Теория относительности

УДК 530.12, 530.16, 515.14, 537.8

Николенко А.Д.

О ПРИЧИНАХ И ОСОБЕННОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ ВРЕМЕНИ В ПСЕВДОЕВКЛИДОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

(Продолжение. Начало в № 4/13)

Институт исследований природы времени
e-mail: alniko@ukr.net

Рассматриваются теоретические основы темпорологии, связанные с обоснованием причин возникновения феномена течения времени. Исследуются особенности течения времени в плоских псевдоевклидовых пространствах. Показана связь предложенного подхода с проблемой барионной асимметрии Вселенной. Обосновывается возможность существования в рамках предложенной модели невидимых гравитирующих объектов, которые могут интерпретироваться как сгустки «темной материи».

Ключевые слова: темпорология; течение времени; барионная асимметрия вселенной; темная материя.

2. Невырожденные и полномерные пространства, метрические уравнения

2.1. Невырожденные пространства

Покажем, что погруженные в пространство R^n частицы либо все испытывают движение (R^n — невырожденное пространство), либо все находятся в состоянии абсолютного покоя (R^n — вырожденное пространство).

Утверждение 2-1. *Если в пространстве R^n присутствует хотя бы одна частица (например α_k), находящаяся в состоянии абсолютного покоя, то такое пространство будет вырожденным, и все остальные частицы, погруженные в это пространство, также будут находиться в состоянии абсолютного покоя.*

Допустим противоположное — в этом пространстве присутствует движущаяся частица α_m. Тогда в сопутствующей с этой частицей системе координат K'^n частица α_k оказывается движущейся, что противоречит условию ее абсолютного покоя. Таким образом, частица α_m, как и любая другая, также должна находиться в состоянии абсолютного покоя. Если же сопутствующую систему отсчета построить нельзя, то такое пространство не может быть вырожденным, так как в вырожденном пространстве все без исключения системы отсчета являются сопутствующими по определению.

Утверждение 2-2. *Если в невырожденном пространстве R^n имеется хотя бы одна движущаяся частица, то все остальные частицы, погруженные в это пространство, также будут испытывать движение.*

Пусть в невырожденное пространство R^n погружены m частиц, и пусть одна из них α_m имеет ненулевое приращение координаты $dx^i \neq 0$ в некоторой системе отсчета K^n. Если все остальные m-1 частиц будут испытывать движение в этой системе отсчета, то утверждение 2-1 выполняется автоматически. Пусть теперь среди m-1 частиц существует частица α_k, находящаяся в состоянии покоя в системе отсчета K^n. Поскольку в данном пространстве движение допустимо, то свяжем с частицей α_m сопутствующую систему координат K'^n. Тогда в системе K'^n частица α_m оказывается в состоянии покоя, а частица α_k в K'^n получат ненулевые приращения координат (т.е. окажутся движущимися относительно системы K'^n). Перебирая таким образом все пары частиц α_m и α_k, k = 1,2,3…m-1, получим набор систем отсчета, среди которых всегда найдется система отсчета, относительно которой любая произвольно взятая частица из m будет испытывать движение.

При этом рассмотрении мы полагали, что сопутствующие системы отсчета можно построить всегда, что, вообще говоря, неочевидно. Но и допущение невозможности построения сопутствующих систем отсчета не меняет полученный результат. Действительно, если бы это допущение приводило к возможности существования хотя бы одной частицы в состоянии абсолютного покоя, то в силу утверждения 2-1 все остальные частицы находились бы в состоянии абсолютного покоя. А это противоречит исходному условию о существовании движущейся частицы.

Утверждение 2-2 имеет важное следствие.

Утверждение 2-3. *Для любой частицы в невырожденном пространстве можно найти несопутствующую систему отсчета, в которой будет присутствовать ненулевое приращение координат частицы* $\mathrm{d}x^i \neq 0$.

Таким образом можно прийти к выводу, что любая частица может существовать в невырожденном пространстве только в том случае, если она не находится в состоянии абсолютного покоя (т.е. всегда испытывает движение). В то же время вырожденные пространства статичны и исключают какое-либо движение погруженных в них частиц и систем отсчета. Это «мертвые» пространства, в которых невозможно развитие каких-либо процессов. В такие пространства невозможно встроить Наблюдателя: наблюдение является процессом, а любые процессы, в том числе процесс наблюдения, в таких пространствах исключаются. Т.е. вырожденные пространства являются ненаблюдаемыми.

Основной интерес для данного исследования представляют *наблюдаемые пространства* и *пространства, содержащие наблюдаемые области*. Следовательно, предметом дальнейшего рассмотрения будут невырожденные пространства, именно они имеют отношение к реальности, данной нам в ощущениях. Такой подход близок к антропному принципу.

2.2. Метрические уравнения

Исследовать метрические свойства невырожденного пространства R^n удобно с помощью определенным образом подобранных пар систем отсчета K^n и K'^n, которые могут быть заданы на данном пространстве. Эти системы должны удовлетворять следующим требованиям:

– они должны иметь одинаковую размерность;
– должно выполнятся требование об инвариантности значения метрики в исследуемой области пространства, т. е. выполняться соотношение:

$$\mathrm{d}S^2 = \mathrm{d}S'^2. \tag{2-1}$$

При выполнении этих условий можно построить уравнения специального вида, которые далее будем называть *метрическими*. Такие уравнения имеют хорошую геометрическую интерпретацию, так как устанавливают связь между метриками двух определенных образом взятых систем координат K^n и K'^n, которые могут быть заданы на исследуемом пространстве R^n. Они представляют собой наиболее простой математический аппарат для исследования плоских однородных пространств. Координатные оси x^i и x'^i, принадлежащие разным системам координат, будем именовать одноименными, если они имеют одинаковый индекс. Для построения метрического уравнения в общем виде соотношение (2-1) записывается с учетом выражения для фундаментальной метрической формы (1-1), и в результате получаем:

$$\sum_{i,j=0}^{n-1} g_{ij}\mathrm{d}x^i\mathrm{d}x^j = \sum_{i,j=0}^{n-1} g'_{ij}\mathrm{d}x'^i\mathrm{d}x'^j. \tag{2-2}$$

Ограничиваясь плоскими однородными пространствами, можно выражение для метрического уравнения упростить и записать в виде:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i(\mathrm{d}x^i)^2 = \sum_{i=0}^{n-1} g_i\,(\mathrm{d}x'^i)^2, \tag{2-3}$$

Метрические уравнения могут строиться относительно различных типов инвариантных интервалов:

– общего вида в соответствии с определением 1-7, если рассматриваемая ситуация допускает выполнение условия (2-1):

$$\Delta S^2 = \Delta S'^2, \tag{2-4}$$

метрическое уравнение примет вид:

$$\sum_{i,=0}^{n-1} g_i\,(\Delta x^i)^2 = \sum_{i,=0}^{n-1} g_i\,(\Delta x'^i)^2, \tag{2-5}$$

– для элементарного интервала $\mathrm{d}S$ в форме (2-3);
– для элементарного α-интервала $\mathrm{d}s$ (определение 1-14) при условии α-инвариантности. В этом случае метрическое уравнение строиться относительно приращений координат $\mathrm{d}x^i$

и $\mathrm{d}x'^{i}$ в малой окрестности движущейся частицы в соответствующих системах отсчета. Далее будем пользоваться в основном метрическими уравнениями именно такого типа.

Метрическое уравнение может быть тривиальным, если все компоненты обоих его частей равны нулю. Интерес представляют нетривиальные уравнения. Существование нетривиальных метрических уравнений обеспечивается утверждением 2-3, в соответствии с которым в невырожденном пространстве для любой частицы всегда можно подобрать систему отсчета, в которой будут присутствовать ненулевые приращения ее координат. Используя такую систему отсчета, всегда можно построить метрическое уравнение с левой частью, содержащую ненулевые компоненты.

