Мировая цепь нейтрино в рамках каркасной концепции динамики частиц

Ю.А.Рылов

Институт проблем механики, РАН
119526, Москва, Пр. Вернадского, 101-1
email: rylov@ipmnet.ru
Web site: $http://rsfq1.physics.sunysb.edu/\tilde{}rylov/yrylov.htm$
or mirror Web site: $http://gasdyn-ipm.ipmnet.ru/\tilde{}rylov/yrylov.htm$

Аннотация

Рассматривается свободная нейтральная частица, мировая цепь которой представляет собой пространственноподобную винтовую линию с времениподобной осью. Такая мировая цепь оказывается возможной в некоторой дискретной геометрии пространства-времени. Радиус винтовой линии может оказаться макроскопическим. Этот факт согласуется с результатами эксперимента ОПЕРА, где была обнаружена сверхсветовая скорость нейтрино. Винтовая мировая цепь может быть аппроксимирована мировой трубкой макроскопического радиуса. Обнаружение сверхсветовой скорости нейтрино представляет собой концевой эффект толстой мировой трубки, а не среднюю сверхсветовую скорость нейтрино. Дискретная геометрия пространства-времени не имеет определенной метрической размерности. Математический аппарат линейного векторного пространства (математический аппарат дифференциальной геометрии) не может быть использован дискретной геометрии пространства-времени. Используется бескоординатное описание дискретной геометрии пространства-времени.

Ключевые слова: дискретная геометрия; метрическая размерность и координатная размерность; геометрия без метрической размерности; сверхсветовая скорость; тахионы

1 Введение

Исследование динамических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$, описываемых уравнением Дирака, показало, что классическое приближение системы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ представляет собой классическую динамическую систему $\mathcal{S}_{\mathrm{Dcl}}$, которая имеет десять степеней свободы [1, 2, 3, 4, 5]. Динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{Dcl}}$ описывает свободную частицу, чья мировая линия представляет собой пространственноподобную винтовую мировую линию с времениподобной осью. Частица движется вдоль мировой линии со сверхсветовой скоростью. На первый взгляд, свободная частица не может двигаться со сверхсветовой скоростью вдоль винтовой линии. Такая точка зрения обусловлена тем фактом, что мы не имеем дела с дискретной геометрией и не знаем ее свойств.

Оказывается, что существуют такие геометрии пространства-времени, где свободная частица может двигаться вдоль пространственноподобной винтовой линии [6]. Эта винтовая мировая линия образует мировую трубку, описывающую среднее движение частицы. Такая частица не имеет электрического заряда. Она может интерпретироваться как нейтрино. В работе [6] была рассмотрена модель такой пространственно-временной геометрии, где свободная частица может иметь винтообразную мировую линию. Здесь мы надеемся исследовать более реалистичную геометрию пространства-времени, где параметры мировой линии нейтрино близки к результатам наблюдения.

Эксперимент ОПЕРА [7] показывает, что нейтрино проходит расстояние 730км быстрее, чем световой сигнал. Время опережения около 60.7 ± 6.9нс. Это соответствует разнице $(v-c)\,c^{-1} \approx 3 \times 10^{-5}$. Обычно этот эксперимент интерпретируется как обнаружение сверхсветовой скорости среднего движения нейтрино. Это порождает проблемы, связанные с принципами теории относительности. Такая интерпретация основывается на предположении, что среднее движение нейтрино описывается одномерной прямой линией. Однако, если среднее движение нейтрино описывается мировой трубкой, то эксперимент ОПЕРА непринужденно описывается как эффект обусловленный толщиной мировой трубки нейтрино. Оценка радиуса мировой трубки из эксперимента ОПЕРА дает макроскопический размер радиуса трубки: $R > 2.5$км. Такой результат представляется неожиданным, поскольку принято считать, что все параметры движения элементарных частиц являются микроскопическими.

В этой работе мы исследуем мировую трубку нейтрино в случае более реалистичной геометрии пространства-времени. В результате получается структура движения нейтрино. Оказывается, что геометрия пространства-времени может быть такой, что радиус мировой трубки нейтрино оказывается макроскопическим. Геометрия пространства-времени оказывается или дискретной, или частично дискретной. Простейший пример дискретной геометрии пространства-времени $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ описывается мировой функцией

$$\sigma_{\mathrm{d}}(P,Q) = \sigma_{\mathrm{M}}(P,Q) + \frac{\lambda_0^2}{2}\mathrm{sgn}\left(\sigma_{\mathrm{M}}(P,Q)\right), \quad \forall P,Q \in \Omega \tag{1.1}$$

где σ_{M} есть мировая функция геометрии Минковского $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$, и Ω есть множество точек (событий), где задана геометрия Минковского. Геометрия (1.1) дискретна в том смысле, что расстояние $\rho_{\mathrm{d}}(P,Q) = \sqrt{2\sigma_{\mathrm{d}}(P,Q)}$ между точками P и Q удовлетворяет ограничению

$$|\rho_{\mathrm{d}}(P,Q)| \notin (0,\lambda_0), \quad \forall P,Q \in \Omega \tag{1.2}$$

Здесь λ_0 есть характерная (элементарная) длина дискретной геометрии. Неравенство означает, что в дискретной геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ нет близких точек. Ограничение (1.2) может быть описано также в терминах относительной плотности точек

$$n_{\mathrm{d}} \equiv \frac{d\sigma_{\mathrm{M}}}{d\sigma_{\mathrm{d}}} = \begin{cases} 1 & \text{если} \quad |\sigma_{\mathrm{d}}| \geq \frac{\lambda_0^2}{2} \\ 0 & \text{если} \quad |\sigma_{\mathrm{d}}| < \frac{\lambda_0^2}{2} \end{cases} \tag{1.3}$$

Можно сравнить относительные плотности точек в $\mathcal{G}_{\rm d}$ и в $\mathcal{G}_{\rm M}$, потому что они задаются на одном и том же множестве точек. Здесь плотность точек в интервале $(0,\lambda_0)$ of величин $|\rho_{\rm d}|$ обращается в нуль, тогда как в других интервалах значений $|\rho_{\rm d}|$ плотность точек такая же, как в геометрии Минковского.

Зернистая геометрия $\mathcal{G}_{\rm g}$, описываемая мировой функцией

$$\sigma_{\rm g}=\sigma_{\rm M}+\frac{\lambda_0^2}{2}\left\{\begin{array}{lll}\operatorname{sgn}(\sigma_{\rm M}) & \text{если} & |\sigma_{\rm M}|>\sigma_0>0\\ \frac{\sigma_{\rm M}}{\sigma_0} & \text{если} & |\sigma_{\rm M}|<\sigma_0\end{array}\right. \tag{1.4}$$

является дискретной только частично. Здесь $\sigma_0>0$ есть постоянная порядка λ_0^2. Относительная плотность $n_{\rm g}$ точек в $\mathcal{G}_{\rm g}$ имеет вид

$$n_{\rm g}=\frac{d\sigma_{\rm M}}{d\sigma_{\rm g}}=\left\{\begin{array}{ccc}1 & \text{если} & |\sigma_{\rm g}|\geq\frac{\lambda_0^2}{2}\\ \frac{\sigma_0}{\sigma_0+\lambda_0^2/2} & \text{если} & |\sigma_{\rm g}|<\frac{\lambda_0^2}{2}\end{array}\right. \tag{1.5}$$

Если $\sigma_0\rightarrow 0$, относительная плотность $n_{\rm g}$ точек в $\mathcal{G}_{\rm g}$ стремится к относительной плотности точек в дискретной геометрии пространства-времени $\mathcal{G}_{\rm d}$. Вообще. геометрия пространства-времени $\mathcal{G}_{\rm g}$ может рассматриваться как частично дискретная геометрия, потому что в интервале $(0,\lambda_0)$ величин $|\rho|$ относительная плотность точек меньше, чем в геометрии Минковского. Мы будем называть пространственно-временную геометрию (1.4) зернистой геометрией пространства-времени $\mathcal{G}_{\rm g}$. Зернистая геометрия имеет $\mathcal{G}_{\rm g}$ имеет свойства дискретной геометрии. Это разновидность дискретной геометрии и иногда мы будем использовать название дискретная геометрия для зернистой геометрии.

Зернистая геометрия и дискретная геометрия являются специальными случаями физической геометрии, которая определяется как геометрия, описываемая в терминах и только в терминах мировой функции, заданной не некотором множестве точек Ω

$$\sigma:\quad \Omega\times\Omega\rightarrow\mathbb{R},\quad \sigma(P,Q)=\sigma(Q,P),\quad \sigma(P,P)=0,\quad \forall P,Q\in\Omega \tag{1.6}$$

Метрическая геометрия является специальным случаем физической геометрии, снабженной аксиомой треугольника. Дистантная геометрия [8, 9] не использует аксиому треугольника, но она использует ограничение $\sigma(P,Q)\geq 0,\quad \forall P,Q\in\Omega$.

