# Безвременная евклидова модель и реконструкция наблюдаемой физики

Андрей Николаевич Смирнов
Москва, andreysxxxx@gmail.com

**Аннотация**

Рассматривается программа реконструкции наблюдаемой физики из минимальной безвременной модели, заданной четырехмерным евклидовым пространством $\mathbb{E}^4$ и единственным вещественным полем $\Phi$, удовлетворяющим уравнению Лапласа $\Delta_{\mathbb{E}^4}\Phi = 0$. На фундаментальном уровне отсутствуют время, динамика, причинный порядок, лоренцева метрика, пространство событий и набор взаимодействующих полей. Физическое описание возникает относительно внутреннего локализованного наблюдателя как допустимая операциональная реконструкция. Выбор фолиации формирует инерциальную систему отсчета, события и причинную сеть; требования согласованности реконструкции приводят к конечной универсальной предельной скорости и лоренцевым наблюдаемым преобразованиям. При медленном изменении фолиации возникает эффективная геометрия, а принцип компенсации приводит к действию Эйнштейна–Гильберта и уравнениям Эйнштейна. В локально-инерциальном режиме реконструируется квантовое ядро эффективной теории: гильбертово пространство, положительный гамильтониан, унитарная эволюция, уравнение Шрёдингера, правило Борна, POVM-описание измерений и релятивистское замыкание свободных секторов. На уровне классов реконструкции выделяется минимальная реализация видимого сектора Стандартной модели; неполнота видимого сектора создает естественное место для скрытого содержания и темной материи. Наконец, экспоненциальная неустойчивость обратного эллиптического продолжения задает конечный горизонт устойчивой реконструкции $L_{\max}$, который в замкнутом ОТО-режиме проявляется как космологический член $\Lambda_{\mathrm{IR}} = \chi L_{\max}^{-2}$. В результате специальная и общая теория относительности, квантовое ядро, видимый и скрытый секторы и космологический инфракрасный масштаб образуют последовательные уровни одной реконструктивной схемы.

**Ключевые слова:** безвременная модель; евклидово пространство; операциональная реконструкция; наблюдатель; специальная теория относительности; общая теория относительности; квантовые основания; Стандартная модель; темная материя; космологическая постоянная.

## 1. Введение

Проблема времени в фундаментальной физике обычно формулируется как поиск теории, в которой привычное время не является исходной координатой или внешним параметром эволюции [1, 2, 3]. Однако большинство безвременных подходов сохраняет некоторый функциональный заменитель времени: частичный порядок, последовательность состояний, пространство историй, внутренние часы или уже заданную причинную структуру. Одновременно наблюдатель, как правило, остается внешним интерпретатором готового физического мира. В результате устраняется обозначение времени, но не обязательно сама фундаментальная структура порядка и изменения.

Рассматриваемая здесь программа ставит более сильную задачу. Требуется построить фундаментальную модель, в которой нет не только координаты времени, но также первичного причинного порядка, динамики, пространства событий, лоренцевой сигнатуры и заранее заданного квантового формализма. Наблюдатель при этом должен быть внутренней физической структурой модели, а все понятия, используемые в наблюдаемой физике, должны возникать как формы его устойчивой реконструкции.

Исходная конструкция предельно проста:

$$\mathbb{E}^4, \qquad \delta_{AB}, \qquad \Phi : \mathbb{E}^4 \to \mathbb{R}, \qquad \Delta_{\mathbb{E}^4}\Phi = 0, \tag{1}$$

где $\delta_{AB}$ — евклидова метрика сигнатуры $(+,+,+,+)$, а $\Phi$ — единственное фундаментальное поле. Конфигурация $\Phi$ не развивается: она задает весь мир модели целиком. Уравнение (1) не содержит начальных условий в динамическом смысле, не выделяет направления и обладает полной $O(4)$-симметрией.

Минимальность исходного уровня не означает бедности наблюдаемой физики. Напротив, последовательное введение внутреннего наблюдателя и условий допустимой реконструкции приводит к цепочке

$$\begin{aligned} \mathbb{E}^4 + \Delta\Phi = 0 \longrightarrow \text{наблюдатель, события и причинность} \longrightarrow \text{СТО} \longrightarrow \text{ОТО} \\ \longrightarrow \text{квантовое ядро} \longrightarrow \text{видимый и скрытый секторы} \longrightarrow \Lambda_{\mathrm{IR}}. \end{aligned} \tag{2}$$

Каждый переход в (2) использует результаты предыдущего уровня и не добавляет новых фундаментальных полей. Цель настоящей статьи — дать связное изложение этой программы и показать, что ее отдельные результаты образуют не набор независимых гипотез, а единую реконструктивную архитектуру [7, 8, 9, 10, 11, 12].