Удобной особенностью метрических уравнений является возможность с их помощью исследовать возможность существования и построения сопутствующих систем отсчета. В правой части метрического уравнения указаны приращения координат материальной частицы в штрихованной системе отсчета K'^{n}. Если отдельные координаты не меняются, т. е. их приращения равны нулю, то такая система отсчета K'^{n} является сопутствующей по этим координатам. В метрическом уравнении *с сопутствующей системой отсчета* (по отдельным координатам) число ненулевых переменных в левой части не будет совпадать с числом ненулевых переменных в правой части. В этом случае метрическое уравнение примет вид:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i(\mathrm{d}x^i)^2 = \sum_{i=0}^{p} g_i(\mathrm{d}x'^{i})^2, p < n\text{-}1, \qquad (2\text{-}6)$$

При равенстве нулю приращений всех координат в системе K'^{n}, правая часть метрического уравнения становится равной нулю:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i(\mathrm{d}x^i)^2 = 0. \qquad (2\text{-}7)$$

Далее метрические уравнения с нулевой правой частью будем именовать *однородными*. Существование однородного уравнения с ненулевыми вещественными решениями для некоторой области пространства определяет возможность построения в ней сопутствующей системы координат. Удобство однородных уравнений также в том, что их использование позволяет уменьшить число переменных вдвое. И можно исследовать движение частицы путем исследования движения сопутствующей системы координат.

Отметим, что метрические уравнения обладают четностью, поскольку состоят из четных функций. Как будет показано ниже, в физическом пространстве в области с течением времени существует зависимость между дифференциалами координат. Эту зависимость необходимо учитывать при построении метрических уравнений, в частности, для сопутствующих систем координат. Перенесение переменных из одной части метрического уравнения в другую в ряде случаев может быть полезным [17], в частности для иллюстративных целей, однако при этом мы утрачиваем их геометрическую интерпретацию — в этом случае левая и правая части уравнения уже не будут соответствовать системам отсчета K^{n} и K'^{n} соответственно.

В ряде случаев удобно для пространств вида $\mathsf{R}^{n}_{(1,n\text{-}1)}$ использовать понятие темпоральной сигнатуры. Темпоральная сигнатура представляет запись собой знаков приращений координаты $\mathrm{d}x^0$ и $\mathrm{d}x'^{0}$ в обоих частях метрического уравнения. Запись {++} означает, что в метрическом уравнении данные приращения имеют один знак, т. е. имеет место сочетание $+\mathrm{d}x^0$ и $+\mathrm{d}x'^{0}$, {+0} — соответствует значениям $+\mathrm{d}x^0$ и $\mathrm{d}x'^{0} = 0$, {+ –}- соответствует значениям $+\mathrm{d}x^0$ и $-\mathrm{d}x'^{0}$. Нетрудно видеть, что в силу четности метрического уравнения темпоральные сигнатуры {+ –} и {– +} эквивалентны. Темпоральная сигнатура позволяет сопоставить направления течения времени в системах отсчета K^{n} и K'^{n}.

Подчеркнем следующие полезные свойства метрических уравнений. Поскольку фундаментальная метрическая форма (1-1), которая входит в обе части метрического уравнения, является ковариантной, то любой член метрического уравнения для плоского однородного пространства может быть приведен к виду $g_i(\mathrm{d}x^i)^2$. Т. е. он должен быть непосредственно связан со значениями приращения координаты, не использованной в иных членах этого уравнения. Отсюда следует также, что скалярные величины не могут входить в метрическое уравнение отдельными членами. Если можно показать, что в рассматриваемом пространстве невозможно построить метрическое уравнение требуемого вида, то отсюда следует невозможность построения в нем соответствующих систем координат. С помощью метрических уравнений можно установить, является ли некоторая величина вектором в рассматриваемом пространстве. Для этого ее квадрат записывается в компонентах в двух произвольно взятых системах координат в форме метрического уравнения, и затем проверяется равенство его левой и правой части. Установление такого равенства подтверждает, что данная величина является вектором соответствующей размерности. Для пространства Минковского таким образом можно проверить Лоренц-инвариантность тех или иных величин. В ряде случаев такая проверка приводит к упрощению и экономии вычислений. Метрические уравнения ковариантны относительно параллельного переноса систем отсчета, для которых они построены.

Запись метрического уравнения для некоторых пространств может быть упрощена. Далее основное внимание будет уделено исследованию псевдоевклидовых пространств вида $\mathrm{R}^n_{(1,n\text{-}1)}$. Метрическое уравнение для него в принятой сигнатуре записывается следующим образом:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2 = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x'^i)^2. \qquad (2\text{-}8)$$

Из этого уравнения видно, что такое пространство содержит однородное изотропное собственно евклидово подпространство $\mathrm{R}^{n\text{-}1}_{(n\text{-}1)}$. В этом подпространстве справедлив принцип суперпозиции перемещений, в результате чего можно записать:

$$\sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2 = \mathrm{d}x^2. \ (2\text{-}9)$$

Обратим внимание, что данную запись можно использовать как «свертку» членов, стоящих под знаком суммы. С учетом соотношения (2-9) запись метрического уравнения примет упрощенный вид:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - \mathrm{d}x^2 = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2 - \mathrm{d}x'^2. \qquad (2\text{-}10)$$

В этом уравнении обозначение дифференциала координаты $\mathrm{d}x$ (и соответственно $\mathrm{d}x'$) *без верхнего индекса* подразумевает использование соотношения (2-9). Необходимо отметить, что в общем случае уравнение (2-10) не эквивалентно записи метрического уравнения для двумерного случая:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - (\mathrm{d}x^1)^2 = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2 - (\mathrm{d}x'^1)^2. \qquad (2\text{-}11)$$

Неэквивалентность уравнений (2-10) и (2-11) связана с тем, что, как будет показано ниже, течение времени в пространствах вида $\mathrm{R}^n_{(1,n\text{-}1)}$, $n > 2$, и двумерных пространствах $\mathrm{R}^2_{(1,1)}$ имеет существенные различия.

Сопутствующая система отсчета по определенным координатам связана с равенством нулю членов метрического уравнения по этим координатам. Вследствие этого метрическое уравнение для пары систем отсчета K^n и K'^n, в которой K'^n является сопутствующей по x' системой координат, будет иметь вид:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - \mathrm{d}x^2 = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2. \qquad (2\text{-}12)$$

Здесь $\mathrm{d}x'^2 = 0$. Это соотношение позволяет установить связь между величинами $\mathrm{d}x^0$ и $\mathrm{d}x'^0$:

$$(\mathrm{d}x^0)^2\left(g_0 - \frac{\mathrm{d}x^2}{(\mathrm{d}x^0)^2}\right) = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2. \qquad (2\text{-}13)$$

Уравнение (2-13) соответствует нахождению наблюдателя в системе отсчета K^n. Допустим теперь, что наблюдатель переместился в систему отсчета K'^n, а система отсчета K^n становится сопутствующей по x. В этом случае метрическое уравнение изменяется следующим образом:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 = (\mathrm{d}x'^0)^2\left(g_0 - \frac{\mathrm{d}x'^2}{(\mathrm{d}x'^0)^2}\right). \qquad (2\text{-}14)$$

Уравнения (2-13) и (2-14) между собой не совпадают. Отсюда следует, что соотношение между величинами $\mathrm{d}x^0$ и $\mathrm{d}x'^0$ зависит от того, в какой системе отсчета находится наблюдатель, и, соответственно, какая из систем отсчета принята сопутствующей.

Каждый член метрического уравнения связан с проекцией интервала $\mathrm{d}s$ на соответствующую ось координатной системы. В общем случае величина проекции интервала может быть больше или меньше его самого. Соответственно, совокупность членов в левой или правой части метрического уравнения определяет проекцию интервала $\mathrm{d}s$ на соответствующее этим членам подпространство.

Введем следующее правило.

Утверждение 2-4. *Если интервал* $\mathrm{d}S$ *окажется совмещенным с некоторой осью коор-*

динатной системы, представленной определенным членом метрического уравнения, то в данной части метрического уравнения все остальные члены будут равны нулю.