Дискретная геометрия (и другие физические геометрии) строятся как обобщение собственно евклидовой геометрии. Для осуществления такого обобщения собственно евклидова геометрия $\mathcal{G}_{\rm E}$ должна быть представлена в σ-представлении [10], где все понятия, величины и геометрические объекты собственно евклидовой геометрии выражаются через мировую функцию $\sigma_{\rm E}$ собственно евклидовой геометрии. Причина такого требования обусловлена тем обстоятельством, что обычно все понятия евклидовой геометрии (размерность, многообразие, гладкие линии, дифференциальные соотношения) относятся к дифференциальной (непрерывной) геометрии, и таких понятий нет в дискретной геометрии. Единственным понятием, общим для дискретной геометрии и собственно евклидовой геометрии, является мировая функция σ (или функция расстояния $\rho=\sqrt{2\sigma}$).

Будучи представленной в терминах мировой функции $\sigma_{\rm E}$, собственно евклидова геометрия $\mathcal{G}_{\rm E}$ содержит два вида соотношений: (1) общегеометрические соотношения, содержащие только мировую функцию σ_{E}, и (2) специальные соотношения собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$, которые представляют собой ограничения, налагаемые на мировую функцию σ_{E}.

Приведем некоторые общегеометрические определения:

Вектор $\mathbf{PQ}$ есть упорядоченное множество $\{P,Q\}$ из двух точек P,Q (а не элемент векторного пространства как обычно). Скалярное произведение $(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)$ двух векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$ определяется соотношением

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)=\sigma(P_0,Q_1)+\sigma(P_1,Q_0)-\sigma(P_0,Q_0)-\sigma(P_1,Q_1) \tag{1.7}$$

Длина $|\mathbf{PQ}|$ вектора $\mathbf{PQ}$ определяется соотношением

$$|\mathbf{PQ}|^2=(\mathbf{PQ}.\mathbf{PQ})=2\sigma(P,Q) \tag{1.8}$$

n векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1,\mathbf{P}_0\mathbf{P}_2,...\mathbf{P}_0\mathbf{P}_n$ линейно зависимы, если и только если определитель Грама

$$F_n(\mathcal{P}_n)=\det||(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_i.\mathbf{P}_0\mathbf{P}_k)||, \quad i,k=1,2,...n, \quad \mathcal{P}_n\equiv\{P_0,P_2,...P_n\} \tag{1.9}$$

обращается в нуль

$$F_n(\mathcal{P}_n)=0 \tag{1.10}$$

Два вектора $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$ эквивалентны (равны) $(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)$ если векторы параллельны

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\upuparrows\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1): \quad (\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)=|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|\cdot|\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1| \tag{1.11}$$

и длины их равны

$$\sigma(P_0,P_1)=\sigma(Q_0,Q_1) \tag{1.12}$$

В соответствии с (1.11), (1.12) определение эквивалентности имеет вид

$$\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1: \quad (\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)=|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2\wedge|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2=|\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1|^2 \tag{1.13}$$

Все общегеометрические соотношения (1.7) - (1.13) получаются как свойства линейного векторного пространства. Однако они не содержат ссылки на линейное векторное пространство. Они записаны в терминах мировой функции σ_{E} собственно евклидовой геометрии, и они могут использоваться в любой физической геометрии даже в том случае, когда в этой геометрии нельзя ввести линейное векторное пространство. Чтобы использовать соотношения (1.7) - (1.13) в дискретной геометрии, достаточно использовать в них мировую функцию σ_{d} дискретной геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$.

Формально общегеометрические соотношения (1.7) - (1.13) образуют метод обработки информации, заключенной в мировой функции. Такая обработка универсальна, т.е. она единообразна для всех обобщенных геометрий. Этот метод обработки известен для собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$. Он может быть использован для построения общегеометрических соотношений для других обобщенных геометрий. В случае, когда можно ввести линейное векторное пространство, такая обработка позволяет построить динамику частиц в геометрии пространства-времени, оснащенной линейным векторным пространством. Поскольку общегеометрические соотношения

(1.7) - (1.13) универсальны в том смысле, что они не ссылаются на линейное векторное пространство, то они могут быть использованы для построения динамики частиц в тех пространственно-временных геометриях, где нельзя ввести линейное векторное пространство.

Специальные соотношения собственно евклидовой геометрии имеют вид [11]:

I. Определение метрической размерности:

$$\exists \mathcal{P}_n \equiv \{P_0, P_1, ...P_n\} \subset \Omega, \qquad F_n(\mathcal{P}_n) \neq 0, \qquad F_k\left(\Omega^{k+1}\right) = 0, \qquad k > n \tag{1.14}$$

где $F_n(\mathcal{P}_n)$ есть определитель Грама n-ого порядка (1.9). Векторы $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_i$, $i = 1, 2, ...n$ являются базисными векторами прямолинейной системы координат K_n с началом координат в точке P_0. Ковариантные координаты точки P в системе координат K_n определяются соотношением

$$x_i(P) = (\mathbf{P}_0\mathbf{P}_i.\mathbf{P}_0\mathbf{P}), \qquad i = 1, 2, ...n \tag{1.15}$$

метрические тензоры $g_{ik}(\mathcal{P}_n)$ и $g^{ik}(\mathcal{P}_n)$, $i, k = 1, 2, ...n$ в системе координат K_n определяются соотношениями

$$\sum_{k=1}^{k=n} g^{ik}(\mathcal{P}_n)\, g_{lk}(\mathcal{P}_n) = \delta_l^i, \qquad g_{il}(\mathcal{P}^n) = (\mathbf{P}_0\mathbf{P}_i.\mathbf{P}_0\mathbf{P}_l), \qquad i, l = 1, 2, ...n \tag{1.16}$$

II. Линейная структура евклидова пространства:

$$\sigma_{\mathrm{E}}(P, Q) = \frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{i,k=n} g^{ik}(\mathcal{P}_n)\,(x_i(P) - x_i(Q))\,(x_k(P) - x_k(Q)), \qquad \forall P, Q \in \Omega \tag{1.17}$$

где координаты $x_i(P)$, $x_i(Q)$, $i = 1, 2, ...n$ точек P и Q есть ковариантные координаты соответственно векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}$, $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}$ в системе координат K.

III: Матрица метрического тензора $g_{lk}(\mathcal{P}_n)$ имеет только положительные собственные значения g_k

$$g_k > 0, \qquad k = 1, 2, ..., n \tag{1.18}$$

IV. Условие непрерывности: система уравнений

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_i.\mathbf{P}_0\mathbf{P}) = y_i \in \mathbb{R}, \qquad i = 1, 2, ...n \tag{1.19}$$

рассматриваемая как система уравнений для определения точки P как функции координат $y = \{y_i\}$, $i = 1, 2, ...n$ имеет всегда одно и только одно решение. Условия I – IV содержат ссылку на размерность n евклидова пространства, которая определяется соотношениями (1.14).

Специальные соотношения собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$ могут не выполняться для других физических геометрий. В некоторых случаях эти соотношения могут использоваться частично. Например, метрическая размерность может быть определена локально. Вместо ограничения (1.14) используется более мягкое условие

$$\forall P_0 \in \Omega, \quad \exists \mathcal{P}_n \equiv \{P_0, P_1, ...P_n\} \subset \Omega, \quad F_n(\mathcal{P}_n) \neq 0, \quad F_k(\mathcal{P}_k) = 0, \quad k > n \tag{1.20}$$

где все каркасы $\mathcal{P}_n$ содержат только бесконечно близкие точки. Условия (1.20) определяют метрическую размерность для локально плоской (римановой) геометрии.

Все соотношения I – IV записаны в терминах мировой функции. Они являются ограничениями на мировую функцию собственно евклидовой геометрии.

Собственно евклидова геометрия выглядит в σ-представлении совсем не так, как при традиционном представлении на основе линейного векторного пространства. Например, такая величина как размерность имеет два различных значения в σ-представлении. С одной стороны, метрическая размерность n_{m} есть максимальное число линейно независимых векторов, которые определяются соотношениями (1.14). С другой стороны, координатная размерность n_{c}, представляет собой число координат, которые используются при описании множества точек Ω. В собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$ координатная размерность $n_{\mathrm{c}} = n_{\mathrm{m}}$, и этот факт есть следствие специальных (а не общегеометрических) соотношений (1.14), (1.15)

Вообще говоря, маркировка координатами точек множества Ω не имеет отношения к геометрии. В собственно евклидовой геометрии эти две размерности совпадают, потому что координатная размерность n_{c} определяется специальными условиями (1.14), (1.15), которые характерны для собственно евклидовой геометрии. В геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ число n_{m} линейно независимых векторов больше, чем число координат n_{c}. Например, для шести точек $\mathcal{P}_5 = \{P_0, P_1 ... P_5\}$ и пяти векторов

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1 &= \{l,0,0,0\}, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_2 = \{0,l,0,0,0\}, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_3 = \{0,0,l,0\}, \\
\mathbf{P}_0\mathbf{P}_4 &= \{0,0,0,l\}, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_5 = \{a,0,0,0\}
\end{aligned}$$

