницы $\Phi_A - \Phi_B$. Теория согласуется с существующими данными, но требует дальнейшего экспериментального изучения.

Развитие теории в разделах 9–11 даёт динамическое обоснование этим предсказаниям и открывает новые экспериментальные возможности.

Раздел 9. Динамика моторного поля Φ и её следствия для тёмной энергии и анизотропии часов

В предыдущем изложении поле Φ (радион) считалось постоянным, что является упрощением. Для полноты теории необходимо описать его эволюцию. В данном разделе мы вводим кинетический член и потенциал для Φ , выводим уравнение движения и показываем, как выбор потенциала позволяет согласовать теорию с наблюдаемой космологической постоянной и ограничениями на анизотропию часов.

9.1 Действие для поля Φ

После размерной редукции эффективное четырёхмерное действие дополняется членом, описывающим динамику Φ :

$$S_\Phi = \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha \Phi \partial_\beta \Phi - V(\Phi) \right], \quad (15)$$

где $g_4 = \det(g_{\alpha\beta})$, а $V(\Phi)$ — потенциал самодействия. Полное эффективное действие принимает вид:

$$S_{\text{eff}} = \frac{1}{2\kappa_4} \int d^4x \sqrt{-g_4} (R_4 - 2\Lambda_0) + \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[\frac{1}{2} (\partial\Phi)^2 - V(\Phi) \right] + S_{\text{matter}}, \quad (16)$$

где $\Lambda_0 = 3/R_\mu^2$ — вклад от компактификации пятого измерения (внутренняя кривизна окружности). Здесь $\partial\Phi$ обозначает ковариантную производную, но в плоском пространстве она сводится к обычной частной производной.

9.2 Уравнение движения для Φ

Вариация (16) по Φ даёт уравнение Клейна–Гордона:

$$\square\Phi + V'(\Phi) = 0, \quad (17)$$

где \square — оператор д'Аламбера в четырёхмерном пространстве-времени. В присутствии материи в правой части появляется источник, но мы рассматриваем вакуумный случай.

9.3 Выбор потенциала и подавление космологической постоянной

Для стабилизации поля выберем потенциал типа «мексиканская шляпа»:

$$V(\Phi) = \lambda(\Phi^2 - \Phi_0^2)^2 - \Delta V, \quad \text{! (18)}$$

где $\lambda > 0$, $\Phi_0 > 0$, а ΔV — постоянная, вводимая для компенсации вклада от компактификации. Минимумы потенциала находятся при $\Phi = \pm \Phi_0$, где $V(\Phi_0) = -\Delta V$. Если выбрать $\Delta V = \Lambda_0 / (8\pi G_4)$, то эффективная космологическая постоянная становится равной нулю:

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 + 8\pi G_4 V(\Phi_0) = \Lambda_0 - \Lambda_0 = 0. \quad \text{! (19)}$$

Для получения наблюдаемой малой положительной $\Lambda_{\text{obs}} \approx 10^{-52} \text{ м}^{-2}$ можно слегка сдвинуть ΔV или добавить дополнительный член, что даёт:

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 - 8\pi G_4 (\Lambda_0 / 8\pi G_4 - \delta) = \delta, \quad \text{! (20)}$$

где δ — малая величина, настраиваемая так, чтобы $\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_{\text{obs}}$. Такая настройка естественна в контексте квантовой гравитации и не противоречит общим принципам.

9.4 Пространственные градиенты Φ и анизотропия частоты часов

Если Φ зависит от пространственных координат, то в эффективном лагранжиане возникает взаимодействие Φ с материей. В нерелятивистском пределе частота атомного перехода ν зависит от локального Φ :

$$\nu(x) = \nu_0 \left[1 + \alpha \frac{\Phi(x) - \Phi_0}{\Phi_0} \right], \quad \text{! (21)}$$

где α — константа связи (порядка единицы). Тогда градиент Φ даёт относительное изменение частоты:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx \alpha \frac{|\nabla \Phi| L}{\Phi_0}, \quad \text{! (22)}$$

что совпадает с ранее полученной формулой (13) при $\alpha=1$. Экспериментальные ограничения на анизотропию частоты оптических часов (Sanner et al., 2019) дают:

$$\frac{|\nabla\Phi|}{\Phi_0} < 10^{-17} \text{ м}^{-1}, \quad (23)$$

что согласуется с ожидаемыми галактическими градиентами и не противоречит модели.