Это правило необходимо для снятия неопределенности, которая может возникнуть в некоторых случаях в пространствах с индефинитной метрикой. Справедливость данного правила доказывается следующим. Пусть E — некоторый вектор, заданный на линейном пространстве R^n; $e_0, e_1, \ldots e_i, \ldots e_{n-1}$ — базисные вектора, представляющие собой орты системы координат K. Тогда вектор E может быть представлен в виде: $E = \xi_0 e_0 + \xi_2 e_2 + \ldots + \xi_i e_i + \ldots + \xi_{n-1} e_{n-1}$. Совместим вектор E с одной из координатных осей системы K, например i-той. Тогда он может быть записан в виде: $E = \xi_i e_i$. Отсюда: $E - \xi_i e_i = \xi_0 e_0 + \xi_1 e_1 + \ldots + \xi_{i-1} e_{i-1} + \xi_{i+1} e_{i+1} + \ldots + \xi_{n-1} e_{n-1} = 0^\mu$; здесь 0^μ — нуль-вектор. Поскольку любая комбинация базисных векторов в пространстве R^n остается линейно независимой, то можно получить значения координат вектора: $\xi_0 = \xi_1 = \ldots = \xi_{i-1} = \xi_{i+1} = \ldots = \xi_{n-1} = 0$. Полагая, что модуль вектора E равен интервалу dS, т. е.$|E| = dS$, получаем $\xi_0 = \xi_1 = \ldots = \xi_{i-1} = \xi_{i+1} = \ldots = \xi_{n-1} = dx^0 = dx^1 = \ldots = dx^{i-1} = dx^{i+1} = \ldots = dx^{n-1} = 0$, и приходим к рассматриваемому правилу.

Удобство метрических уравнений заключается также в том, что они позволяют исследовать движение двух частиц друг относительно друга. С этой целью одна из частиц совмещается с временной осью своей сопутствующей системы, а положение второй частицы совмещается с временной осью лабораторной. При этом временные координаты обоих частиц связаны преобразованием Лоренца, а эти преобразования автоматически выполняются для метрического уравнения.

Уравнения, аналогичные метрическим, в отдельных случаях уже применялись в STR, однако в рамках данной работы они становятся одним из основных инструментов исследования.

2.3. Полномерные пространства

Определение 2-1. *Пространство R^n будем именовать полномерным, если значение его метрики ds^2 является инвариантом.*

Отсюда следует, что на полномерных пространствах R^n для любой произвольно выбранной пары систем отсчета K^n и K'^n выполняется равенство:

$$dS^2 = dS'^2. \tag{2-15}$$

Соответственно, пространства (или подпространства), на которых нарушается требование инвариантности метрики, будем называть *неполномерными*. Другими словами, под неполномерным пространством понимается такое пространство, где можно найти хотя бы одну пару систем отсчета K^n и K'^n, для которых $dS^2 \neq dS'^2$. Далее полномерные пространства (подпространства) и их метрики будем выделять с помощью квадратных скобок. В частности, запись $[R^n]$ означает, что пространство R^n имеет статус полномерного.

Проанализируем метрическое уравнение для некоторого пространства R^k. Допустим, что мы обнаружили в нем инвариантную компоненту $x^i = x'^i$. Это значит, что x^i не может представлять координатную ось, и является скаляром. В связи с этим метрическое уравнение можно сократить, исключив соответствующую координатную ось (что эквивалентно понижению размерности пространства). Последовательно избавляясь от всех инвариантных компонент метрического уравнения, мы придем к его ковариантности при минимуме оставшихся компонент. Исключение любой из оставшихся компонент неизбежно приведет к нарушению метрического уравнения и интервал dS^2 утратит инвариантность. Полученное таким образом пространство будет полномерным. Таким образом, мы можем связать размерность пространства с инвариантностью в нем интервала.

Остановимся на особенностях структуры невырожденных полномерных евклидовых пространств.

Теорема 2-1. *При увеличении размерности полномерного однородного евклидова пространства $[R^n]$ на единицу, т. е. при $n \to (n + 1)$, и образовании нового полномерного однородного евклидова пространства $[R^{n+1}]$, исходное пространство R^n утрачивает статус полномерного.*

Допустим противоположное, т. е. в результате перехода $n \to (n + 1)$ образуется новое полномерное пространство $[R^{n+1}]$, и при этом исходное пространство сохраняет статус полномерного $[R^n]$. Переход $n \to (n + 1)$ в данном случае означает образование нового полномерного пространства $[R^{n+1}]$ путем введение нового измерения (что эквивалентно добавлению новой координатной оси x^{n+1} в системах отсчета). Очевидно, что в результате перехода $n \to (n + 1)$

пространство [R^n] становится подпространством нового пространства [R^{n+1}]. Метрическое уравнение для [R^n] можно записать в виде:

$$[\sum_{i=1}^{n} g_i(\mathrm{d}x^i)^2] = [\sum_{i=1}^{n} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2], \qquad (2\text{-}16)$$

а для пространства [R^{n+1}] оно будет иметь вид:

$$[[\sum_{i=1}^{n} g_i(\mathrm{d}x^i)^2] + g_{n+1}(\mathrm{d}x^{n+1})^2] = [[\sum_{i=1}^{n} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2] + g_{n+1}(\mathrm{d}x'^{n+1})^2]. \qquad (2\text{-}17)$$

Поскольку соотношение (2-16) по допущению продолжает выполняться, его можно использовать для упрощения метрического уравнения (2-17), т. е. на него можно сократить. Далее, сокращая на g_{n+1}, получаем тождество:

$$(\mathrm{d}x^{n+1})^2 \equiv (\mathrm{d}x'^{n+1})^2.$$

Это тождество означает, что интервал dx^{n+1} не изменяется при переходе от системы отсчета K^{n+1} к K'^{n+1}, т. е. он является инвариантом, или скаляром. Следовательно, в соответствии с правилом (Утверждение 1-1, п.3) x^{n+1} не может быть использована в качестве новой координатной оси системы отсчета, что противоречит допущению. Полученное противоречие доказывает теорему.

Нетрудно видеть, что справедливо и обратное утверждение: *если имеется полномерное однородное пространство [R^n], то никакое его подпространство R^{n-1} не может быть полномерным.*

Остановимся теперь на общем случае для плоских однородных евклидовых пространств.

Теорема 2-2. *Полномерное евклидово пространство не может быть подпространством другого полномерного евклидова пространства.*

Допустим противоположное: в полномерном евклидовом пространстве [R^n] можно выделить некоторое полномерное подпространство [R^p]. Запишем соответствующее метрическое уравнение:

$$[[\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x^i)^2] + g_{p+1}(\mathrm{d}x^{p+1})^2 + \ldots + g_n(\mathrm{d}x^n)^2] = [[\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2] + g_{p+1}(\mathrm{d}x'^{p+1})^2 + \ldots + g_n(\mathrm{d}x'^n)^2]. \quad (2\text{-}18)$$

Соответственно для полномерного подпространства [R^p] метрическое уравнение будет иметь вид:

$$[\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x^i)^2] = [\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2]. \qquad (2\text{-}19)$$

Пусть некоторый ненулевой интервал ds в пространстве [R^n] занимает положение, при котором в подпространстве [R^p] в системе отсчета K^p соответствующее выражение $\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x^i)^2$ $\neq 0$. Поскольку пару систем отсчета K^n и K'^n на пространстве [R^n] мы можем выбирать произвольно, то допустимой является такая система отсчета K'^n, в которой интервал dS будет совмещен с координатной осью, не входящей в состав систем отсчета K'^p, например x'^n. Однако это условие будет выполняться только тогда, когда в K'^n все остальные компоненты этого интервала $(\mathrm{d}x'^i)^2 = 0$, $i = 1,2,\ldots, n$-1 (см. утверждение 2-4). Следовательно, и $\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2 = 0$. Но тогда для подпространства [R^p] неизбежно получим:

$$\sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x^i)^2 \neq \sum_{i=1}^{p} g_i(\mathrm{d}x'^i)^2.$$

А это соотношение прямо противоречит исходному уравнению (2-19), что и доказывает теорему. Нетрудно видеть, что этот результат действителен как для собственно евклидовых, так и псевдоевклидовых пространств.