## 2. Фундаментальный уровень и внутренний наблюдатель

### 2.1. Отсутствие фундаментального времени

Пространство $\mathbb{E}^4$ в (1) не является евклидизированным пространством-временем и не предполагает обратного перехода посредством поворота Вика. Все четыре направления фундаментально равноправны. Поле $\Phi$

рассматривается как одна фиксированная гармоническая конфигурация. Поэтому на исходном уровне отсутствуют понятия “раньше”, “позже”, “причина”, “следствие”, “состояние” и “эволюция состояния”.

Уравнение Лапласа выбирается как минимальное локальное линейное уравнение второго порядка, совместимое с $O(4)$-инвариантностью и не выделяющее направление. Физически существенна не конкретная явная форма решения, а класс гармонических конфигураций, допускающих устойчивую локальную реконструкцию. Тем самым теория рассматривает не все элементы $\ker\Delta$ как физически эквивалентные, а подмножество

$$\mathcal{S} \subset \ker \Delta_{\mathbb{E}^4}, \tag{3}$$

для которого существуют локализованный наблюдатель, воспроизводимые регистрации и согласованный перенос операционально доступных данных.

### 2.2. Фолиация и локальное представление поля

Наблюдатель выбирает семейство гиперплоскостей

$$\Sigma_s^{(n)} = \{x \in \mathbb{E}^4 \mid n_A x^A = s\}, \qquad n_A n^A = 1, \tag{4}$$

где $n^A$ — нормаль к фолиации, а $s$ — параметр нумерации срезов. Параметр $s$ не является скрытым фундаментальным временем: до выбора фолиации он не обладает физическим смыслом и не задает глобального порядка. Время появляется только как операциональная интерпретация согласованного переноса между срезами относительно данного наблюдателя.

На срезе $\Sigma_s^{(n)}$ выбирается рабочая область $\Omega$, а тело наблюдателя занимает локализованную область $\Omega_0 \Subset \Omega$. В согласованном базисе локальных мод $\{u_\alpha\}$ поле представляется в виде

$$\Phi|_\Omega = \sum_\alpha a_\alpha(s) u_\alpha, \qquad a_\alpha(s) = \int_\Omega u_\alpha(x)\Phi(x)\,\mathrm{d}^3x. \tag{5}$$

Внутренние моды наблюдателя $\chi_\beta$ выражаются через тот же базис,

$$\chi_\beta = \sum_\alpha C^{(O)}_{\beta\alpha} u_\alpha, \qquad b_\beta(s) = \sum_\alpha C^{(O)}_{\beta\alpha} a_\alpha(s). \tag{6}$$

Таким образом, наблюдатель не вводится как внешний субъект или дополнительная субстанция: его тело, регистры и чувствительности являются локальной организацией той же конфигурации $\Phi$.

### 2.3. Измерение, событие и причинная сеть

Минимальный акт регистрации задается локальным функционалом считывания

$$R_O(s) = F_O\big(a(s), b(s)\big), \qquad R_O(s_0) \geq I^{(O)}_{\mathrm{thr}}, \tag{7}$$

после чего один из устойчивых регистров памяти изменяет значение. Такой дискретный результат — “клик” — образует наблюдаемую вершину причинной сети. Физический процесс регистрации может быть протяженным, однако его результат сохраняется как различимый элемент памяти; именно на уровне записи возникает операциональная точечность события.

Следует различать акт измерения и событие в общем смысле. Наблюдатель непосредственно фиксирует только локальные вершины $V_{\mathrm{obs}} \subset \Omega_0$, но по доступным данным и правилу переноса восстанавливает вершины $V_{\mathrm{rec}} \subset \Omega$. В результате в каждой фолиации возникает сеть

$$C_n = (V_n, \prec_n), \qquad V_n = V_{\mathrm{obs}} \cup V_{\mathrm{rec}}, \tag{8}$$

где $E \prec_n E'$ означает, что в данной реконструкции существует допустимая цепочка передачи влияния от $E$ к $E'$. События и причинность здесь не первичны: они являются структурой, которую внутренний наблюдатель строит из регистраций.