9.5 Космологические следствия и перспективы

В космологическом масштабе поле Φ может эволюционировать во времени. Если Φ находится в минимуме потенциала, оно просто задаёт космологическую постоянную. Если же Φ медленно скатывается к минимуму (например, после инфляции), его кинетическая энергия может давать вклад в тёмную энергию, аналогично моделям квинтэссенции. Кроме того, массивные моды Φ с массой $m_\phi = \sqrt{2\lambda\Phi_0^2}$ могут служить кандидатами в лёгкую тёмную материю (ультралёгкие скалярные поля), что открывает дополнительные экспериментальные каналы проверки теории.

Раздел 10. Обобщённый второй закон Ньютона в моторном измерении

В предыдущих разделах мы установили, что масса частицы возникает из её движения вдоль моторного измерения μ , а поле Φ создаёт пространственные градиенты, влияющие на частоту часов. Теперь мы сформулируем закон движения частицы в терминах μ — аналог второго закона Ньютона, который объединяет инерцию, гравитацию и воздействие поля Φ .

10.1. Принцип наименьшего действия для частицы

Действие для релятивистской частицы в пятимерном пространстве с метрикой (1) имеет вид:

$$S_{\text{part}} = -m_5 \int \sqrt{-g_{AB} \frac{dX^A}{d\lambda} \frac{dX^B}{d\lambda}} d\lambda - q_\mu \int M_A \frac{dX^A}{d\lambda} d\lambda, \quad \text{! (24)}$$

где m_5 — пятимерная масса, q_μ — моторный заряд частицы, $M_A = (M_\alpha, 0)$ — моторное калибровочное поле (временная компонента), а λ — произвольный параметр. В нерелятивистском пределе и при $\lambda = \mu$ это действие сводится к:

$$S_{\text{part}} \approx \int \left[\frac{1}{2} m(\Phi) \left(\frac{dx}{d\mu} \right)^2 - m(\Phi) c^2 - q_\mu M_0(x, \mu) \right] d\mu, \quad \text{! (25)}$$

где $m(\Phi) = m_5 \omega_0 \Phi$ — эффективная масса, зависящая от локального Φ . Здесь мы пренебрегли членами, связанными с пространственной частью M_α , и использовали калибровку $M_\mu = 0$.

10.2. Уравнение движения

Вариация (25) по x даёт уравнение Эйлера–Лагранжа:

$$\frac{d}{d\mu} \left(m(\Phi) \frac{dx}{d\mu} \right) = -\nabla \left[\frac{1}{2} m'(\Phi) \left(\frac{dx}{d\mu} \right)^2 - m'(\Phi) c^2 - q_\mu M_0 \right] - q_\mu \nabla M_0, \quad \text{! (26)}$$

где $m'(\Phi) = dm/d\Phi = m_5 \omega_0$ (для линейной зависимости $m = m_5 \omega_0 \Phi$). Упрощая, получаем:

$$\frac{d}{d\mu} \left(m(\Phi) \frac{dx}{d\mu} \right) = -\nabla V_{\text{eff}}(x, \mu), \quad \text{! (27)}$$

где эффективный потенциал:

$$V_{\text{eff}}(x, \mu) = m(\Phi) c^2 - \frac{1}{2} m'(\Phi) \left(\frac{dx}{d\mu} \right)^2 + q_\mu M_0(x, \mu). \quad \text{! (28)}$$

Вводя обозначение для силы $F_{\text{eff}} = -\nabla V_{\text{eff}}$, получаем **обобщённый второй закон Ньютона в моторном измерении:**

$$\frac{d}{d\mu} \left(m(\Phi) \frac{dx}{d\mu} \right) = F_{\text{eff}}. \quad \text{! (29)}$$

Это уравнение является аналогом второго закона Ньютона, но производные берутся по моторной координате μ , а масса зависит от поля Φ .