Определитель Грама $F_5(\mathcal{P}_5)$ не исчезает в геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ с мировой функцией (1.1). Получаем для случая $d = \lambda_0^2/2 \ll a^2, l^2$

$$F_4(\mathcal{P}_4) = \begin{vmatrix} l^2+d & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -l^2-d & -2d & -2d \\ 0 & -2d & -l^2-d & -2d \\ 0 & -2d & -2d & -l^2-d \end{vmatrix} = -l^8 - 4l^6 d + O\left(d^2\right) \tag{1.21}$$

$$\begin{aligned}
F_5(\mathcal{P}_5) &= \begin{vmatrix} l^2+d & 0 & 0 & 0 & al+\frac{3}{2}d \\ 0 & -l^2-d & -2d & -2d & d \\ 0 & -2d & -l^2-d & -2d & d \\ 0 & -2d & -2d & -l^2-d & d \\ al+\frac{3}{2}d & d & d & d & a^2+d \end{vmatrix} \\
&= d\left(-a^2 l^6 + 3al^7 - l^8\right) + O\left(d^2\right)
\end{aligned} \tag{1.22}$$

Это означает, что, вообще говоря, метрическая размерность $n_{\mathrm{m}} \geq 5$ в $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$. В $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ метрическая размерность n_{m} не может совпадать с координатной размерностью n_{c}. По существу, это означает, что нельзя ввести конечное число линейно независимых базисных векторов и разлагать пространственно-временные векторы по этим базисным векторам. Это очень неожиданно, потому что традиционное построение дифференциальной геометрии (например, римановой) начинают, задавая n-мерное многообразие с системой координат на нем. Разумеется, предполагается, что число линейно независимых базисных векторов в каждой точке равно $n = n_{\rm m} = n_{\rm c}$. Только в этом случае можно разлагать векторы по базисным векторам и использовать операции, определенные в линейном векторном пространстве. В случае дискретной геометрии пространства-времени, где $n_{\rm m} \neq n_{\rm c}$, нельзя ввести линейное векторное пространство, хотя систему координат ввести можно, и координатная размерность $n_{\rm c} = 4$ оказывается такой же как в пространственно-временной геометрии Минковского. Четыре координаты $x = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$, $x^k \in \mathbb{R}$ определяются как обычно.

Заметим, что условия (1.14), определяющие метрическую размерность $n_{\rm m}$ содержат массу ограничений, и все они являются специальными условиями собственно евклидовой геометрии. Это означает, что имеется масса физических геометрий, где $n_{\rm m} \neq n_{\rm c}$, и там нельзя ввести линейное векторное пространство. В пределе $d \to 0$, $F_5(\mathcal{P}_5) = 0$ в (1.22), и $\mathcal{G}_{\rm d}$ преобразуется в $\mathcal{G}_{\rm M}$. В этом случае метрическая размерность $n_{\rm m} = 4$ совпадает с координатной размерностью $n_{\rm c} = 4$. Это означает, что можно приближенно использовать геометрию пространства-времени $\mathcal{G}_{\rm M}$ в случае, когда типичные длины l векторов много больше, чем элементарная длина λ_0. В этом случае можно приближенно положить $\lambda_0 = 0$, и предположить, что $n_{\rm m} = n_{\rm c}$.

Множество значений определителей Грама $F_n(\mathcal{P}_n)$, $n = 2, 3, ...$ может быть таким, что нельзя ввести метрическую размерность $n_{\rm m}$. По-видимому, дискретные геометрии пространства-времени являются геометриями без определенной метрической размерности. Такие "безрамерностные" геометрии выглядят особенно экзотически. Современные исследователи имеют дело только с геометриями пространства-времени, имеющими определенную размерность. Они едва ли смогут воспринять "безразмерностные" геометрии пространства-времени. С другой стороны, классическая динамика частиц не работает в микромире, описываемом геометрией Минковского. Поскольку дискретные ("безразмерностные") геометрии пространства-времени не известны большинству исследователей, то они используют квантовую динамику, которая имитирует свойства дискретных геометрий. Эта имитация произвольна и бессистемна. Кроме того, она не является завершенной. Имеются такие свойства реальной динамики частиц, которые нельзя имитировать с помощью квантовой динамики в пространстве-времени Минковского.

Мы видим, что совпадение метрической размерности $n_{\rm m}$ с координатной размерностью $n_{\rm c}$ и построение гладкого многообразия с размерностью $n = n_{\rm m} = n_{\rm c}$ является специальным свойством собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\rm E}$, которое не является общегеометрическим свойством. Традиционный метод построения дифференциальной геометрии стартует с определения гладкого многообразия с фиксированной размерностью. Такой метод не является общим методом построения обобщенных геометрий, потому что он использует специальные свойства геометрии $\mathcal{G}_{\rm E}$, которые, вообще говоря, не являются характерными для всех обобщенных геометрий. Вообще, использование координатного описания для построения обобщенных геометрий является использованием специальных свойств собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\rm E}$ для такого построения. Такой подход не может быть общим методом построения обобщенных геометрий. Используя специальные свойства геометрии $\mathcal{G}_{\rm E}$, можно получить только часть возможных обобщенных геометрий. В частности, использование координатного описания не позволяет построить геометрии с неопределенной метрической размерностью и с интранзитивным отношением эквивалентности. Однако, координатная маркировка точек множества Ω не имеет ничего общего с построением многообразия. Координатная маркировка точек может использоваться всегда, и она не имеет отношения к построению обобщенных геометрий. Координатная маркировка приобретает отношение к построению обобщенных геометрий, когда налагается условие $n_{\mathrm{c}} = n_{\mathrm{m}}$.

Соотношение $n_{\mathrm{c}} = n_{\mathrm{m}}$ является специальным свойством собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$, и оно может не выполняться для многих физических геометрий, потому что физические геометрии могут не иметь определенной метрической размерности. Используя соотношение $n_{\mathrm{c}} = n_{\mathrm{m}}$ при построении обобщенной геометрии, можно столкнуться с такой ситуацией, когда реальные геометрии пространства-времени оказываются вне области рассмотрения.

2 Динамика частиц в дискретной геометрии пространства-времени

В дискретной геометрии пространства-времени нет гладких мировых линий и дифференциальных соотношений. Состояние частицы не может описываться ее положением и импульсом, потому что импульс определяется как производная вдоль гладкой мировой линии. В этом случае используется каркасная концепция динамики частиц [12]. В соответствии с этой концепцией состояние частицы описывается ее каркасом $\mathcal{P}_n = \{P_0, P_1, ...P_n\}$. Каркас является дискретным аналогом системы отсчета, жестко прикрепленной к физическому телу. Следя за движением каркаса, можно следить за движением физического тела. Динамика элементарной частицы, имеющей начальный каркас $\mathcal{P}_n = \{P_0, P_1, ...P_n\}$, описывается мировой цепью

$$\mathcal{C}_{\mathcal{P}_n} = \bigcup_{k=0}^{\infty} \mathcal{P}_n^{(k)}, \qquad \mathcal{P}_n^{(s)} = \left\{P_0^{(s)}, P_1^{(s)}, ...P_n^{(s)}\right\}, \qquad \mathcal{P}_n^{(0)} = \mathcal{P}_n, \tag{2.1}$$

$$P_0^{(s+1)} = P_1^{(s)} \qquad s = 0, 1, 2, ... \tag{2.2}$$

Связь между смежными звеньями (каркасами) цепи реализуется с помощью соотношения (2.2). Направление эволюции каркаса описывается ведущим вектором $\mathbf{P}_0^{(s)}\mathbf{P}_1^{(s)} = \mathbf{P}_0^{(s)}\mathbf{P}_0^{(s+1)}$. Если движение элементарной частицы свободное, смежные звенья $\mathcal{P}_{(s)}^n$ и $\mathcal{P}_{(s+1)}^n$ эквивалентны в том смысле, что

$$\mathcal{P}_n^{(s)} \mathrm{eqv} \mathcal{P}_n^{(s+1)} : \qquad \mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)} \mathrm{eqv} \mathbf{P}_i^{(s+1)}\mathbf{P}_k^{(s+1)}, \qquad i, k = 0, 1, ...n, \qquad s = ...0, 1, 2, ... \tag{2.3}$$

Соотношения (2.1) - (2.3) осуществляют бескоординатное описание свободного движения элементарной частицы. В простейшем случае, когда пространство-время является пространством-временем Минковского и каркас состоит из двух точек P_0, P_1 с времениподобным ведущим вектором $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, бескоординатное описание с помощью соотношений (2.1) - (2.3) совпадает с традиционным описанием. Традиционная классическая динамика хорошо определена только в римановом пространстве-времени. Бескоординатное динамическое описание (2.1) - (2.3) элементарной частицы является обобщением традиционной классической динамики на произвольную геометрию пространства-времени.

Теперь мы исследуем, может ли мировая цепь с пространственноподобным ведущим вектором образовать винтовую линию с времениподобной осью. Если это возможно, то мы попытаемся исследовать, при какой мировой функции возможна такая ситуация. Мы рассмотрим мировую функцию σ_{g} вида

$$\sigma_{\mathrm{g}}=\sigma_{\mathrm{M}}+\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{\sigma_{\mathrm{M}}}{\sigma_0}\right),\qquad f\left(x\right)=\left\{\begin{array}{ccc}\mathrm{sgn}\left(x\right) & \text{если} & |x|>1\\ Cx+\varepsilon g\left(x\right) & \text{если} & |x|\leq 1\end{array}\right.,\qquad \sigma_0=\mathrm{const}>0 \tag{2.4}$$

$$g\left(x\right)=-g\left(-x\right),\quad 0\leq\varepsilon\ll 1 \tag{2.5}$$

где C есть постоянная, определяемая из соотношения

$$C+\varepsilon g\left(1\right)=1$$

Функцию $f\left(\frac{\sigma_{\mathrm{M}}}{\sigma_0}\right)$ следует определить из условия, что мировая цепь с пространственноподобным ведущим вектором $\mathbf{P}_0^{(s)}\mathbf{P}_1^{(s)}$ образует винтовую линию с времениподобной осью. Форма мировой цепи определяется ведущими векторами. Чтобы оценить вид мировой функции σ_{g} как функции от σ_{M} при $\sigma_{\mathrm{M}}<\sigma_0$, полезно рассмотреть цепь, состоящую только из ведущих векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, $\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$, $\mathbf{P}_2\mathbf{P}_3$,...Другие векторы каркаса будут рассмотрены позже, когда понадобится уменьшить вихляния.