Допустимая реконструкция требует локализуемости мод, существования локального переноса коэффициентов,

$$a^{(n)}(s + \mathrm{d}s) = A^{(n)}[\Phi] a^{(n)}(s), \tag{9}$$

и устойчивости процедуры при малом повороте фолиации. Если $n' \to n$, предрегистрационные величины и правила идентификации мод должны изменяться непрерывно, а реконструированные структуры — совпадать в пределах операционального разрешения. Эти требования не добавляют к миру готовую причинность; они выделяют те конфигурации, для которых причинное описание вообще может быть устойчиво реализовано.

## 3. Возникновение специальной теории относительности

### 3.1. Инерциальные системы как фолиации

При постоянной нормали $n^A$ параллельные срезы (4) образуют операциональную инерциальную систему отсчета. Благодаря $O(4)$-симметрии фундаментального уравнения ни одно направление $n$ не выделено. Инвариантность формы локального переноса выражается как эквивалентность его представлений:

$$A^{(n')} = U(n,n') A^{(n)} U(n,n')^{-1}, \tag{10}$$

где $U(n, n')$ меняет модальное представление, но не является оператором восстановления данных одного среза из другого. Равноправие фолиаций тем самым становится операциональным первым постулатом СТО: правила регистрации и обработки имеют одну форму во всех инерциальных системах.

Принцип инерции также получает реконструктивный смысл. В отсутствие дополнительного взаимодействия устойчивый рисунок событий локализованного тела не имеет причины изменять свою геометрию; отклонение от равномерной прямолинейной последовательности событий интерпретируется как результат внешнего воздействия.

### 3.2. Отсутствие глобального пространства событий

Разные фолиации используют разные проекции одной конфигурации $\Phi$ и в общем случае создают разные сети $C_n$. Поэтому теория не вводит единого множества событий, на котором одновременно действуют все преобразования систем отсчета. Более того, локальные операции внутри $C_n$ не способны сделать доступным событие, отсутствующее в этой сети. Это информационное ограничение приводит к различению двух преобразований.

*Прямое преобразование* описывает фактическую смену фолиации и перестройку реконструкции,

$$D_{n\to n'} : C_n \longmapsto C_{n'}. \tag{11}$$

При нем часть событий может исчезнуть, а часть — возникнуть. *Наблюдаемое преобразование* строится наблюдателем, остающимся в собственной системе и условно отождествляющим события двух описаний,

$$M_{n\to n'} : (t, \mathbf{r}) \longmapsto (t', \mathbf{r}'). \tag{12}$$

Оно действует на операциональное описание и по определению сохраняет наблюдаемую событийность. Обычные лоренцевы преобразования относятся именно ко второму типу.

### 3.3. Предельная скорость и лоренцевы преобразования

Для причинно связанных вершин в фиксированной фолиации вводится операциональная верхняя граница

$$v_{\max}^{(n)} = \sup\left\{ \frac{\|\Delta\mathbf{r}\|}{\Delta t} : E \prec_n E',\ E \neq E' \right\}. \tag{13}$$

Инвариантность локального закона переноса делает эту величину одинаковой для совместимых фолиаций. Согласованность при бесконечно малом повороте фиксирует нормировку операционального времени и отождествляет ее масштаб с $v_{\max}$. Бесконечное значение приводит к вырождению временной шкалы и исчезновению нетривиальной причинной классификации, поэтому

$$0 < v_{\max} < \infty. \tag{14}$$

Однородность, изотропия, композиционность и сохранение операциональной причинной достижимости тогда приводят к инварианту

$$Q(t, \mathbf{r}) = v_{\max}^2 t^2 - \|\mathbf{r}\|^2 \tag{15}$$

и преобразованиям

$$\begin{aligned} t' &= \gamma\left(t - \frac{v}{v_{\max}^2} r_\parallel\right), \\ r'_\parallel &= \gamma(r_\parallel - vt), \qquad \mathbf{r}'_\perp = \mathbf{r}_\perp, \\ \gamma &= \left(1 - \frac{v^2}{v_{\max}^2}\right)^{-1/2}. \end{aligned} \tag{16}$$

Тем самым оба постулата СТО и лоренцева форма наблюдаемых преобразований возникают из евклидовой симметрии и требований устойчивой причинной реконструкции, а не задаются на фундаментальном уровне [7].