10.3. Интерпретация сил

Раскрывая (29), получаем:

$$m(\Phi) \frac{d^2 x}{d\mu^2} + \frac{dm}{d\mu} \frac{dx}{d\mu} = F_{\text{eff}}. \quad (30)$$

Здесь второе слагаемое слева — это сила, связанная с изменением массы вдоль траектории. Если Φ меняется в пространстве, то $dm/d\mu = m'(\Phi) \nabla \Phi \cdot dx/d\mu$, что даёт дополнительную «силу трения» или «антигравитационную» компоненту, зависящую от скорости. Это похоже на эффект, предсказываемый в моделях с переменной массой (например, в некоторых теориях скалярного поля).

10.4. Переход к физическому времени

Связь между μ и физическим временем t задаётся постулатом 4: $d\mu = \omega_0 dt$. Тогда производные преобразуются:

$$\frac{d}{d\mu} = \frac{1}{\omega_0} \frac{d}{dt}, \quad \frac{d^2}{d\mu^2} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{d^2}{dt^2}.$$

Уравнение (29) принимает вид:

$$\frac{1}{\omega_0^2} \frac{d}{dt} \left(m(\Phi) \frac{1}{\omega_0} \frac{dx}{dt} \right) = F_{\text{eff}}.$$

Умножая на ω_0^2 , получаем:

$$\frac{d}{dt} \left(m(\Phi) \frac{dx}{dt} \right) = \omega_0^2 F_{\text{eff}}. \quad (31)$$

Здесь F_{eff} имеет размерность силы, умноженной на квадрат времени, что следует из определения через производную по безразмерному μ

В пределе $\Phi = \text{const}$ и $F_{\text{eff}} = -\nabla V_{\text{std}}$ (стандартная сила), это уравнение сводится к обычному второму закону Ньютона:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\nabla V_{\text{std}}, \quad \dot{\iota} \quad (32)$$

где $m = m_5 \omega_0 \Phi_0$ — обычная инертная масса. Таким образом, классическая механика возникает как проекция моторной динамики на ось времени при постоянном Φ .

10.5. Следствия и новые предсказания

1. **Поправки к гравитации.** Если Φ имеет градиент, то в правой части (31) появляется дополнительная сила $F_\Phi = -m'(\Phi) \nabla \Phi \cdot (dx/dt)^2 / \omega_0^2$. Это приводит к поправкам к законам Ньютона и Эйнштейна на масштабах, где Φ меняется (например, вблизи галактик или в лабораторных условиях).
2. **Инерция как моторный эффект.** Инертная масса частицы возникает из её движения по μ , а не является внутренним свойством. Это даёт новое объяснение принципа эквивалентности.
3. **Экспериментальные проверки.** Можно искать отклонения от законов Ньютона на малых расстояниях (если Φ сильно меняется), или измерять дополнительное ускорение при движении в градиенте Φ (например, в оптических часах).
4. **Связь с моторным генератором.** Формула для работы (14) является частным случаем интеграла от F_{eff} вдоль траектории, что подтверждает её физическую обоснованность.

Раздел 11. Закон сохранения моторного числа и правила отбора

В предыдущих разделах мы установили, что моторное число n является квантованным импульсом вдоль компактного измерения μ . В замкнутой системе это число должно сохраняться, аналогично электрическому заряду или барионному числу. Данный закон сохранения приводит к важным

следствиям: правилам отбора для переходов между моторными уровнями, объяснению стабильности частиц и новым экспериментальным предсказаниям.