Вихляния мировой цепи зависят от разности между числом N_{dyn} динамических уравнений и числом N_{v} динамических переменных. В случае простейшего каркаса с числом точек $n+1=2$, $N_{\mathrm{dyn}}=2$ и $N_{\mathrm{v}}=4$ векторы цепи определяются неоднозначно, и мировая цепь вихляет. в случае времениподобных векторов амплитуда вихляния порядка λ_0, и появляются квантовые эффекты [13]. В случае пространственноподобных векторов амплитуда вихляния бесконечна и в результате не удается следить за мировой цепью пространственноподобных векторов. Это не означает, что тахионов не существует. Это просто означает, что тахионы не наблюдаемы.

Если число точек каркаса $n+1=3$, $N_{\mathrm{dyn}}=6$ и $N_{\mathrm{v}}=8$. Хотя разность $N_{\mathrm{v}}-N_{\mathrm{dyn}}=2$ та же самая, но ситуация может измениться, потому что некоторые векторы каркаса времениподобны, и амплитуда вихляний может уменьшиться. В результате частица (нейтрино) с трехточечным каркасом и с пространственноподобным ведущим вектором может оказаться наблюдаемой. Этот случай следует исследовать.

Наконец, если число точек каркаса $n+1=4$, $N_{\mathrm{dyn}}=N_{\mathrm{v}}=12$, следует ожидать, что вихляния будут отсутствовать.

Мировая цепь описывает движение свободных частиц, и ее звенья удовлетворяют уравнениям (2.3) Предположим, что цепь представляет собой винтовую линию с времениподобной осью в пространстве-времени. Пусть точки $...P_0,P_1,...$ имеют координаты

$$P_k=\left\{kl_0,R\cos\left(k\varphi\right),R\sin\left(k\varphi\right),0\right\},\qquad k=...0,1,2,... \tag{2.6}$$

Все точки (2.6) лежат на винтовой линии с времениподобной осью. Величины R,l_0,φ являются параметрами цепи. Предположим, что радиус R винтовой линии имеет макроскопические размеры. Исследуем, возможна ли такая геометрия пространства-времени (2.4), что мировая цепь, состоящая из связанных векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, $\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$,

$\mathbf{P}_2\mathbf{P}_3$,... образует винтовую линию с макроскопическим радиусом R, хотя ее параметры l_0, $l_1 = 2R\sin\frac{\varphi}{2}$ являются малыми в том смысле, что

$$|l_0|, |l_1| < \sqrt{2\sigma_0}, \quad l_1 = 2R\sin\frac{\varphi}{2} \tag{2.7}$$

Чтобы получить связь между параметрами l_0, l_1, φ, достаточно решить уравнения, связывающие смежные ведущие векторы $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, $\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$, которые имеют вид

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2)_{\mathrm{g}} = |\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2_{\mathrm{g}} \tag{2.8}$$

$$|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2_{\mathrm{g}} = |\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2|^2_{\mathrm{g}} \tag{2.9}$$

Здесь индекс "g" означает, что величины рассчитываются в пространственно-временной геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{g}}$, чья мировая функция σ_{g} выбрана в виде (2.4), где g есть некоторая функция $g(x) = -g(-x)$, $x \in (-1, 1)$ и $\varepsilon \ll 1$.

Мы должны проверить, что два смежных вектора $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$ удовлетворяют соотношениям (2.8), (2.9), если

$$P_0 = \{0,0,0,0\}, \quad P_1 = \{l_0, l_1, 0, 0\}, \quad P_2 = \{2l_0, l_1\cos\varphi, l_1\sin\varphi, 0\} \tag{2.10}$$

и $l_0^2 < l_1^2$. Точки (2.10) соответствуют трем точкам винтовой линии (2.6). Достаточно проверить, что точки (2.10) удовлетворяют уравнениям (2.8), (2.9), потому что в этом случае все другие пары смежных точек (2.6) будут удовлетворять уравнениям вида (2.8), (2.9).

Важно иметь в виду, что векторы

$$\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1 = \{l_0, l_1, 0, 0\}, \quad \mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 = \{l_0, l_1(\cos\varphi - 1), l_1\sin\varphi, 0\} \tag{2.11}$$

не являются единственным решением уравнений (2.8), (2.9). Имеется масса других решений, которые ведут к непредсказуемым вихляниям мировой цепи (2.6) [12]. Амплитуда этих вихляний бесконечна. Мировая цепь точечной частицы, описываемой двухточечным каркасом $\mathcal{P}_2 = \{P_0, P_1\}$ с пространственноподобным вектором $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, ненаблюдаема потому что невозможно следить за такой мировой цепью. За мировой цепью нельзя проследить, потому что пространственное расстояние между точками P_s and P_{s+1} может быть бесконечным в любой системе координат. Это означает, что утверждение теории относительности о невозможности существования тахионов сильно преувеличено. Тахионы могут существовать, но они ненаблюдаемы.

Однако, тахион с каркасом $\mathcal{P}_3 = \{P_0, P_1, Q_1\}$ и пространственноподобным ведущим вектором $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ может быть наблюдаемым, потому что вихляния его мировой цепи конечны, и можно проследить за его мировой цепью.

Рассматривая уравнения (2.8), (2.9), мы запишем их в пространстве-времени Минковского, положив

$$\sigma_{\mathrm{g}}(P_0, P_1) = \sigma_{\mathrm{M}}(P_0, P_1) + d(P_0, P_1), \quad d(P_0, P_1) \equiv \frac{\lambda_0^2}{2} f\left(\frac{\sigma_{\mathrm{M}}(P_0, P_1)}{\sigma_0}\right) \tag{2.12}$$

Тогда уравнения (2.8), (2.9) принимают вид

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2)_{\mathrm{M}} + w(P_0, P_1, P_1, P_2) = |\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2_{\mathrm{M}} + 2d(P_0, P_1) \tag{2.13}$$

$$|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2_{\mathrm{M}} = |\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2|^2_{\mathrm{M}} \tag{2.14}$$

где

$$w\left(P_0,P_1,P_3,P_4\right) = d\left(P_0,P_4\right) + d\left(P_1,P_3\right) - d\left(P_0,P_3\right) - d\left(P_1,P_4\right) \tag{2.15}$$

Динамические уравнения (2.13), (2.14) Могут интерпретироваться как описание движения частицы в пространственно-временной геометрии Минковского под действием силовых полей w и d . Другими словами, мы переходим от описания в $\mathcal{G}_{\mathrm{g}}$ к описанию в пространственно-временной геометрии Минковского $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$, вводя дополнительные силовые поля, порожденные геометрией $\mathcal{G}_{\mathrm{g}}$. Такой переход позволяет использовать традиционный математический аппарат геометрии Минковского.

Далее мы будем использовать скалярное произведение только в пространстве-времени Минковского. Для краткости индекс "M" будет опускаться. Мы представим точки (2.10) в виде

$$P_0 = \{0,0,0,0\}, \qquad P_1 = l, \qquad P_2 = l{+}q+\alpha \tag{2.16}$$

$$\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1 = l, \quad \mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 = q+\alpha, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_2 = l+q+\alpha \tag{2.17}$$

Здесь

$$l = \{l_0,l_1,0,0\}, \quad q = \{l_0, l_1\cos\varphi, l_1\sin\varphi, 0\}, \quad \alpha = \{\alpha_0,\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3\} = \{\alpha_0,\boldsymbol{\alpha}\} \tag{2.18}$$

Вектор α описывает вихляния точки P_2 вблизи положения точки $P_2 = l+q$ на винтовой линии.

Чтобы определить вид мировой функции, положим $\alpha = 0$ в (2.16), (2.17). Для $|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2$, $|\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2|^2$, $|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_2|^2$ и w в (2.13) получим динамические уравнения

$$|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|^2_{\mathrm{M}} = |\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2|^2_{\mathrm{M}} = 2\sigma_{\mathrm{M}}\left(P_0,P_1\right) = l_0^2 - l_1^2 \equiv l^2, \quad l_0^2 < l_1^2 < 0 \tag{2.19}$$

$$|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_2|^2_{\mathrm{M}} = 4l^2 + 4l_1^2\sin^2\frac{\varphi}{2}, \quad l^2 < 0, \quad l_0^2, l_1^2 < \sigma_0 \tag{2.20}$$

$$w\left(P_0,P_1,P_1,P_2\right) = \frac{\lambda_0^2}{2}\left(f\left(\frac{2l_1^2\sin^2\frac{\varphi}{2} + 2\left(l_0^2-l_1^2\right)}{\sigma_0}\right) - 2f\left(\frac{l_0^2-l_1^2}{2\sigma_0}\right)\right) \tag{2.21}$$

Положив

$$l^2 = l_0^2 - l_1^2 = -2\nu\sigma_0, \qquad \nu > 0 \tag{2.22}$$

$$a = \frac{2l_1^2}{\sigma_0}\sin^2\frac{\varphi}{2}, \qquad \varkappa = \frac{\sigma_0}{\lambda_0^2} \tag{2.23}$$

запишем динамическое уравнение (2.8) в виде

$$a\varkappa + f\left(a-4\nu\right) = -4f\left(\nu\right) \tag{2.24}$$

Здесь функция f является антисимметричной функцией, определяемой соотношением (2.4). Динамическое уравнение (2.6) превращается в тождество.