## 4. Эффективная геометрия и общая теория относительности

### 4.1. Медленно меняющаяся фолиация

Переход к гравитации начинается с отказа от глобально постоянной нормали. Пусть

$$n^A = n^A(x), \qquad n_A n^A = 1, \tag{17}$$

причем изменение $n^A(x)$ достаточно медленно. Локально сохраняется СТО-режим, но соседние локальные реконструкции уже требуют согласования. Кривизна фолиации описывается внешней кривизной

$$K_{ab} = \frac{1}{2}\mathcal{L}_n h_{ab}, \tag{18}$$

а ее операциональное проявление воспринимается как ускорение. Однородный поворот локальной временной нормали устраняется выбором ускоренной системы; неоднородность поворота порождает приливную структуру и требует геометрической компенсации.

Эффективная метрика $g_{\mu\nu}$ кодирует согласование локальных причинных конусов и правил сравнения соседних реконструкций. Она не является другой метрикой фундаментального пространства $\mathbb{E}^4$ и не получается глобальной заменой сигнатуры. Евклидова метрика $\delta_{AB}$ остается фундаментальной, тогда как $g_{\mu\nu}$ принадлежит наблюдаемому уровню.

### 4.2. Принцип компенсации

Эффективные поля $\psi_I$ также не вводятся фундаментально. Они являются локальными функционалами конфигурации $\Phi$ на выбранных срезах,

$$\psi_I = \Psi_I[\Phi; \Sigma_s]. \tag{19}$$

При их наличии перенос между соседними срезами и сохранение единой причинной геометрии в общем случае создают остаточное рассогласование. Допустимая реконструкция требует его полного устранения. Это условие формулируется как принцип компенсации

$$\delta S_{\text{eff}}[g, \psi] + \delta S_g[g] = 0. \tag{20}$$

Здесь $S_{\text{eff}}$ описывает вклад эффективных степеней свободы, а $S_g$ — универсальный геометрический компенсатор. Тензор энергии-импульса определяется вариационно,

$$T^{\text{eff}}_{\mu\nu} = -\frac{2}{\sqrt{|g|}} \frac{\delta S_{\text{eff}}}{\delta g^{\mu\nu}}, \qquad \nabla^\mu T^{\text{eff}}_{\mu\nu} = 0. \tag{21}$$

Локальность, диффеоморфная инвариантность эффективного описания, второй порядок уравнений и правильный СТО-предел выделяют в четырех измерениях минимальный геометрический сектор [4]:

$$S_g = \frac{1}{16\pi G} \int \mathrm{d}^4x \sqrt{|g|} \big(R[g] - 2\Lambda\big) + S_{\partial\Omega}. \tag{22}$$

Подстановка (22) в (20) дает

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T^{\text{eff}}_{\mu\nu}. \tag{23}$$

В этой конструкции уравнения Эйнштейна являются замкнутой эффективной формой требования совместимости причинной реконструкции.

### 4.3. Принцип эквивалентности и иерархия масштабов

Пусть $L_{\text{field}}$ — характерный масштаб доступных эффективных полей, а $L_{\text{fol}}$ — масштаб изменения фолиации. Устойчивая локальная реконструкция требует

$$\varepsilon = \frac{L_{\text{field}}}{L_{\text{fol}}} \ll 1. \tag{24}$$

Тогда в окрестности события можно выбрать описание, в котором

$$g_{\mu\nu}(p) = \eta_{\mu\nu}, \qquad \partial_\rho g_{\mu\nu}(p) = 0, \tag{25}$$

а гравитационный компонент устраняется до первого порядка. Принцип эквивалентности тем самым следует из локальной неразличимости кривизны фолиации и ускоренной реконструкции.

Условие (24) одновременно объясняет слабополевой характер операционально доступного режима. При $\varepsilon = O(1)$ локальный конус и перенос между срезами перестают быть устойчиво согласованными, поэтому эффективная геометрия теряет область применимости. Все доступные эффективные поля используют одну метрику $g_{\mu\nu}$; наблюдаемое расщепление причинных конусов для разных полей опровергло бы модель [8].

## 5. Квантовое ядро эффективной теории

### 5.1. Евклидова реконструкция состояния

Квантовый слой строится в локально-инерциальной области $K \Subset \Omega$, где выполняется иерархия (24), перенос локален, а эффективный сектор замкнут с требуемой точностью. Устойчивые регистры, воспроизводимость считывания и согласованность через срезы выделяют стационарный рабочий режим. В локально-линейном свободном приближении естественным классом состояний являются квазисвободные состояния, а отражение $s \mapsto -s$ выражает отсутствие фундаментально выделенной ориентации параметра фолиации.