Итак, максимальная размерность пространства оказывается тесно связанной с фактом инвариантности интервала в этом пространстве.

Если мы разместим в некотором пространстве R^n наблюдателя N, то он, используя эти теоремы, может установить, является ли пространство, которое он наблюдает, полномерным. Или, другими словами, является ли наблюдаемое им пространство подпространством другого полномерного пространства. Для этого ему необходимо экспериментальным путем проверять инвариантность интервала, последовательно наращивая его размерность. Как только такая инвариантность будет достигнута и экспериментально подтверждена, он может сделать вывод, что пространство с полученной размерностью является полномерным, и дальнейшее наращивание размерности невозможно.

Следовательно, любое подпространство является неполномерным, и, соответственно, оно не обладает свойствами инвариантности интервала.

Систему координат K^n, заданную на полномерном пространстве $[\mathrm{R}^n]$, будем также называть полномерной, если число ее координатных осей равно размерности такого пространства. Далее квадратные скобки для обозначения полномерных пространств будем использовать только в случае необходимости.

2.4. О сопутствующих системах отсчета в полномерных пространствах

Сопутствующие системы очень удобны, так как позволяют исследовать особенности движения частиц, с которыми такие системы связаны. Рассмотрим возможность построения полномерных сопутствующих систем отсчета.

Утверждение 2-5. *В полномерном невырожденном изотропном собственно евклидовом пространстве* $[\mathrm{R}^n_{(n)}]$ *невозможно построить полномерную сопутствующую систему отсчета* $[K'^n]$.

Для доказательства этого утверждения запишем однородное метрическое уравнение для полномерного невырожденного изотропного собственно евклидова пространства $[\mathrm{R}^n_{(n)}]$:

$$\sum_{i=1}^{n} (\mathrm{d}x^i)^2 = 0. \qquad (2\text{-}20)$$

Поскольку $g_i = 1 > 0$, уравнение (2-20) ненулевых вещественных решений не имеет, что и доказывает данное утверждение. Другими словами, в рассматриваемом пространстве полномерную систему координат с движущейся частицей связать невозможно.

Этот результат противоречит нашим представлениям о том, что в привычном нам трехмерном пространстве $\mathrm{R}^3_{(3)}$ движение явно присутствует, и сопутствующую систему координат построить всегда можно. Чтобы выйти из этого положения, обычно в трехмерную систему отсчета добавляют часы, которые отмечают время t. Если говорить о времени Галилея-Ньютона, то время представляет собой скаляр $t \equiv t'$, отношения к геометрии пространства не имеющий. Встроить такую скалярную величину в систему отсчета как дополнительную координатную ось невозможно (см. условия построения координатных систем — Утверждение 1-1). Следовательно, введение дополнительной скалярной величины не приводит к появлению искомых ненулевых вещественных решений однородного метрического уравнения, т. е. противоречия не снимает. Увеличение размерности пространства $[\mathrm{R}^n_{(n)}]$, $n>3$, без изменения вида метрики также не является выходом, так как соответствующее однородное метрическое уравнение $\sum_{i=1}^{n} (\mathrm{d}x^i)^2 = 0$ все равно не имеет ненулевых вещественных решений.

Можно искать выход путем изменения метрического уравнения через введение нового члена:

$$\sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2 + \lambda = 0. \qquad (2\text{-}21)$$

Очевидно, что для возникновения ненулевых вещественных решений такого уравнения необходимо, чтобы член λ имел иной знак, чем $\sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2$. Учитывая, что каждый новый член метрического уравнения должен соответствовать общему виду метрической формы, запишем его как $\lambda = -g_0(\mathrm{d}x^0)^2$. Внеся такой небольшой «дефект» в геометрию пространства, получим:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2 = 0. \qquad (2\text{-}22)$$

Здесь уравнение записано в более удобной сигнатуре (+–…–). Теперь метрическое уравнение уже имеет ненулевые вещественные решения. В итоге мы получили возможность построения полномерной сопутствующей системы отсчета $[K'^n]$. Отметим, что возможность построения полномерной сопутствующей системы отсчета появилась в результате преобразования собственно евклидова пространства в псевдоевклидово.

Внесенный таким образом в метрику пространства $R^n_{(n)}$ относительно небольшой геометрический «дефект» приводит к серьезным качественным изменениям — в пространстве раскрывается двуполостный световой конус, описываемый уравнением (2-22) — см. рис.2. Вследствие этого пространство структурируется. Изотропным и собственно евклидовым останется только подпространство $R^{n-1}_{(n-1)}$, а само исследуемое пространство $R^n_{(1,n-1)}$ утрачивает свойство изотропности и становится анизотропным, что следует из определения 1-5. Метрика $R^n_{(1,n-1)}$ является индефинитной и имеет вид:

$$ds^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_{1}^{n-1} (dx^i)^2.$$

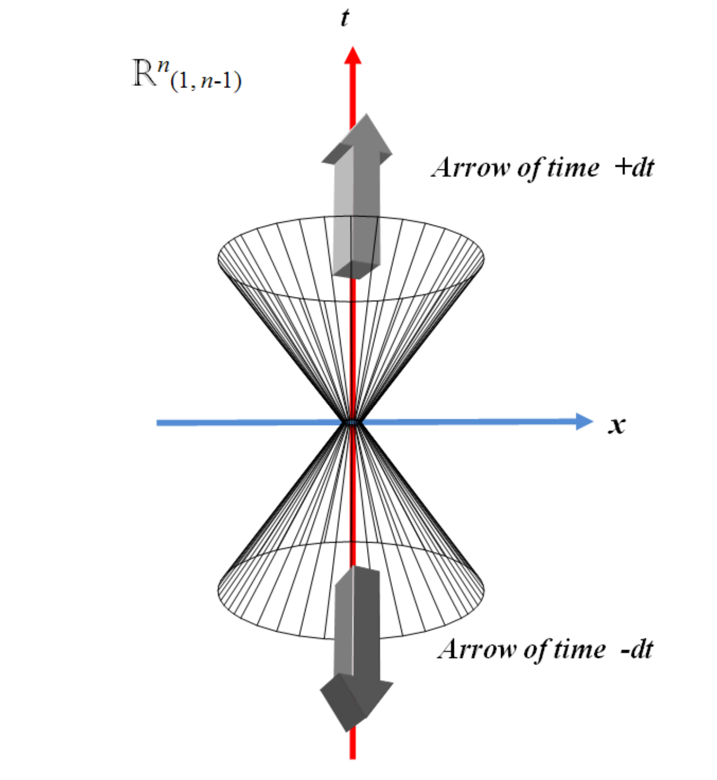

Рис. 2. Раскрытие светового конуса при переходе к псевдоевклидовому пространству $R^n_{(1,n-1)}$. Метрическое уравнение принимает вид: $\tanh^2 \Phi\, (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi\, (dx'^0)^2 - dx'^2$.

Координатная ось x^0 приобретает свойства оси анизотропии и становится осью раскрывшегося светового конуса. Возникшую структуризацию пространства $R^n_{(1,n-1)}$ с такой метрикой можно описать с помощью одного параметра — компоненты g_0. Вследствие четности метрического уравнения световой конус обладает симметрией.