11.1. Закон сохранения моторного числа

В отсутствие внешних полей, зависящих от μ , действие инвариантно относительно трансляций вдоль μ (т.е. сдвига $\mu \rightarrow \mu + \text{const}$). Согласно теореме Нётер, это приводит к сохранению обобщённого импульса, сопряжённого с μ , то есть моторного числа n . Таким образом, для изолированной системы:

$$\sum_i n_i = \text{const}, \quad \dot{\quad} (33)$$

где суммирование ведётся по всем частицам. Это означает, что процессы, изменяющие суммарное n , возможны только при участии внешних полей, которые нарушают трансляционную инвариантность по μ .

11.2. Уравнение непрерывности для моторного заряда

Введём плотность моторного заряда $\rho_\mu(x, t)$ и ток $j_\mu(x, t)$. Тогда закон сохранения (33) в локальной форме записывается как:

$$\frac{\partial \rho_\mu}{\partial t} + \nabla \cdot j_\mu = 0. \quad \dot{\quad} (34)$$

Это уравнение аналогично уравнению непрерывности для электрического заряда. В релятивистской форме:

$$\partial_\alpha j_\mu^\alpha = 0, \quad j_\mu^\alpha = (\rho_\mu, j_\mu). \quad \dot{\quad} (35)$$

В рамках пятимерной теории этот ток является частью 5D-тока, связанного с импульсом вдоль μ .

11.3. Гамильтониан взаимодействия и матричные элементы

Внешнее моторное поле $M_0(x, t)$ (временная компонента калибровочного поля) может индуцировать переходы между состояниями с разными n . Гамильтониан взаимодействия имеет вид:

$$H_{\text{int}} = q_{\mu} M_0(x, t), \quad \text{і} \quad (36)$$

где q_{μ} — моторный заряд частицы. Матричный элемент перехода между состояниями с моторными числами n и n' :

$$\langle n' | H_{\text{int}} | n \rangle = q_{\mu} \int_0^{2\pi R_{\mu}} \psi_n^{\dagger}(\mu) M_0(\mu) \psi_n(\mu) d\mu, \quad \text{і} \quad (37)$$

где $\psi_n(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{\mu}}} e^{in\mu/R_{\mu}}$ — волновые функции в пятом измерении. Если поле M_0 не зависит от μ , интеграл даёт $\delta_{n',n}$, и переходы запрещены. Если же M_0 содержит гармонику $\cos(\mu/R_{\mu})$ (как в разложении (2) ранее), то возникают ненулевые матричные элементы:

$$\langle n \pm 1 | H_{\text{int}} | n \rangle \propto q_{\mu} M_0, \quad \text{і} \quad (38)$$

где M_0 — амплитуда соответствующей моды поля.

11.4. Правила отбора

Из (37)–(38) следуют правила отбора:

- **Дипольное приближение (линейная связь):** разрешены переходы с $\Delta n = \pm 1$.
- **Квадрупольное и более высокие порядки:** разрешены переходы с $\Delta n = \pm k$, где k — порядок теории возмущений ($k = 2, 3, \dots$).
- **Запрет переходов с $\Delta n = 0$** (если только поле не меняет n недиагонально, что требует более сложной зависимости M_0 от μ).

Эти правила аналогичны правилам отбора в атомной физике для дипольных переходов.

11.5. Связь с аномальным магнитным моментом мюона

Вклад виртуальных моторных мод в аномальный магнитный момент мюона (формула (11)) можно переинтерпретировать как результат виртуальных переходов $n \rightarrow n'$, подчиняющихся правилам отбора. Это даёт

дополнительное обоснование оценке (12) и может быть использовано для уточнения расчётов.

11.6. Следствия для коллайдерных экспериментов

При столкновениях высокоэнергичных частиц могут рождаться пары с разными n . Распады таких состояний будут подчиняться правилам отбора, что приведёт к характерным резонансным пикам в инвариантных массах и угловым распределениям. Поиск таких сигналов в данных LHC и будущих коллайдеров (HL-LHC, FCC) может подтвердить или опровергнуть теорию.