Для отражательно-положительного класса локальных состояний стандартная OS/GNS-реконструкция [5, 6] дает гильбертово пространство $\mathcal{H}$, циклический вектор и полугруппу

$$T(\tau) = e^{-\tau H}, \qquad H = H^* \geq 0. \tag{26}$$

После перехода к наблюдаемому временному параметру возникает сильно непрерывная унитарная группа

$$U(t) = e^{-iHt}. \tag{27}$$

Таким образом, гильбертово пространство, положительность энергии и унитарная эволюция не вводятся на фундаментальном уровне, а являются формой локальной реконструкции евклидова переноса.

### 5.2. Комплексная структура, динамика и измерение

Совместимая положительная комплексная структура $J$ на пространстве начальных данных превращает вещественное фазовое пространство эффективного сектора в комплексное одночастичное пространство. Унитарная эволюция (27) тогда удовлетворяет уравнению

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}|\Psi(t)\rangle = H|\Psi(t)\rangle. \tag{28}$$

Локальность генератора дает уравнение непрерывности для плотности вероятности и соответствующего тока.

Измерения описываются положительно-операторнозначной мерой $E(\Delta)$, а вероятность результата в области $\Delta$ принимает вид

$$\mathbb{P}_\rho(\Delta) = \mathrm{Tr}\big(\rho E(\Delta)\big). \tag{29}$$

Правило Борна здесь не является отдельным фундаментальным законом для первичной волновой функции: оно возникает как представление статистики устойчивых регистраций в реконструированном гильбертовом пространстве.

Требования локальной лоренц-ковариантности, ограничения на главный символ и микропричинности фиксируют стандартные релятивистские замыкания свободных эффективных секторов: скалярный сектор типа Клейна–Гордона, спинорный сектор типа Дирака и калибровочно-инвариантный векторный сектор. Тем самым квантовое ядро согласуется с уже реконструированной причинной структурой СТО.

Существенное следствие состоит в асимметрии между эффективной материей и гравитацией. Квантованию подлежат негравитационные эффективные поля, тогда как гравитационный сектор остается геометрическим компенсатором и не порождает независимой локальной операторной алгебры спина 2. Следовательно, теория не требует фундаментального квантования метрики [9].

## 6. Классы реконструкции и физически наблюдаемый мир

Фундаментальная конфигурация не задает единственный способ выделения событий, эффективных полей и наблюдательного режима. Поэтому естественным объектом становится *класс реконструкции* $\mathcal{K}$: совокупность взаимно согласованных реконструкций, сохраняющих тип событийности, причинной структуры, эффективных степеней свободы и наблюдателя.

Класс $\mathcal{K}$ не следует отождествлять с одной глобальной Вселенной. Для конкретного наблюдателя его наблюдаемый мир задается областью $\Omega$, в которой сохраняется устойчивая причинная реконструкция. Разные наблюдатели одного класса могут иметь перекрывающиеся или различающиеся области $\Omega$, тогда как класс фиксирует более общий тип реконструируемой физики.

Такой переход изменяет постановку проблемы тонкой настройки. Первичен не вопрос, почему параметры заранее существующей Вселенной принимают специальные значения, а вопрос, какие классы реконструкции вообще допускают физически актуализированный мир наблюдателя. В рассматриваемой программе вводится онтологическое условие: физическая актуализация требует наблюдателя с внутренней субъективной представленностью и способностью к саморефлексии. Антропный принцип после этого выступает не внешним правилом отбора среди готовых миров, а следствием условия актуализации допустимого класса.

Наблюдаемые параметры получают роль идентификаторов нашего класса реконструкции. Это позволяет далее рассматривать структуру Стандартной модели, число поколений, матрицы Юкавы, скрытое содержание и космологические параметры как элементы единой обратной задачи: по наблюдаемой физике ограничить структуру того класса $\mathcal{K}$, в котором реализован наш наблюдательный мир [10].

## 7. Видимый сектор, Стандартная модель и темная материя

### 7.1. Выделение минимального видимого сектора

После реконструкции локального релятивистского квантового режима можно поставить вопрос о структуре непосредственно наблюдаемых полей. Видимый сектор должен одновременно обеспечивать: устойчивые материальные регистры наблюдателя; дальнодействующий канал передачи информации; стабильные цветонейтральные композиты; хиральный слабый сектор; отсутствие локальных аномалий; совместимость с локальной релятивистской квантовой теорией поля.