Сам световой конус удобно описывать с помощью величины $\tanh \Phi$. Здесь под углом раскрытия светового конуса Φ будем понимать гиперболический угол между осью анизотропии x^0 и образующей светового конуса. Величину $\tanh \Phi$ можно получить следующим образом:

$$\tanh^2 \Phi = \frac{dx^2}{(dx^0)^2}. \tag{2-23}$$

Здесь в качестве приращения dx взято значение, при котором выполняется соотношение (2-22) с учетом записи (2-9). Нетрудно видеть, что значение $\tanh \Phi$ непосредственно связано со значением g_0:

$$\tanh^2 \Phi = g_0. \tag{2-24}$$

Используя это соотношение, метрическое уравнение для пространства $[R^n_{(1,n-1)}]$ можно записать в геометрической форме:

$$\tanh^2 \Phi\, (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi\, (dx'^0)^2 - dx'^2. \tag{2-25}$$

Такая запись позволяет более наглядно выделить структурные свойства исследуемого пространства. Поскольку для рассматриваемых пространств $\tanh \Phi$ является единственным параметром, определяющим их структуру, то различать пространства $[R^n_{(1,n-1)}]$ друг от друга можно по значению Φ.

Пусть в системе координат K^n в малой окрестности некоторой точки движение частицы α можно представить в виде участка прямой ее мировой линии, не лежащей на поверхности светового конуса. Тогда можно определить геометрический параметр, характеризующий такое движение частицы:

$$\tanh^2 \varphi = \frac{dx^2}{(dx^0)^2}. \tag{2-26}$$

Здесь член dx имеет иной смысл и соответствует движению частицы по ее мировой линии, не лежащей на поверхности светового конуса, а гиперболический угол φ определяется углом между касательной к мировой линии частицы и осью анизотропии, причем во времинеподобной области $\tanh^2 \varphi < \tanh^2 \Phi$. В физической интерпретации $\tanh \varphi$ представляет собой скорость частицы в своей системе координат.

Гиперболические параметры Φ и φ в данном случае используются не так, как обычно принято для STR. Это сделано с целью лучше выделить геометрические свойства и особенности метрических уравнений и более явственно проявить связь движения частиц с геометрией пространства.

Отметим возможность построения сопутствующих систем отсчета в подпространствах. В частности, в собственно евклидовом подпространстве $\mathrm{R}^{n-1}{}_{(n-1)}$ полномерного пространства $[\mathrm{R}^n{}_{(1,n-1)}]$ можно построить сопутствующую систему отсчета. Действительно, соответствующее метрическое уравнение для $[\mathrm{R}^n{}_{(1,n-1)}]$ при $\sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x'^i)^2 = 0$ принимает вид:

$$g_0(\mathrm{d}x^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (\mathrm{d}x^i)^2 = g_0(\mathrm{d}x'^0)^2.$$

Это уравнение может иметь вещественные решения, следствием чего становится возможным построить пространственную сопутствующую систему отсчета $K'^{n-1}{}_{(n-1)}$. Отсюда также следует, что несопутствующая система отсчета $[K'^n]$ может содержать в себе сопутствующую систему отсчета меньшей размерности $K'^{n-1}{}_{(n-1)}$.

2.5. Применение метрических уравнений для изучения внутренних полостей светового конуса псевдоевклидова пространства

Форма светового конуса в пространстве $[\mathrm{R}^n{}_{(1,n-1)}]$ описывается однородным метрическим уравнением:

$$\tanh^2 \Phi\, (\mathrm{d}x^0)^2 - \mathrm{d}x^2 = 0. \qquad (2\text{-}27)$$

Отметим, что для однородных пространств согласно определению 1-4 $g_0 = g_0'$, и, следовательно, $\tanh^2 \Phi$ не зависит от выбора системы отсчета.

Наблюдатель в системе отсчета K^n может экспериментально определить форму светового конуса пространства, в котором он находится. Эта поверхность полностью задается однородным метрическим уравнением (2-27), которое имеет единственный параметр — $\tanh \Phi$. При наблюдении движения частиц в пространстве наблюдатель должен выделить те из них, которые находятся на поверхности конуса. Признаком таких частиц будет $\mathrm{d}x'^0 = 0$ (при этом остальные компоненты $\mathrm{d}x'$ равны нулю автоматически). Т. е в физической интерпретации они должны быть остановлены в собственном времени. И затем измерить отношение (2-23).

Здесь возникает вопрос, как наблюдатель обнаружит частицы, для которых $\mathrm{d}x'^0 = 0$. Для этого удобно использовать следующий признак: если для частицы $\mathrm{d}x'^0 = 0$, то для нее $\tanh^2 \varphi = \mathrm{inv}$. Действительно, пусть в пространстве $[\mathrm{R}^n{}_{(1,n-1,)}]$ движется некоторая частица. Опишем ее движение в двух произвольно взятых системах координат $K^n{}_1$ и $K^n{}_2$ с помощью соответствующих однородных (т. к. $\mathrm{d}x'^0 = 0$) метрических уравнений:

$$K^n{}_1\!: (\mathrm{d}x_1{}^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_1) = 0;$$
$$K^n{}_2\!: (\mathrm{d}x_2{}^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_2) = 0.$$

Отсюда следует:

$$(\mathrm{d}x_1{}^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_1) = (\mathrm{d}x_2{}^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_2) = 0.$$

Поскольку для невырожденного псевдоевклидова пространства $\mathrm{d}x_1{}^0 \neq 0$, $\mathrm{d}x_2{}^0 \neq 0$, $\Phi \neq 0$, то это уравнение будет выполняться только в случае, когда $|\tanh \varphi_1| = |\tanh \varphi_2|$. Т. е. наблюдателю достаточно найти частицы, параметр движения которых $\tanh \varphi$ не зависит от выбора системы отсчета. В этом случае $|\tanh \varphi| = |\tanh \Phi|$.

С помощью метрического уравнения в форме (2-25) достаточно просто установить, на какое расстояние $\mathrm{d}x'^0$ сдвинется частица по оси анизотропии системы K'^n, если частица-наблюдатель в лабораторной системе K^n сдвинется по аналогичной оси на расстояние $\mathrm{d}x^0$, т. е. установить вид взаимосвязи приращений этих координат. Для этого делаем систему координат K'^n сопутствующей по координатам x', т. е. $\mathrm{d}x' = 0$, и делим все члены уравнения (2-25) на $\tanh^2 \Phi$. Используя обозначение $\tanh \phi = \dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}x^0}$, получим искомую зависимость, эквивалентную соответствующему релятивистскому соотношению для собственного времени частицы:

$$(\mathrm{d}x^0)^2 \, \frac{(\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi)}{\tanh^2\Phi} = (\mathrm{d}x'^0)^2. \qquad (2\text{-}28)$$

Здесь ϕ представляет собой гиперболический угол между осями x^0 и x'^0 координатных систем K^n и K'^n.

Найдем общие решения полного метрического уравнения в виде (2-25) для систем отсчета K^n и K'^n, заданным в пространстве $[R^n_{(1,n\text{-}1)}]$ с изотропным подпространством $R^{n\text{-}1}_{(n\text{-}1)}$. Решения этого уравнения будем искать в форме зависимости межу приращениями координат частицы в системах отсчета K^n и K'^n. Преобразуем его к виду:

$$(dx^2 - dx'^2) = ((dx^0)^2 - (dx'^0)^2)\tanh^2\Phi.$$

Отсюда сразу следуют решения:

$dx = dx'$, $dx^0 = dx'^0$. Такая ситуация возникает при совмещении обоих систем отсчета, их одноименные орты однонаправлены и коллинеарны. Темпоральная сигнатура $\{+\,+\}$.

$dx = -dx'$, $dx^0 = dx'^0$. Пространственные координатные оси x и x' ориентированы в противоположных направлениях при совпадении направления координатных осей анизотропии x^0 и x'^0. Темпоральная сигнатура $\{+\,+\}$.

$dx = dx'$, $dx^0 = -dx'^0$. Оси анизотропии x^0 и x'^0 ориентированы в противоположных направлениях при совпадении направления координатных осей x и x'. Темпоральная сигнатура $\{+\,-\}$.

$dx = -dx'$, $dx^0 = -dx'^0$. Такая ситуация возникает при противоположных направлениях одноименных координатных осей обоих систем отсчета. Темпоральная сигнатура $\{+\,-\}$.