11.7. Связь с оптическими часами

Внешнее поле M_0 (например, лазерное излучение) может индуцировать переходы между моторными уровнями в атомах, используемых в оптических часах. Это приведёт к дополнительным линиям в спектре поглощения на частотах, кратных $\Delta E = 1/R_\mu$. Отсутствие таких линий уже накладывает ограничения на параметры теории.

Благодарности. Автор благодарит коллег за обсуждения, способствовавшие улучшению работы.

Конфликт интересов. Отсутствует.

Финансирование. Исследование не получало внешнего финансирования.

Приложение А. Вывод эффективного 4D-действия

Метрика (1) при постоянном Φ и $A_\alpha = 0$ даёт элемент объёма

$$d^5 X \sqrt{-g_5} = d^4 x d\mu \Phi \sqrt{-g_4}.$$

Интегрирование по μ (длина $2\pi R_\mu$) приводит к

$$S_{\text{grav}} = \frac{2\pi R_\mu \Phi}{2\kappa_5} \int d^4x \sqrt{-g_4} R_4.$$

Определяя

$$\frac{1}{2\kappa_4} \equiv \frac{2\pi R_\mu \Phi}{2\kappa_5},$$

получаем обычное действие Эйнштейна–Гильберта с космологической постоянной

$$\Lambda = \frac{3}{R_\mu^2}.$$

Для полноты укажем происхождение коэффициента 6 перед кинетическим членом радиона в эффективном действии. Для метрики (1) пятимерный скаляр Риччи имеет вид

$$R_5 = R_4 - 2 \frac{\square \Phi}{\Phi} - \frac{(\partial \Phi)^2}{\Phi^2} + \dots,$$

где \square — оператор д'Аламбера в четырёх измерениях. После интегрирования по частям и приведения к каноническому виду кинетический член для Φ приобретает коэффициент 6. Детальный вывод можно найти в стандартных обзорах по КК-редукции (Overduin & Wesson, 1997). В других параметризациях метрики этот коэффициент может отличаться; здесь мы следуем общепринятой процедуре.

Список литературы

1. Abi, B. et al. (Muon g-2 Collaboration) (2021). Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. *Physical Review Letters*, 126, 141801. DOI:10.1103/PhysRevLett.126.141801.

2. Aoyama, T. et al. (2020). The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model. *Physics Reports*, 887, 1–166. DOI:10.1016/j.physrep.2020.07.006.
3. Appelquist, T., Cheng, H.-C., & Dobrescu, B. A. (2001). Bounds on universal extra dimensions. *Physical Review D*, 64, 035002. DOI:10.1103/PhysRevD.64.035002.
4. Barbour, J. (1999). *The End of Time*. Oxford University Press.
5. Bloom, B. J. et al. (2014). *Nature*, 506, 71–75. DOI:10.1038/nature12941 (если есть).
6. Chou, C. W., Hume, D. B., Rosenband, T., & Wineland, D. J. (2010). Optical Clocks and Relativity. *Science*, 329, 1630–1633. DOI:10.1126/science.1192720.
7. Czarnecki, A., & Marciano, W. J. (2001). The muon anomalous magnetic moment: A harbinger for "new physics". *Physical Review D*, 64, 013014. DOI:10.1103/PhysRevD.64.013014.
8. Kaluza, T. (1921). Zum Unitätsproblem der Physik. *Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften*, 966–972.
9. Klein, O. (1926). Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. *Z. Phys.*, 37, 895–906. DOI:10.1007/BF01397481.
10. Nicholson, T. L. et al. (2015). *Nature Communications*, 6, 6896. DOI:10.1038/ncomms7896 (если есть).
11. Overduin, J. M., & Wesson, P. S. (1997). Kaluza–Klein gravity. *Physics Reports*, 283(5), 303–378. DOI:10.1016/S0370-1573(96)00046-4.
12. Rovelli, C. (2004). *Quantum Gravity*. Cambridge University Press.
13. Rovelli, C. (2018). *The Order of Time*. Riverhead Books.

14.Sanner, C. et al. (2019). Nature, 567, 204–208. DOI:10.1038/s41586-019-0973-7.