В физически релевантном семействе классов реконструкции эти требования выделяют минимальную реализацию видимого калибровочно-фермионного сектора

$$G_{\mathrm{vis}} \sim SU(3) \times SU(2) \times U(1), \tag{30}$$

с обычной оговоркой о возможном глобальном факторе. Компонента $SU(3)$ обеспечивает структуру, допускающую устойчивые цветонейтральные композиты; $SU(2)$ реализует минимальную хиральную слабую организацию; $U(1)$ дает несвязанный дальнодействующий канал. Условия квантовой согласованности выделяют аномально-свободный хиральный семейный блок.

Результат (30) относится к минимальному видимому сектору физически релевантного семейства классов, а не к утверждению, что всякая допустимая реконструкция обязана содержать только эту группу. Конкретная реализация определяется более тонкими параметрами класса. Число поколений

$$N_{\mathrm{gen}} = N_{\mathrm{gen}}(\mathcal{K}) \tag{31}$$

задает кратность изоморфных хиральных блоков, а матрицы Юкавы описывают допустимые скалярно-фермионные и межпоколенческие связи. Их наблюдаемые значения должны в конечном счете быть получены из решения обратной задачи для нашего класса реконструкции.

### 7.2. Неполнота видимого сектора

Условия, выделяющие (30), являются условиями видимости и материальной реализации наблюдателя, но не принципом полноты всей конфигурации. Поэтому селективное выделение видимого сектора оставляет невидимое дополнение. Структурно это можно записать как

$$\mathfrak{C}(\mathcal{K}) = \mathfrak{C}_{\mathrm{vis}}(\mathcal{K}) \cup \mathfrak{C}_{\mathrm{inv}}(\mathcal{K}), \qquad \mathfrak{C}_{\mathrm{vis}} \cap \mathfrak{C}_{\mathrm{inv}} = \varnothing, \tag{32}$$

где $\mathfrak{C}_{\mathrm{inv}}$ обозначает содержание класса, не вошедшее в минимальную видимую структуру. Его физически значимая часть образует скрытый сектор. Она может не входить в стандартные локальные каналы регистрации, оставаясь при этом совместимой с тем же реконструктивным режимом.

Гравитационно значимая невакуумная часть скрытого сектора вносит вклад в $T^{\mathrm{eff}}_{\mu\nu}$ и интерпретируется как темная материя. Таким образом, темная материя не добавляется к Стандартной модели как независимая феноменологическая гипотеза: естественное место для нее возникает из неполноты селективно выделенного видимого сектора. При этом скрытый сектор шире темной материи, а темная энергия к нему не относится и требует отдельного механизма [11].

## 8. Горизонт реконструкции и космологическая постоянная

### 8.1. Эллиптическая неустойчивость удаленного восстановления

Космологический инфракрасный масштаб выводится сначала в фиксированной плоской фолиации, без использования средней плотности вещества и полной FLRW-динамики. В координатах $x = y + sn$ уравнение (1) принимает вид

$$(\partial_s^2 + \Delta_y)\Phi = 0. \tag{33}$$

После преобразования Фурье по $y$ отдельная мода удовлетворяет

$$(\partial_s^2 - |k|^2)\widehat{\Phi}(s,k) = 0, \tag{34}$$

а устойчивая ветвь прямого продолжения задается полугруппой Пуассона

$$P_L = e^{-L|D|}, \qquad \widehat{\Phi}(L,k) = e^{-L|k|}\widehat{\Phi}(0,k). \tag{35}$$

Удаленная реконструкция требует обратного действия $P_L^{-1} = e^{L|D|}$, экспоненциально усиливающего ошибку. Если локальная погрешность равна $\delta$, а допустимый порог — $\delta_*$, устойчивость моды требует

$$\delta e^{L|k|} \lesssim \delta_*. \tag{36}$$

Отсюда возникает верхняя граница устойчиво реконструируемого волнового числа

$$k_{\max}(L) = \frac{1}{L}\ln\frac{\delta_*}{\delta}, \qquad \lambda_{\min}(L) = \frac{2\pi}{k_{\max}(L)}. \tag{37}$$

При росте $L$ спектральное окно монотонно сужается, а минимальная различимая длина волны возрастает. Удаленный мир реконструируется все более грубо: коротковолновая структура теряется не случайно, а вследствие направленной неустойчивости обратной эллиптической задачи.