После использования (2.4) уравнение (2.24) превращается в

$$a\left(\varkappa+1\right) - \varepsilon g\left(4\nu - a\right) + 4\varepsilon g\left(\nu\right) = 0 \tag{2.25}$$

Поскольку $a = O(\varepsilon)$, то

$$a(\varkappa+1) - \varepsilon\left(g(4\nu) - ag'(4\nu) - 4g(\nu)\right) = O\left(\varepsilon^2\right) \tag{2.26}$$

$$a = \frac{\varepsilon\left(g(4\nu) - 4g(\nu)\right)}{\varkappa+1-\varepsilon g'(4\nu)} = \frac{\varepsilon\left(g(4\nu) - 4g(\nu)\right)}{\varkappa+1} + O\left(\varepsilon^2\right) \tag{2.27}$$

Из (2.27) следует, что a может быть малой величиной, если $\varepsilon \ll 1$. В соответствии с (2.23) a должно быть положительной величиной. Это возможно, если

$$g(4\nu) > 4g(\nu), \quad \nu > 0, \quad 0 < \varepsilon \ll 1 \tag{2.28}$$

В соответствии с (2.7) и (2.23) получаем

$$R = \frac{l_1}{2\sin\frac{\varphi}{2}} = \frac{l_1^2}{\sqrt{2a\sigma_0}} = \frac{l_1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\frac{l_1}{\sqrt{2\sigma_0}}\sqrt{1+\frac{\sigma_0}{\lambda_0^2}}}{\sqrt{\left(g(4\nu) - 4g(\nu)\right)}} \tag{2.29}$$

Это означает, что радиус R винтовой линии может быть макроскопическим, если ε достаточно мало.

Полученный результат

$$\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 = q, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_2 = l + q \tag{2.30}$$

соответствует положению точки P_2 на винтовой линии (2.6). Однако имеются другие решения уравнений (2.8) (2.9), где точка P_2 описывается соотношениями (2.16) и векторами (2.17)

$$\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 = q + \alpha, \quad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_2 = l + q + \alpha \tag{2.31}$$

Здесь вектор α описывает вихляния точки P_2. Он удовлетворяет динамическим уравнениям

$$l^2 = (q+\alpha)^2 \tag{2.32}$$

$$(l.q+\alpha) + w(P_0, P_1, P_1, P_2) = l^2 + 2d\left(\frac{l^2}{2}\right) \tag{2.33}$$

которые приводятся к виду

$$\alpha^2 + 2(q.\alpha) = 0 \tag{2.34}$$

$$2l_1^2\sin^2\frac{\varphi}{2} + (l.\alpha) + \frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{2l^2 + 2l_1^2\sin^2\frac{\varphi}{2} + (l.\alpha)}{\sigma_0}\right) - 2\lambda_0^2 f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right) = 0 \tag{2.35}$$

Предполагая, что $(l.\alpha) = l_0\alpha_0 - \mathbf{l}\boldsymbol{\alpha}$ есть малая величина и разлагая (2.35) по $(l.\alpha)$, получаем из (2.35)

$$(l.\alpha) + \varepsilon\frac{\lambda_0^2}{2}g'\left(\frac{2l^2 + 2l_1^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}{\sigma_0}\right)\frac{(l.\alpha)}{\sigma_0} = 0 \tag{2.36}$$

или

$$(l.\alpha) = l_0\alpha_0 - l_1\alpha_1 = 0, \quad \alpha_0 = \frac{l_1\alpha_1}{l_0} \tag{2.37}$$

Подставляя α_0 из (2.37) в (2.34), получаем

$$2\left(l_1 - l_1\cos\varphi\right)\alpha_1 - 2l_1\sin\varphi\alpha_2 + \left(\frac{l_1\alpha_1}{l_0}\right)^2 - \alpha_1^2 - \alpha_2^2 - \alpha_3^2 = 0 \qquad (2.38)$$

Принимая во внимание, что φ мало и полагая для простоты $\varphi = 0$, получаем для пространственных компонентов вектора α

$$\left(\left(\frac{l_1}{l_0}\right)^2 - 1\right)\alpha_1^2 - \alpha_2^2 - \alpha_3^2 = 0 \qquad (2.39)$$

Поскольку $l_1^2 > l_0^2$, первый член в (2.39) положителен, и составляющие 3-вектора $\boldsymbol{\alpha}$ могут быть бесконечно большими. Это означает, что амплитуда вихляния бесконечна. Таким образом винтовая мировая цепь (2.6) с двухточечным каркасом $\mathcal{P}_1^{(s)} = \left\{P_0^{(s)}, P_1^{(s)}\right\}$ нестабильна относительно метрических вихляний.

3 Винтовая мировая цепь с трехточечным каркасом

Подавление вихляния мировой цепи, состоящей из пространствнноподобных векторов, может быть достигнуто, если рассмотреть мировую цепь со композитными звеньями, каркасы которых состоят из трех точек $\{P_k, P_{k+1}, Q_{k+1}\}$, $k = ...1.2, ...$ Пусть $\mathbf{P}_k\mathbf{P}_{k+1}$ есть пространственноподобный вектор, тогда как вектор $\mathbf{P}_k\mathbf{Q}_{k+1}$ является времениподобным вектором в $\mathcal{G}_\mathrm{M}$. Чтобы исследовать эффект стабилизации, достаточно рассмотреть точки P_0, P_1, P_2, Q_1, Q_2, имеющие координаты

$$\begin{aligned} P_0 &= \{0\}, \qquad P_1 = \{l\}, \qquad P_2 = \{l+q+\alpha\}, \\ Q_1 &= \{s\}, \qquad Q_2 = \{s+q+\beta\}, \end{aligned} \qquad (3.1)$$

Соответствующие векторы имеют вид

$$\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1 = l, \qquad \mathbf{P}_1\mathbf{P}_2 = q+\alpha, \qquad \mathbf{P}_0\mathbf{P}_2 = l+q+\alpha, \qquad (3.2)$$

$$\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1 = s, \qquad \mathbf{P}_1\mathbf{Q}_2 = s+q-l+\beta, \qquad \mathbf{P}_0\mathbf{Q}_2 = s+q+\beta, \qquad (3.3)$$

$$\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_1 = s-l, \qquad \mathbf{P}_2\mathbf{Q}_2 = s-l+\gamma, \qquad \mathbf{Q}_1\mathbf{Q}_2 = q+\beta, \qquad (3.4)$$

$$\mathbf{Q}_1\mathbf{P}_2 = l+q-s+\alpha, \quad \gamma = \beta - \alpha \qquad (3.5)$$

$$l = \{l_0, l_1, 0, 0\} \qquad q = \{l_0, l_1\cos\varphi, l_1\sin\varphi, 0\}, \qquad s = \{s_0, 0, 0, 0\} \qquad (3.6)$$

Вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1 = s$ направлен вдоль оси винтовой линии. Векторы α, β, $\gamma = \beta - \alpha$ суть векторы, описывающие вихляния, связанные с точками P_2 и Q_2. Нужно написать шесть динамических уравнений, соответствующих равенствам $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$, $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1\mathrm{eqv}\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_2$ и $\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_1\mathrm{eqv}\mathbf{P}_2\mathbf{Q}_2$. Два уравнения, соответствующие $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$, уже написаны и исследованы в предыдущем разделе: уравнения (2.8), (2.9)

Получаем для случая $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1\mathrm{eqv}\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_2$

$$s^2 = (s+q-l+\beta)^2 \qquad (3.7)$$

$$s^2 + (\beta.s) + w\left(P_0, Q_1, P_1, Q_2\right) = s^2 + 2d\left(\frac{s^2}{2}\right) \tag{3.8}$$

где в соответствии с (2.15) и (3.2) - (3.5)

$$-w\left(P_0, Q_1, P_1, Q_2\right) = d\left(P_0, Q_2\right) + d\left(Q_1, P_1\right) - d\left(P_0, P_1\right) - d\left(Q_1, Q_2\right)$$

$$= \frac{\lambda_0^2}{2}\left(f\left(\frac{(s+q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right) + f\left(\frac{(s-l)^2}{2\sigma_0}\right) - f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right) - f\left(\frac{(q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right)\right) \tag{3.9}$$