$dx = dx' = dx^0 = dx'^0 = 0$. Системы отсчета находятся в вырожденном пространстве и интереса не представляют. Темпоральная сигнатура $\{0,0\}$.

Интересная ситуация складывается при значении темпоральной сигнатуры$\{+0\}$. В этом случае метрическое уравнение принимает вид (2-27), и

$$dx = dx^0\tanh\Phi.$$

Эти решения соответствуют частным случаям взаимного расположения систем отсчета. Их необходимо дополнить решениями для случая, когда орты x^0 и x'^0 и, соответственно, x и x' неколлинеарны. В связи с этим удобно использовать выражение $(\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi)$, учитывающее взаимное положение одноименных координатных осей x^0 и x'^0. Учтем, что для внутренних полостей светового конуса $(\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi) \neq 0$.

Полагаем исследуемое пространство линейным и решение будем искать в виде следующих выражений:

$$dx^0 = f(dx'^0, dx'),\ dx = f(dx'^0, dx').$$

Преобразуем правую часть метрического уравнения (2-25) путем умножения его на выражение $\frac{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi}$, и добавив в числителе выражение в фигурных скобках:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - dx^2 = (\tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - dx'^2)\,\frac{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi}, =$$

$$\frac{(\tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - dx'^2)(\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi) + \{2\tanh^2\Phi\tanh\phi\, dx' dx'^0 - 2\tanh^2\Phi\tanh\phi\, dx' dx'^0\}}{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi} =$$

$$= \frac{\tanh^4\Phi\left(dx'^0 + \dfrac{\tanh\phi}{\tanh^2\Phi}dx'\right)^2 - \tanh^2\Phi(dx' + \tanh\phi\, dx'^0)^2}{\tanh^2\Phi - \tanh^2\phi}.$$

Теперь это выражение можно привести к виду:

$$\tanh^2\Phi\,(dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2\Phi\left(\frac{dx'^0 + \dfrac{\tanh\phi}{\tanh^2\Phi}dx'}{\sqrt{1 - \dfrac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}}\right)^2 - \left(\frac{dx' + \tanh\phi\, dx'^0}{\sqrt{1 - \dfrac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}}\right)^2.$$

Сопоставляя почленно левую и правую части этого уравнения, получим:

$$dx^0 = \pm\frac{dx'^0 + \dfrac{\tanh\phi}{\tanh^2\Phi}dx'}{\sqrt{1 - \dfrac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}};\ dx = \pm\frac{dx' + \tanh\phi\, dx'^0}{\sqrt{1 - \dfrac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}}. \qquad (2\text{-}29)$$

Очевидно, что после интегрирования этих соотношений с учетом физической интерпретации выражений tanh $\phi = V$; tanh $\Phi = c$; $x^0 = t$; $x'^0 = t'$, можно прийти к преобразованиям Лоренца. Здесь V — относительная пространственная скорость систем отсчета и c — скорость света в вакууме.

3. Принцип дуальности перемещений

Вернемся к изотропному собственно евклидовому пространству R^n. Зададим на нем некоторую систему координат. В силу изотропности такого пространства будет действовать известный *принцип независимости движения* материальной частицы вдоль любой из координатных осей. Другими словами, перемещение вдоль любой из координатных осей можно рассматривать *независимо* от перемещений по иным осям [18]. При этом поворотом системы координат всегда можно добиться того, чтобы прямолинейное движение частицы совершалось вдоль только одной из осей, а по другим ее координаты оставались неизменными. Приращение координат материальной частицы по одной из координатных осей не связано в обязательном порядке с приращением ее координат по какой-либо другой координатной оси.

Теперь осуществим описанный выше переход $R^n \to R^n_{(1,n-1)}$, и посмотрим, сохранится ли принцип независимости движения для внутренних полостей светового конуса псевдоевклидова пространства.

Теорема 3-1 — принцип дуальности перемещений. *На пространстве* $[R^n_{(1,n-1)}]$ *при* $ds^2 > 0$ *неравенство* $dx^2 = \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 > 0$ *выполняется тогда и только тогда, когда* $dx^0 \neq 0$.

Другими словами, любое пространственное перемещение частицы во времинеподобной области пространства $R^n_{(1,n-1)}$ является не менее чем двухкомпонентным, т. е. неразрывно связано с ненулевым интервалом перемещения частицы вдоль оси анизотропии (оси светового конуса, или временной оси в физической интерпретации).

Действительно, для области, где $ds^2 > 0$, метрическое уравнение можно записать в виде:

$$\tanh^2 \Phi\,(dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi\,(dx'^0)^2 - dx'^2 > 0.$$

Отсюда следует, что для любой системы отсчета в этой области должно выполняться условие:

$$\tanh^2 \Phi\,(dx^0)^2 > dx^2. \tag{3-1}$$

Из условия $dx^0 = 0$ неизбежно следует $dx = 0$, и других вещественных значений для dx нет. С другой стороны, т. к. $\tanh^2 \Phi$ для $R^n_{(1,n-1)}$ всегда больше нуля, то требование $dx^2 > 0$ влечет за собой необходимость выполнения условия $dx^0 \neq 0$, что и доказывает теорему.

Таким образом, внутри световых конусов любое перемещение в пространстве возможно только с одновременным перемещением во времени, и отсутствие течения времени (т. е. $dx^0 = 0$) налагает запрет на любые пространственные перемещения. С другой стороны, перемещение частицы во временном измерении не влечет за собой обязательного движения частицы в пространстве.

Отметим, что если пространство невырожденное, т. е. найдется хотя бы одно значение $dx^i \neq 0$, то будет выполняться и $dx^0 \neq 0$.

Всех этих геометрических особенностей нет в собственно евклидовом пространстве. Таким образом, прямым результатом перехода от собственно евклидового изотропного пространства к анизотропному с псевдоевклидовой метрикой является проявление принципа *дуальности перемещений* внутри световых конусов на таких пространствах взамен *принципа независимости* движения. Принцип независимости движения сохраняется только для собственно евклидова подпространства $R^{n-1}_{(n-1)}$.

Полученный геометрический результат порождает важнейшую асимметрию между пространством и временем в псевдоевклидовом пространстве. Именно возникновение анизотропии при переходе от собственно евклидова пространства к псевдоевклидовому приводит к дуальности любого пространственного движения и создает условия для проявления фундаментального свойства нашего мира — течение времени.

Действие принципа дуальности перемещений, связывающего пространственные интервалы с временными во времинеподобной области, *приводит к запрету на мгновенно протекающие процессы, и к развертыванию их во времени*. Соответственно мировые линии частиц во внутренних полостях светового конуса вытягиваются вдоль оси анизотропии (временного измерения). Отметим, что этот принцип не действует за пределами светового конуса. В этой области псевдоевклидова пространства не исключаются мгновенные (т. е. без затрат времени) перемещения частиц в пространстве.

Принцип дуальности перемещений делает понятным, почему *поступательное* движение в пространстве оказывается связанным с преобразованием *поворота* в псевдоевклидовом пространстве (пространстве Минковского). Действительно, совместное действие пары разнонаправленных перемещений неизбежно приводит к повороту соответствующей системы координат.

4. Причины течения времени (два фундаментальных вида движения)

4.1. Сложности, возникающие при определении характеристик течения времени

Движение частицы в пространстве определяется изменением ее пространственных координат. Следовательно, аналогичное изменение координаты частицы по временной оси можно рассматривать как движение частицы во времени, или проявлением течения времени для нее [19].

Любое физическое явление становится определенным только тогда, когда мы имеем возможность тем или иным способом его характеризовать. Однако как только мы попытаемся описать движение по временной оси с помощью известных характеристик движения, в первую очередь с помощью характеристики, аналогичной понятию скорости в пространстве $v = \dfrac{\mathrm{d}x^i}{\mathrm{d}t}$, $i = 1,2,3$, мы попадаем в порочный круг. Действительно, скорость движения в пространстве всегда определяется через отношение пространственного перемещения к соответствующему интервалу времени. В нашем случае «скорость» течения времени приходится определять через отношение интервала перемещения по временной координате к самому себе, что лишает эту характеристику ценности.