Если $\lambda_*$ — предельное разрешение, еще совместимое с устойчивой причинной реконструкцией, условие

$$\lambda_{\min}(L_{\max}) = \lambda_* \tag{38}$$

задает конечный горизонт

$$L_{\max} = \frac{\lambda_*}{2\pi}\ln\frac{\delta_*}{\delta}. \tag{39}$$

Это не граница существования фундаментального поля, а предел, за которым локализованный наблюдатель данного класса не может сохранять тот же тип устойчивой событийной и причинной реконструкции.

### 8.2. Инфракрасный геометрический отклик

Пусть масштаб (39) устойчив для близких наблюдателей одного космологического класса реконструкции. Тогда он становится универсальным инфракрасным параметром эффективного сектора. В замкнутом ковариантном OTO-описании ведущий локальный универсальный вклад нулевого порядка по производным может быть только пропорционален метрике:

$$\Xi^{(0)}_{\mu\nu} = -\Lambda_{\mathrm{IR}} g_{\mu\nu}. \tag{40}$$

Поскольку $[\Lambda] = L^{-2}$, естественный масштаб равен

$$\Lambda_{\mathrm{IR}} = \chi L_{\max}^{-2}, \tag{41}$$

где безразмерный коэффициент $\chi$ определяется деталями космологического класса реконструкции. Космологическая постоянная тем самым интерпретируется не как фундаментальная вакуумная энергия и не как невакуумное скрытое вещество, а как универсальный геометрический ответ на конечность устойчивой удаленной реконструкции.

Сужение спектрального окна дает также реконструктивную интерпретацию красного смещения. Для сигнала с исходным волновым числом $k_{\rm em}$ причинная распознаваемость на масштабе $L$ требует

$$k_{\rm obs}(L) \le k_{\rm max}(L). \tag{42}$$

В FLRW-представлении

$$k_{\rm obs}(L) = \frac{k_{\rm em}}{1+z(L)}, \qquad 1+z(L) \ge \frac{k_{\rm em}}{k_{\rm max}(L)}. \tag{43}$$

Красное смещение переносит наблюдаемое содержание сигнала в допустимую инфракрасную область, сохраняя распознаваемость удаленного события ценой утраты коротковолновых деталей. В однородно-изотропном секторе с этим механизмом совместима положительная FLRW-ветвь,

$$\Lambda_{\rm IR} > 0, \qquad H_{\rm IR}^2 \simeq \frac{\Lambda_{\rm IR}}{3}, \qquad H_{\rm IR} \simeq \sqrt{\frac{\chi}{3}}\, L_{\rm max}^{-1}. \tag{44}$$

Вблизи горизонта индивидуально разрешимая событийная структура сменяется инфракрасно сглаженным предельным слоем. Возможная связь такого слоя с реликтовым фоном требует отдельного вывода его спектра, температуры, анизотропии и поляризации [12].

## 9. Единая структура, проверяемость и открытые задачи

Полученная программа радикально меняет соотношение фундаментального и эффективного. Время, причинность, события, лоренцева геометрия, квантовое состояние, калибровочные поля и космологическая динамика принадлежат не исходной онтологии, а устойчивому внутреннему описанию. Фундаментальная конфигурация не “эволюционирует” и не обязана обладать причинным объяснением. Поэтому вопросы о первопричине или о состоянии мира “до” начала эффективного космологического времени применяют реконструированную причинность за пределами ее области действия.

При этом теория делает ограничительные утверждения, отличающие ее от простого переописания известной физики.

Во-первых, все доступные эффективные поля должны использовать единую реконструированную метрику. Устойчивое поле-зависимое расщепление причинных конусов несовместимо с универсальным геометрическим компенсатором.

Во-вторых, гравитация не образует независимый локальный квантовый сектор спина 2. Надежное наблюдение эффекта, требующего именно гравитационно опосредованного квантового запутывания при исключенных негравитационных каналах, опровергло бы эту версию модели. Отсутствие такого эффекта согласуется с классическим статусом геометрического сектора.

В-третьих, операционально доступный OTO-режим требует иерархии (24). Воспроизводимое наблюдение контролируемого локального режима, в котором причинная реконструкция остается устойчивой при $\varepsilon = O(1)$, противоречило бы механизму возникновения эффективной геометрии.