Поскольку $(s.q - l) = 0$, эти уравнения приводятся к виду

$$2\left(s.\beta\right) + \beta^2 = 0 \tag{3.10}$$

$$(\beta.s) + \frac{\lambda_0^2}{2}\left(f\left(\frac{(s+q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right) + f\left(\frac{(s-l)^2}{2\sigma_0}\right) - f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right) - f\left(\frac{(q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right) - 2f\left(\frac{s^2}{2\sigma_0}\right)\right) = 0 \tag{3.11}$$

Необходимое условие того, что $\beta = 0$, имеет вид

$$f\left(\frac{(s+q)^2}{2\sigma_0}\right) + f\left(\frac{(s-l)^2}{2\sigma_0}\right) - fd\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right) - fd\left(\frac{s^2}{2\sigma_0}\right) = 0 \tag{3.12}$$

Подставляя f из (2.4) в (3.12), получаем для уравнения (3.12)

$$\varepsilon g\left(\frac{(s_0+l_0)^2 - l_1^2}{2\sigma_0}\right) + \varepsilon g\left(\frac{(s_0-l_0)^2 - l_1^2}{2\sigma_0}\right) - 2\varepsilon g\left(\frac{l_0^2 - l_1^2}{2\sigma_0}\right) - 2\varepsilon g\left(\frac{s_0^2}{2\sigma_0}\right) = 0 \tag{3.13}$$

Оно определяет связь между параметрами l_0, l_1, s_0 винтовой мировой цепи. Эта связь определяется видом функции g. Следует проверить, что существуют такие функции g, для которых уравнения (3.13) допускают решения $l_0^2, l_1^2, s_0^2 < \sigma_0$ и $l_0^2 < l_1^2$. Покажем, что такая функция g существует. В частности, если

$$g\left(x\right) = x^3 \tag{3.14}$$

уравнение (3.13) принимает вид

$$\left((s_0+l_0)^2 - l_1^2\right)^3 + \left((s_0-l_0)^2 - l_1^2\right)^3 - 2\left(l_0^2 - l_1^2\right)^3 - 2\left(s_0^2\right)^3 = 0 \tag{3.15}$$

После упрощений уравнение (3.15) приводится к виду

$$-6s_0^2\left(l_1^2 - 5l_0^2\right)\left(l_0^2 - l_1^2 + s_0^2\right) = 0 \tag{3.16}$$

который допускает решения, удовлетворяющие соотношению

$$l_0^2, l_1^2, s_0^2 < \sigma_0 \quad \text{и } l_0^2 = \frac{l_1^2}{5} < l_1^2 \tag{3.17}$$

Теперь решим уравнения (3.10), (3.11) относительно β, предполагая, что параметры l_0^2, l_1^2, s_0^2 удовлетворяют соотношениям (3.16), (3.17). Предположим, что β есть малая величина и разложим уравнение (3.11) по β. Имея в виду (3.13), получаем

$$(\beta.s)+\frac{\lambda_0^2}{2}\varepsilon g'\left(\frac{(s+q)^2}{2\sigma_0}\right)\left(\frac{2\left(s+q\right).\beta)+\beta^2}{2\sigma_0}\right)-\frac{\lambda_0^2}{2}\varepsilon g'\left(\frac{q^2}{2\sigma_0}\right)\frac{2\left(q.\beta\right)+\beta^2}{2\sigma_0}=0 \quad (3.18)$$

принимая во внимание (3.10), получаем из (3.18)

$$(\beta.s)\left(1+\frac{\lambda_0^2}{2\sigma_0}\varepsilon g'\left(\frac{(s+q)^2}{2\sigma_0}\right)\right)=0 \quad (3.19)$$

Это означает, что

$$(\beta.s)=\beta_0 s_0=0, \quad \beta_0=0 \quad (3.20)$$

Тогда из (3.20) и (3.10) следует, что

$$\beta^2=\beta_0^2-\boldsymbol{\beta}^2=0, \quad \beta_k=0, \quad k=0,1,2,3 \quad (3.21)$$

Таким образом, вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1$ направленный вдоль оси винтовой линии не вихляет, вообще. Другими словами, вихляние точки $\mathbf{Q}_2$ отсутствует.

Из условия $\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_1 \mathrm{eqv} \mathbf{P}_2\mathbf{Q}_2$ получаем

$$(s-l)^2=(s-l+\gamma)^2 \quad (3.22)$$

$$(s-l.s-l+\gamma)+w\left(P_1,Q_1,P_2,Q_2\right)=(s-l)^2+2d\left(\frac{(s-l)^2}{2}\right) \quad (3.23)$$

где в соответствии с (2.15) и (3.2) - (3.5)

$$w\left(P_1,Q_1,P_2,Q_2\right)=d\left(\sigma_{\mathrm{M}}\left(P_1,Q_2\right)\right)+d\left(\sigma_{\mathrm{M}}\left(Q_1,P_2\right)\right)-d\left(\sigma_{\mathrm{M}}\left(P_1,P_2\right)\right)-d\left(\sigma_{\mathrm{M}}\left(Q_1,Q_2\right)\right)$$
$$=\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(s+q-l+\beta)^2}{2\sigma_0}\right)+\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(l+q-s+\alpha)^2}{2\sigma_0}\right)-\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right)-\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right) \quad (3.24)$$

Уравнения (3.22) и (3.23) принимают вид

$$\gamma^2+2\left(\left(s-l\right).\gamma\right)=0, \quad \gamma=\beta-\alpha \quad (3.25)$$

$$\begin{gathered}\left(\left(s-l\right).\gamma\right)+\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(s+q-l+\beta)^2}{2\sigma_0}\right)+\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(l+q-s+\alpha)^2}{2\sigma_0}\right)\\-\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right)-\frac{\lambda_0^2}{2}f\left(\frac{(q+\beta)^2}{2\sigma_0}\right)-\lambda_0^2 f\left(\frac{(s-l)^2}{2\sigma_0}\right)=0\end{gathered} \quad (3.26)$$

В случае $\alpha=\beta=\gamma=0$ уравнение (3.26) превращается в уравнение

$$\varepsilon\left(g\left(\frac{(s+q-l)^2}{2\sigma_0}\right)+g\left(\frac{(l+q-s)^2}{2\sigma_0}\right)-2g\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right)-2g\left(\frac{(s-l)^2}{2\sigma_0}\right)\right)=0 \quad (3.27)$$

Следует показать, что существует такая функция g, что система из двух уравнений (3.13) и (3.27) имеет решение для параметров l_0, l_1, s_0 винтовой линии (2.6). Для уравнения (3.13) такое решение было получено для функции g вида (3.14). Для этого вида функции g уравнение (3.27) принимает вид

$$\left(s_0^2 - 2l_1^2 \left(1 - \cos\varphi\right)\right)^3 + \left(\left(s_0 - 2l_0\right)^2 - 2l_1^2 \left(1 + \cos\varphi\right)\right)^3 - 2\left(l_0^2 - l_1^2\right)^3 - 2\left(\left(s_0 - l_0\right)^2 - l_1^2\right)^3 = 0 \tag{3.28}$$

После упрощений это уравнение превращается в уравнение

$$6\left(2l_0^2 - 2l_0 s_0 - 2l_1^2 + s_0^2\right)\left(\begin{array}{c} 5l_0^4 - 10l_0^3 s_0 - 8l_0^2 l_1^2 \cos\varphi - 2l_0^2 l_1^2 + 5l_0^2 s_0^2 + 8l_0 l_1^2 s_0 \cos\varphi \\ +2l_0 l_1^2 s_0 + 4l_1^4 \cos^2\varphi + l_1^4 - l_1^2 s_0^2 \end{array}\right) = 0 \tag{3.29}$$

Сравнивая (3.29) с (3.16)

$$-6s_0^2\left(l_1^2 - 5l_0^2\right)\left(l_0^2 - l_1^2 + s_0^2\right) = 0$$

видим, что система из этих двух уравнений имеет решение

$$\left(s_0 - l_0\right)^2 = 2l_1^2 - l_0^2, \quad s_0 = l_0 \pm \sqrt{2l_1^2 - l_0^2} \tag{3.30}$$

$$l_1 = \pm\sqrt{5}l_0, \quad s_0 = l_0 \pm 3l_0 = l_0 \left\{ \begin{array}{c} 4 \\ -2 \end{array} \right. \tag{3.31}$$

Если отношение l_0^2/σ_0 достаточно мало, длины всех векторов (3.2) -(3.5) меньше, чем $\sqrt{2\sigma_0}$, то использование той части мировой функции (2.4), где $|\sigma_{\mathrm{M}}| < \sigma_0$, оправдано. В результате мы получаем довольно жесткую связь между параметрами винтовой мировой цепи. Следует ожидать, что решение существует и для других видов функции g.