Частично удается выйти из этой ситуации путем использования понятия *темп* движения, как *сравнительной* характеристики, широко применяемой в STR. В отличие от предшествующего случая, его можно использовать и для характеристики движения частицы во временном измерении. Пусть в системе отсчета K^n частица сдвинулась по временной координате на величину $\mathrm{d}t$. Этому перемещению в системе отсчета K'^n соответствует интервал $\mathrm{d}\tau$ (здесь $\mathrm{d}\tau = \mathrm{d}x'^0$ при $\mathrm{d}x' = 0$). Тогда можно говорить, что темп движения во времени частицы в системе координат K^n больше, чем в системе отсчета K'^n, в γ раз, где $\gamma = \dfrac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}$. Однако при этом мы ничего не можем сказать о свойствах движения частицы во времени в самой системе координат K'^n, и проблема остается. Если системы координат покоятся друг относительно друга, то $\mathrm{d}t = \mathrm{d}\tau$, и неопределенность сохраняется.

Не решает эту проблему использование в качестве искомой характеристики временной компоненты 4-х вектора скорости в рамках STR. Действительно, временную составляющую 4-х вектора скорости можно определить в виде [18]:

$$u^0 = c\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} = c\gamma. \tag{4-1}$$

Здесь c — фундаментальная константа. В результате временная компонента 4-х вектора скорости представлена константой, умноженную на величину того же темпа течения времени, о котором шла речь выше. И проблемы, связанные с использованием понятия темпа течения времени, переносятся и на данное определение.

Единственный путь, который может нас вывести из тупика, это уход от физики процесса и использование геометрического подхода с целью получения характеристик движения, которые были бы лишены указанного недостатка.

4.2. Уничтожимое движение

Положим, что в невырожденном пространстве R^n в системе отсчета K^p движется частица α. Сделаем следующее допущение: *можно уничтожить движение частицы путем подбора такой системы отсчета K'^p, в которой движение этой частицы будет отсутствовать.* Очевидно, что для уничтожения движения частицы можно использовать сопутствующую систему отсчета. В ней частица оказывается неподвижной, ее α-интервал становится равным нулю. Это важное свойство движения позволяет ввести следующее определение.

Определение 4-1. *Движение частицы в невырожденном пространстве R^n будем именовать **уничтожимым движением**, если можно подобрать такую систему отсчета, в которой ее α-интервал равен нулю (движение отсутствует).*

В противном случае будем говорить о **неуничтожимом движении**. Уничтожимое движение определяется возможностью подобрать для частицы сопутствующую систему отсчета, а неуничтожимое — ее отсутствием. Для определения такой возможности удобно использовать метрические уравнения. Поскольку в системе отсчета K^p сопутствующая система отсчета K'^p движется вместе с частицей α, то уничтожимое движение этой частицы позволяет делать заключение и об относительном движении систем отсчета K^p и K'^p.

Рассмотрим теперь связь относительного движения систем координат с инвариантностью интервала.

Определение 4-2. *Если в невырожденном пространстве R^n существует движущаяся частица α, то нарушение α–инвариантности в системах отсчета K^p и K'^p определяет их относительное уничтожимое движение друг относительно друга.*

Соответственно, если установлена *α*-инвариантность для этих систем координат, то их относительное движение друг относительно друга отсутствует. Такой подход позволяет определить относительное движение как особое состояние систем отсчета в пространстве. Определение движения через инвариантность интервала позволяет связать его с полномерными пространствами и исследовать возможность возникновения и развития в них процессов движения. Важная особенность этого определения заключается также в том, что оно может использоваться для определения движения систем отсчета в любом измерении, в том числе и во времени (что невозможно сделать с помощью традиционного подхода).

Физическое понятие скорости относительного движения некоторых частиц α_1 и α_2 в геометрической интерпретации определяется углом (в соответствующей геометрии) расхождения мировых линий данных частиц. Таким образом, в общем случае физическое понятие скорости при относительном движение частиц (и систем отсчета), можно заменить геометрической характеристикой — углом между соответствующими мировыми линиями. Итак, использование свойства инвариантности интервалов для определения движения и представление относительных скоростей через углы расхождения мировых линий открывает перед нами возможность определить относительное движение систем отсчета через геометрические понятия интервалов и углов (тригонометрических или гиперболических, в зависимости от используемой геометрии пространства), и уйти от физики процесса.

Нарушение *α*–инвариантности, позволяющее идентифицировать относительное движение систем отсчета, связано с движением пробной *α*–частицы. Используя подход, изложенный в [20], покажем, что протяженность *α*–интервала, и, следовательно, его изменения, никак не зависят от скорости движения *α*–частицы по своей мировой линии (траектории).

Пусть *α*–частица движется по некоторой параметризированной кривой $x^i = f^{\,i}(t)$, $i = 0,1,\ldots n$, $a \le t \le b$. Здесь t — некоторый параметр, меняющийся со скоростью $v(t)=(\frac{df^1}{dt},\ldots\frac{df^n}{dt})$ от a до b. Выразим длину l пути частицы через $v(t)$:

$$l = \int_a^b |v(t)|\,dt .$$

Зададим теперь новый параметр τ, $a' \le \tau \le b'$. Параметр t можно представить в виде функции $t = t(\tau)$, и $t(a') = a$, $t(b') = b$, $\frac{dt}{d\tau} > 0$. Тогда можно записать:

$$x^i = f^i(t) = f^i(t(\tau)) = h^i(\tau),\ i = 0,1,\ldots n.$$

Обозначим скорость движения по новому параметру τ как $u(\tau)$:

$$u(\tau) = (\frac{dh^1}{d\tau},\ldots\frac{dh^n}{d\tau}),\ a' \le \tau \le b'.$$

В новой параметризации длина кривой равна:

$$l' = \int_{a'}^{b'} |u(\tau)|\,d\tau .$$

Теперь с учетом $\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} > 0$ можно записать:

$$|u(\tau)| = \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{\mathrm{d}h^i}{\mathrm{d}\tau})^2} = \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{\mathrm{d}f^i}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau})^2} = |\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}| \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{\mathrm{d}f^i}{\mathrm{d}t})^2} = \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} |v(t)|.$$

Здесь g_i задаются метрикой пространства. Отсюда следует:

$$l' = \int_{a'}^{b'} |u(\tau)|\,\mathrm{d}\tau == \int_{a'}^{b'} |v(t(\tau))| \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}\mathrm{d}\tau = \int_a^b |v(t)|\,\mathrm{d}t = l.$$

Таким образом, интересующая нас длина интервала не зависит от скорости пробегания по нему α–частицы, и при установлении α–инвариантности ее можно не учитывать. Другими словами, нарушение α–инвариантности зависит только от относительного движения систем отсчета, и может быть связана с движением самой частицы только если система отсчета является для нее сопутствующей.

Рассмотрим следующую ситуацию в физической интерпретации. Пусть в системе отсчета K^p со скоростью v прямолинейно и равномерно движется частица α, движение которой задается в пространственной размерности $x^1x^2x^3$, $p = 3$. В этом же направлении со скоростью V движется система отсчета K'^p. Тогда интервалу движения частицы Δs в системе отсчета K^p будет соответствовать интервал $\Delta s'$ в движущейся системе отсчета K'^p, которые связаны между собой галлилеевым преобразованием:

$$\Delta s' = \Delta s - Vt. \tag{4-2}$$

При $V = \frac{\Delta s}{t}$ система отсчета K'^p становится сопутствующей. Нарушение α–инвариантности отражается неравенством $\Delta s^2 \neq \Delta s'^2$, и вызывается появлением члена Vt. Этот член оказывается связанным с новой координатой t, которая не участвует в размерности движения $x^1x^2x^3$. Т. е. для описания движения в размерности p возникает необходимость использовать p+1 координату. В релятивистском случае преобразование Лоренца дает аналогичный результат. Появление члена, связанного с новой координатой, можно интерпретировать как то, что при относительном движении систем отсчета интервал «проваливается» в иное измерение — временное в данном примере. В полномерном пространстве за счет такого «проваливания» обеспечивается инвариантность интервала и выполнение метрического уравнения.