В-четвертых, космологический член должен быть связан с масштабом предельной реконструкции соотношением (41), а удаленные сигналы — удовлетворять инфракрасному условию типа (43). Полная количественная проверка требует определения $\chi$, связи $L_{\rm max}$ с наблюдаемыми космологическими масштабами и вывода функции $z(L)$.

Основные открытые задачи уже имеют четкую структуру. Требуется завершить теорематизацию условий, выделяющих квантовый рабочий режим непосредственно из локальной спектральной задачи и требований существования наблюдателя; построить более строгую классификацию классов реконструкции; решить обратную задачу для $N_{\rm gen}$, матриц Юкавы и параметров скрытого сектора; вычислить коэффициент $\chi$ и восстановить полную FLRW-феноменологию. Эти задачи уточняют и замыкают уже полученную архитектуру, а не требуют введения нового фундаментального уровня.

## 10. Заключение

Безвременная евклидова модель (1) показывает, что наблюдаемая физическая структура может возникать из онтологически значительно более бедного основания. Локализованный внутренний наблюдатель и требования устойчивой причинной реконструкции превращают выбор фолиации в операциональную систему отсчета, порождают события и причинный порядок, фиксируют конечную универсальную скорость и приводят к лоренцевым преобразованиям.

Медленное изменение фолиации требует универсального геометрического компенсатора. В локальном ковариантном описании принцип компенсации приводит к действию Эйнштейна–Гильберта, уравнениям Эйнштейна, принципу эквивалентности и иерархии масштабов, определяющей область применимости эффективной геометрии. Внутри локально-инерциального режима евклидова OS/GNS-реконструкция дает квантовое ядро эффективной теории, включая гильбертово пространство, положительный гамильтониан, унитарность,

правило Борна и релятивистские свободные секторы. Гравитация при этом сохраняет качественно иной, классический геометрический статус.

Переход к классам реконструкции позволяет рассматривать наблюдаемый мир как одну физически актуализированную реализацию среди допустимых типов реконструкции. Для семейства классов, соответствующего миру нашего типа, выделяется минимальная реализация видимого сектора Стандартной модели, а его селективная неполнота создает скрытый сектор и естественное место для темной материи. На космологических масштабах эллиптическая неустойчивость удаленного восстановления задает конечный $L_{\max}$, который в замкнутом OTO-режиме проявляется как положительный космологический член порядка $L_{\max}^{-2}$.

Таким образом, CTO, OTO, квантовое ядро, Стандартная модель, темная материя и космологическая постоянная объединяются не добавлением новых фундаментальных сущностей, а последовательным уточнением условий, при которых внутренняя реконструкция одной гармонической конфигурации становится устойчивым наблюдаемым миром.

## Список литературы


[1] E. Anderson, "The problem of time in quantum gravity," *Classical and Quantum Gravity* **29** (2012), 143001.

[2] D. N. Page and W. K. Wootters, "Evolution without evolution: Dynamics described by stationary observables," *Physical Review D* **27** (1983), 2885–2892.

[3] J. Barbour, "The timelessness of quantum gravity: I. The evidence from the classical theory," *Classical and Quantum Gravity* **11** (1994), 2853–2860.

[4] D. Lovelock, "The Einstein tensor and its generalizations," *Journal of Mathematical Physics* **12** (1971), 498–501.

[5] K. Osterwalder and R. Schrader, "Axioms for Euclidean Green's functions," *Communications in Mathematical Physics* **31** (1973), 83–112.

[6] K. Osterwalder and R. Schrader, "Axioms for Euclidean Green's functions II," *Communications in Mathematical Physics* **42** (1975), 281–305.

[7] A. N. Smirnov, "Special Relativity as an Emergent Structure in a Timeless Euclidean Model," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 272–312.

[8] A. N. Smirnov, "Einstein Equations from a Timeless Euclidean Model: Operational Reconstruction and the Compensation Principle," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 372–402.

[9] A. N. Smirnov, "The Quantum Core of the Effective Theory as an Operational Reconstruction in a Timeless Euclidean Model," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 531–583.

[10] A. N. Smirnov, "Reconstruction Classes and the Fine-Tuning Problem in a Timeless Euclidean Model," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 738–765.

[11] A. N. Smirnov, "The Standard Model and Dark Matter in a Timeless Euclidean Model," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 805–836.

[12] A. N. Smirnov, "The Reconstruction Horizon and the Emergence of the Cosmological Constant in a Timeless Euclidean Model," *International Journal of Quantum Foundations* **12** (2026), 867–917.