4 Стабилизация винтовой мировой цепи с трехточечным каркасом

Чтобы получить дополнительные ограничения, налагаемые на вихляющий вектор α, мы вернемся к уравнениям (2.34), (3.25), и (3.26). Предположим, что условия (3.27) и (3.13) выполнены благодаря подходящему выбору функции g. Тогда, имея в виду, что в соответствии с (3.20) $\beta = 0$. Уравнения (2.34), (3.25) и (3.26) записываются в виде

$$\alpha^2 + 2\left(q.\alpha\right) = 0 \tag{4.1}$$

$$\alpha^2 - 2\left(\left(s - l\right).\alpha\right) = 0 \tag{4.2}$$

$$\begin{aligned} &-\left(\left(s - l\right).\alpha\right) + \frac{\lambda_0^2}{2} f\left(\frac{\left(s + q - l\right)^2}{2\sigma_0}\right) + \frac{\lambda_0^2}{2} f\left(\frac{\left(l + q - s + \alpha\right)^2}{2\sigma_0}\right) \\ &-\frac{\lambda_0^2}{2} f\left(\frac{l^2}{2\sigma_0}\right) - \frac{\lambda_0^2}{2} f\left(\frac{q^2}{2\sigma_0}\right) - \lambda_0^2 f\left(\frac{\left(s - l\right)^2}{2\sigma_0}\right) = 0 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Полагая, что α является малой величиной, разложим уравнение (4.3) по степеням α. Принимая во внимание (2.4), и (3.27), получаем из (4.3)

$$-((s-l).\alpha)+\frac{\lambda_0^2}{2}\varepsilon g'\left(\frac{(l+q-s)^2}{2\sigma_0}\right)\frac{2(l+q-s.\alpha)+\alpha^2}{2\sigma_0}=0 \tag{4.4}$$

Подставляя α^2 из (4.1) в (4.4), получаем

$$(l-s.\alpha)\left(1+\frac{\lambda_0^2}{2\sigma_0}\varepsilon g'\left(\frac{(l+q-s)^2}{2\sigma_0}\right)\right)=0 \tag{4.5}$$

Из (4.5) следует, что

$$(l-s.\alpha)=0 \tag{4.6}$$

Из (4.2) и (4.6) получаем, что

$$\alpha^2=0 \tag{4.7}$$

Если вектор $s-l$ времениподобный, т.е. $(s-l)^2>0$, то из (4.6) и (4.7) следует, что вектор $\alpha=0$. В том частном случае, когда функция g определяется соотношением (3.14) получаем в соответствии с (3.31), что $s_0=4l_0$, $l_1^2=5l_0^2$, и следовательно

$$(s-l)^2=(s_0-l_0)^2-l_1^2=4l_0^2>0 \tag{4.8}$$

В этом случае

$$\alpha_k=0,\quad k=0,1,2,3 \tag{4.9}$$

и вихляния винтовой мировой цепи (2.6) отсутствуют.

В общем случае получаем из (4.1) и (4.7), что

$$\alpha_0 l_0-\alpha_1 l_1\cos\varphi-\alpha_2 l_1\sin\varphi=0$$

$$\alpha_0=-\frac{l_1(\alpha_1\cos\varphi+\alpha_2\sin\varphi)}{l_0} \tag{4.10}$$

Подставляя (4.10) в (4.6) и (4.7), получаем

$$-(s_0-l_0)\frac{l_1(\alpha_1\cos\varphi+\alpha_2\sin\varphi)}{l_0}-l_1\alpha_1=0 \tag{4.11}$$

$$\left(\frac{l_1(\alpha_1\cos\varphi+\alpha_2\sin\varphi)}{l_0}\right)^2-\alpha_1^2-\alpha_2^2-\alpha_3^2=0 \tag{4.12}$$

Если радиус R винтовой линии макроскопичский, угол φ является малой величиной. Тогда можно положить $\varphi=0$, и из (4.11), (4.10) следует, что $\alpha_0=\alpha_1=0$. Мы получаем из (4.12)

$$\alpha_2^2+\alpha_3^2=0$$

В результате получаем (4.9).

Таким образом, винтовая мировая цепь (2.6) стабильна для больших радиусов R, при условии, что она описывается трехточечным каркасом с вектором $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1$, направленным вдоль времениподобной оси винтовой линии. Система координат K, где вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1$ направлен вдоль временной оси системы координат K, может рассматриваться как система координат, где частица (нейтрино) находится в покое. Такое утверждение базируется на том факте, что средний 4-импульс частицы направлен вдоль времениподобного вектора $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1$, который является временным базисным вектором системы координат K. На самом деле, частица вращается в этой системе координат K со сверхсветовой скоростью. Говоря о системе координат K, мы имеем в виду систему координат в геометрии Минковского $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$, которая ассоциируется с дискретной геометрией пространства-времени $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$. Эта система координат представляет собой простую маркировку точек пространства-времени, которое не является многообразием.

5 Моделирование эксперимента ОПЕРА

Принципиальная пространственно-временная схема эксперимента ОПЕРА показана на рисунке. Две вертикальные линии являются мировыми линиями излучателя и детектора. Нейтрино и фотон излучаются одновременно в момент времени $t = 0$ в начале системы координат. Фотон детектируется в момент времени T_{L}. Мировая линия нейтрино заменяется мировой трубкой. Поверхность мировой трубки образована винтовой мировой линией нейтрино. Нейтрино может быть детектировано практически в любой точке поверхности трубки. На рисунке показана проекция трубки на двумерное сечение пространства-времени. Мировые линии переднего и заднего фронтов трубки представлены наклонными линиями. Нейтрино может быть обнаружено в любой точке между этими фронтами. Время детектирования нейтрино лежит в интервале $(t_{\min}, t_{\max})$. Время прохождения мировой трубки нейтрино через положение излучателя равно $2t_{\mathrm{in}}$, $t_{\max} - t_{\min} = 2t_{\mathrm{in}}$. Пусть расстояние между излучателем и детектором равно L, а средняя скорость нейтрино равна V. Радиус мировой трубки нейтрино равен R. Расстояние между фронтами в движущейся системе координат уменьшается до $2R\sqrt{1 - c^{-2}V^2}$

Получаем

$$t_{\mathrm{in}} = \frac{R\sqrt{1-\beta^2}}{V}, \quad \beta = \frac{V}{c} \tag{5.1}$$

$$T_{\mathrm{L}} = \frac{L}{c}, \quad t_{\min} = \frac{L}{V} - t_{\mathrm{in}} = \frac{L}{V} - \frac{R}{V}\sqrt{1-\beta^2} \tag{5.2}$$

$$T_{\mathrm{L}} - t_{\min} = \frac{L}{c} - \left(\frac{L}{V} - \frac{R}{V}\sqrt{1-\beta^2}\right) = \frac{L}{V}\left(-1 + \beta + \frac{R\sqrt{1-\beta^2}}{L}\right) \tag{5.3}$$

или

$$T_{\mathrm{L}} - t_{\min} = \frac{L}{V}(1-\beta)\left(\frac{R}{L}\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} - 1\right) \tag{5.4}$$

поскольку $\varepsilon = 1 - \beta \ll 1$, запаздывание обнаружения фотона по отношению к моменту обнаружения нейтрино может быть записано в виде

$$\Delta t = T_{\mathrm{L}} - t_{\min} = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{c}\left(R\sqrt{2} - L\sqrt{\varepsilon}\right) \tag{5.5}$$

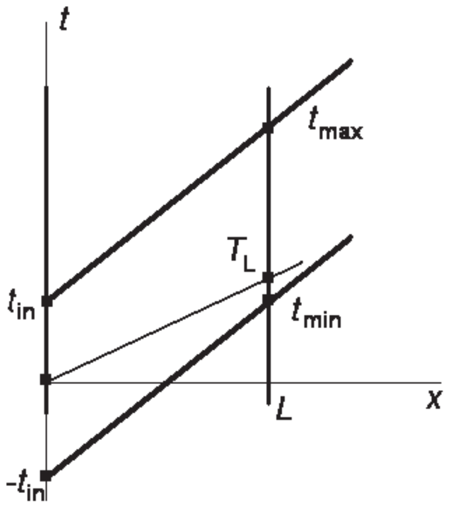

Рис. 1: Пространственно-временная схема распространения нейтрино

В эксперименте ОПЕРА величины Δt и L известны. Попытаемся оценить минимально возможный радиус мировой трубки нейтрино. Получаем

$$R > \frac{L\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2}}, \quad \Delta t < \frac{\sqrt{\varepsilon}}{c} R\sqrt{2}, \quad R > \frac{c\Delta t}{\sqrt{2\varepsilon}}$$

Радиус R мировой трубки нейтрино может быть минимальным, если

$$\frac{L\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2}} = \frac{c\Delta t}{\sqrt{2\varepsilon}}, \quad \varepsilon = \frac{c\Delta t}{L}, \quad R > \frac{L\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2}} = 2^{-1/2}\sqrt{Lc\Delta t} \tag{5.6}$$

В соответствии с результатами эксперимента ОПЕРА [7]

$$L \simeq 7.3 \times 10^7 \text{см}, \quad \Delta t \simeq 6 \times 10^{-8} \text{c} \tag{5.7}$$

Оценка радиуса мировой трубки нейтрино имеет вид

$$R > 2^{-1/4}\sqrt{Lc\Delta t} = 2.5 \times 10^5 \text{см} \simeq 2.5 \text{км} \tag{5.8}$$

Получаем из (5.6)

$$\varepsilon = \sqrt{2}\frac{c\Delta t}{L} \approx 3.5 \times 10^{-5} \tag{5.9}$$

Средний Лоренц-фактор нейтрино γ

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} = \simeq 1.2 \times 10^2 \tag{5.10}$$

В соответствии с (5.5) запаздывание фотона по отношению к нейтрино не пропорционально расстоянию L. Наоборот, при фиксированных параметрах нейтрино увеличение L приводит к уменьшению запаздывания Δt. Если окажется, что это так, то это означает, что эффект ОПЕРА не является доказательством средней сверхсветовой скорости нейтрино. Этот факт может быть проверен при другом значении расстояния L между излучателем и детектором. Это обусловлено тем, что запаздывание фотона по отношению к нейтрино зависит от фазы винтовой мировой цепи нейтрино в момент обнаружения нейтрино. Как можно видеть на рисунке, момент t_{d} обнаружения нейтрино лежит в интервале $(t_{\min}, t_{\max})$.

6 Обсуждение

Длины векторов (3.2) - (3.5), входящих в динамические уравнения, короче, чем $\sqrt{2\sigma_0}$, где мировая функция σ_{g} отличается от σ_{M} только масштабным множителем с малой добавкой

$$\sigma_{\mathrm{g}} = \left(1 + \frac{\lambda_0^2}{2\sigma_0} C\right) \sigma_{\mathrm{M}} + \varepsilon \frac{\lambda_0^2}{2} g\left(\frac{\sigma_{\mathrm{M}}}{\sigma_0}\right), \quad |\sigma_{\mathrm{M}}| < \sigma_0, \quad \varepsilon \ll 1 \tag{6.1}$$

В результате пространственноподобная мировая цепь (2.6) мало отличается от прямой линии. Стабилизация мировой цепи достигается с помощью двух времениподобных векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{Q}_1$ and $\mathbf{P}_1\mathbf{Q}_1$ в каркасе $\mathcal{P}_3 = \{P_0, P_1, Q_1\}$ мировой цепи. Квантовые вихляния этих времениподобных векторов отсутствуют, потому что к $|\sigma_{\mathrm{g}}| < \sigma_0$ добавлен малый член $\varepsilon \lambda_0^2 g/2\ \sigma_{\mathrm{M}}$ (вместо $\lambda_0^2 \mathrm{sgn}\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)/2$ для $|\sigma_{\mathrm{g}}| > \sigma_0$, где имеются квантовые вихляния).

При традиционном подходе к геометрии пространства-времени пространственноподобные мировые линии (со сверхсветовыми скоростями) отсутствуют, потому что тахионы экспериментально не обнаружены. Этот экспериментальный факт рассматривается как принцип теории относительности. Однако, это слишком сильное обобщение экспериментального факта. На самом деле, тахионы могут существовать, но за ними нельзя проследить из-за бесконечно большой амплитуды их вихляния. Тахионы не имеют электрического заряда и не могут быть обнаружены с помощью электромагнитного взаимодействия. Однако гравитационное взаимодействие тахионного газа можно наблюдать. Возможно, что тахионный газ образует вклад в так называемую темную материю, обнаруженную вокруг галактик. Благодаря своей мобильности тахионы могут образовывать мощную "тахионсферу" вокруг галактик, существенно изменяя их гравитационные поля. Радиус тахионной сферы больше радиуса галактики. В результате скорости вращения звезд не уменьшаются с увеличением расстояния звезды до центра галактики. Такая ситуация представляется достаточно правдоподобной. Разумеется для более уверенных заключений следует изучить гравитационные свойства тахионного газа.

Следует подчеркнуть, что использование геометрии пространства-времени с неопределенной метрической размерностью n_{m} не является гипотезой. Это следствие того факта, что не принимаются во внимание многочисленные ограничения (1.14), описывающие специальные свойства собственно евклидовой геометрии. Рассматривая эти свойства как общегеометрические, мы сильно ограничиваем множество возможных геометрий пространства-времени. Таким образом, мы не используем подгонку (изобретение новых гипотез). Мы просто игнорируем необоснованное предположение об определенной метрической размерности n_{m} геометрии пространства-времени. В то же самое время мы маркируем координатами точки пространства-времени, и число координат n_{c} (координатная размерность) является определенным натуральным числом. Координатная размерность n_{c} является атрибутом описания геометрии. Она не имеет ничего общего с метрической размерностью n_{m}, которая является атрибутом самой собственно евклидовой геометрии.

Различие между n_{m} и n_{c} воспринимается с большим трудом, потому что при традиционном изложении дифференциальной (римановой) геометрии начинают с рассмотрения гладкого многообразия, где $n_{\mathrm{m}} = n_{\mathrm{c}}$. Размерность $n = n_{\mathrm{m}} = n_{\mathrm{c}}$ рассматривается как натуральное число, и никто не думает о существовании ограничений (1.14), которые появляются только в σ-представлении собственно евклидовой геометрии. Чтобы можно было ввести размерность $n = n_{\mathrm{m}}$, должны быть выполнены многочисленные ограничения (1.14), являющиеся специальными свойствами евклидовой геометрии. К сожалению, это не принимают во внимание и полагают, что существуют только геометрии с определенной метрической размерностью. Считается, что не существует геометрий с неопределенной метрической размерностью $n = n_{\mathrm{m}}$. Если мировая функция обобщенной геометрии такова, что некоторые из многочисленных ограничений (1.14) не выполняются, то нельзя ввести метрическую размерность n_{m}, Но система координат с координатной размерностью $n = n_{\mathrm{c}}$ может быть введена всегда независимо от ограничений (1.14). Система координат зависит от точечного множества Ω, где задана геометрия, а не от мировой функции обобщенной геометрии.

К сожалению, обычно не делают различия между метрической размерностью n_{m} и координатной размерностью n_{c}. Обычно полагают, что, задавая систему координат и ее размерность n_{c}, определяют одновременно также n_{m}. Применение дискретной (или зернистой) геометрии пространства-времени принципиально, потому что в этом случае допустимы пространственноподобные мировые цепи (и сверхсветовые скорости). Одновременно объясняется, почему нельзя обнаружить тахионы.

7 Заключительные замечания

Описывая реальную геометрию пространства-времени в микромире, следует учитывать все возможные виды геометрий. Неправильно учитывать только те геометрии, где метрическая размерность n_{m} совпадает с координатной размерностью n_{c}. Тот факт, что мы не знаем свойств "безразмерностных" геометрий пространства-времени, не может быть причиной пренебрежения ими. Такое пренебрежение ведет к предположению о невозможности сверхсветовых скоростей, основанное на отсутствии наблюдений тахионов. Невозможность обнаружения тахионов означает только невозможность следить за тахионами, но не означает, что тахионы не существуют. Тахионы могут быть обнаружены в виде нейтрино, которое является связанным тахионом, скорость которого меньше скорости света.

Главная проблема физики микромира заключается в том, что мы не знаем дискретных (безразмерностных) геометрий и не владеем бескоординатным математическим аппаратом этих геометрий. Прогресс в развитии дискретных геометрий связан с развитием формализма мировой функции. Впервые он возник как метод описания римановой геометрии [14, 15]. Описание геометрии в терминах мировой функции более эффективно, чем описание в терминах метрического тензора g_{ik}, потому что описание в терминах скалярной функции позволяет использовать бескоординатное описание. Монистическая концепция геометрии, когда евклидова геометрия описывается в терминах одной скалярной величины, позволяет обнаружить скрытые связи между различными базовыми понятиями геометрии (многообразие, система координат, размерность и т.д.). Некоторые связи оказались специфическими евклидовыми связями, которые препятствовали построению более общих геометрий и бескоординатному описанию геометрии.

Список литературы

[1] Yu.A.Rylov, Dirac equation in terms of hydrodynamic variables. *Advances in Applied Clifford Algebras*, **5**, *pp 1-40, (1995).* (see also *e-print* 1101.5868)

[2] Yu.A. Rylov, Dynamic disquantization of Dirac equation. *e-print 0104060..*

[3] Yu. A. Rylov, Is the Dirac particle composite? *e-print /physics /0410045*

[4] Yu. A. Rylov, Is the Dirac particle completely relativistic? *e-print /physics /0412032.*

[5] Yu. A. Rylov, Dynamical methods of investigation in application to the Dirac particle. *e-print /physics/0507084.*

[6] Yu. A.Rylov, Geometrical dynamics: spin as a result of rotation with superluminal speed. *e-print 0801.1913.*

[7] The OPERA Collaboration: T. Adam, N. Agafonova et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam. *e-print 1109.4897.*

[8] K. Menger, Untersuchen über allgemeine Metrik, *Mathematische Annalen,* **100**, 75-113, (1928).

[9] L.M. Blumenthal, *Theory and Applications of Distance Geometry*, Oxford, Clarendon Press, 1953

[10] Yu. A.Rylov, Different conceptions of Euclidean geometry and their application to the space-time geometry.*e-print 0709.2755v4*

[11] Yu.A.Rylov, Geometry without topology as a new conception of geometry. *Int. Jour. Mat. & Mat. Sci.* **30**, *iss. 12, 733-760, (2002)*, (see *e-print math.MG/0103002*).

[12] Yu. A. Rylov Discrete space-time geometry and skeleton conception of particle dynamics. *e-print 1110.3399v1*

[13] Yu.A. Rylov, Non-Riemannian model of the space-time responsible for quantum effects. *Journ. Math. Phys.* **32(8)**, *2092-2098, (1991).*

[14] J.L. Synge, A characteristic function in Riemannian space and its applications to the soution of geodesic triangles. *Proc. London Math. Soc.* **32**, *241, (1931).*

[15] J.L.Synge, *Relativity: the General Theory.* Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1960.