Однако в полномерных пространствах возможность «проваливания» полномерного интервала в новое измерение отсутствует, так как все измерения оказываются уже «исчерпанными». Отсюда следует вывод: *в полномерных пространствах движение систем отсчета в подпространствах и движение полномерных систем отсчета должны существенно отличаться*. Т. е. область существования уничтожимого движения в полномерных пространствах оказывается ограниченной.

Определим границы, в пределах которых может существовать уничтожимое движение. Для такого анализа удобно использовать метрические уравнения, с видом которых связана возможность построения сопутствующих систем отсчета.

Рассмотрим невырожденное полномерное собственно евклидово пространство [R^n]. В соответствии с разделом 2-4 в таком пространстве невозможно построить полномерную сопутствующую систему отсчета K'^n. В то же время можно утверждать, что *в полномерном невырожденном собственно евклидовом пространстве* [R^n] *сопутствующую систему отсчета K^p, $p<n$ можно построить только для какого либо его подпространства* R^p, *$p<n$.*

Чтобы у соответствующего метрического уравнения (2-20) появились вещественные решения, необходимо в его правой части оставить хотя бы один ненулевой член $\mathrm{d}x'^j$:

$$\sum_{i=1}^n (\mathrm{d}x^i)^2 = (\mathrm{d}x'^j)^2. \tag{4-3}$$

Данное уравнение уже может иметь ненулевые вещественные решения, и при этом в его правой части члены $(\mathrm{d}x'^i)^2 = 0$, $i \neq j$. Следовательно, сопутствующей может быть только система отсчета, которая не включает координатную ось, с которой связан ненулевой член в правой части уравнения. Итак, при построении сопутствующей системы отсчета в правой части метрического уравнения всегда приходится оставлять вне этой системы хотя бы одну «лишнюю» координату. При этом в собственно евклидовых пространствах имеется существенная особенность — в качестве «лишней» может быть принята *любая* координата. Другими словами, размерность уничтожимого движения (размерность сопутствующей системы координат) в таких пространствах не может превышать n-1.

Рассмотрим теперь возможности осуществления уничтожимого движения в невырожденном однородном псевдоевклидовом пространстве $[R^n_{(1,n-1)}]$.

Метрическое уравнение для полномерного псевдоевклидова пространства можно записать следующим образом:

$$(dx^0)^2\,(\tanh^2\Phi - \tanh^2\varphi) = g_0(dx'^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx'^i)^2. \qquad (4\text{-}4)$$

Отсюда видно, что в пространственноподобной области ($\tanh^2\Phi < \tanh^2\varphi$, $ds'^2 < 0$), для данного метрического уравнения допустимым является значение $dx'^0 = 0$, но в то же время сумма $\sum_{i=1}^{n-1} (dx'^i)^2$ не может принимать нулевые значения. Следовательно, для этой области при построении сопутствующих систем отсчета всегда приходится оставлять хотя бы одни ненулевой член, находящийся под знаком суммы. Т. е. «лишней» координатой при построении сопутствующих систем может быть любая координата, кроме x'^0.

Для времинеподобной области ($\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$, $ds'^2 > 0$) ситуация существенно меняется. Как непосредственно следует из уравнения (4-4), «лишней» оказывается единственная координата — dx'^0, которая никогда не может принимать нулевое значение. Т. е. нам никак не удастся ее «занулить» при попытке построить сопутствующую систему координат. Следовательно, во времиниеподобной и пространственноподобной областях $[R^n_{(1,n-1)}]$ размерность сопутствующих систем координат не может быть выше, чем n-1. И, соответственно, уничтожимое движение может быть определено в размерности, не выше, чем n-1. Случай, когда движущаяся частица находится на поверхности светового конуса, ниже будет рассмотрен отдельно.

4.3. Об относительном движении систем отсчета во временном измерении

В STR возможность движения полномерных систем отсчета во временном измерении друга относительно друга не рассматривалась. В то же время при исследовании феномена течения времени этот вопрос представляет существенный интерес. Для его решения можно использовать введенное выше определение относительного движения систем отсчета как нарушение α-инвариантности. В отличие от традиционного, такой подход обладает универсальностью и может быть применен при движении в любом измерении, в том числе и во временном.

Допустим, что в начальной ситуации в пространстве $R^n_{(1,n-1)}$ полномерные системы отсчета — лабораторная K^n и сопутствующая K'^n совмещены друг с другом, в том числе по одноименным координатным осям. Пусть теперь из этого начального положения система K'^n движется относительно системы K^n вдоль оси светового конуса x^0. Пусть частица α остается совмещенной с осью x'^0 системы отсчета K'^n, т. е. $dx' = 0$. В соответствие с определением движения 4-2 этом случае α-инвариантность должна нарушаться, т. е. $(dx^0)^2 \neq (dx'^0)^2$. Этот факт можно отразить с помощью некоторой величины ξ, такой, что будет выполняться уравнение:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 + \xi = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2.$$

С другой стороны, поскольку обе системы отсчета полномерные, для них должно выполняться соответствующее метрическое уравнение, которое можно записать в виде:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2.$$

Сопоставление этих уравнений позволяет вычислить величину $\xi = -dx^2$. Следовательно, разница между dx^0 и dx'^0, связанная с относительным движением систем отсчета вдоль оси x^0, неизбежно порождает пространственную компоненту движения dx.

Но появление компоненты dx приводит к тому, что оси x^0 и x'^0 уже не будут однонаправлены. Таким образом, относительное движение систем отсчета вдоль оси x^0, такое, что оси x^0 и x'^0 скользят друг вдоль друга, оказывается невозможным.

С другой стороны, допустим что dx и dx' равны нулю (т. е. оси x^0 и x'^0 однонаправлены). Учтем, что в однородном пространстве $\tanh^2\Phi = \text{const}$. Тогда метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2.$$

После извлечения корня и интегрирования получим: $x^0 = x'^0 + C$, где C — постоянная интегрирования, соответствующая расстоянию между полюсами этих систем отсчета. Поскольку C — величина постоянная, то и относительное движение систем отсчета вдоль оси x^0 оказывается невозможным. Этот результат можно сформулировать как запрет на такое «скользящее» движение:

Утверждение 4-1. *Системы отсчета не могут испытывать относительное поступательное движение вдоль общей оси анизотропии в псевдоевклидовом пространстве.*

Отсюда нетрудно получить утверждение, которое в физической интерпретации формулируются следующим образом.

Утверждение 4-2. *Для того, чтобы в пространстве* $R^n_{(1,n-1)}$ *две частицы находились в состоянии взаимного пространственного покоя, необходимо и достаточно, чтобы они выровняли темпы своего движения во времени.*

4.4. Неуничтожимое движение

Теперь исследуем движение неуничтожимое. Рассмотрим полномерное невырожденное псевдоевклидово пространство $[R^n_{(1,n-1)}]$ с выбранной сигнатурой. В нем имеет место следующая теорема.

Теорема 4-1. *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве* $R^n_{(1,n-1)}$ *при* $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$ *и* $\tanh^2\Phi \neq 0$ *для частицы α в любой произвольно взятой паре систем отсчета* K^n *и* K'^n *всегда выполняется соотношение* $dx^0 \neq 0$ *и* $dx'^0 \neq 0$.

Чтобы выявить неуничтожимое движение, необходимо последовательно избавиться от движения уничтожимого. Процесс исключения уничтожимого движения частицы α во времениподобной области пространства $[R^n_{(1,n-1)}]$, т. е. при $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$, можно представить следующим образом.

Поскольку пространство $[R^n_{(1,n-1)}]$ невырожденное, то на нем можно определить некоторую произвольно взятую пару полномерных систем отсчета K^n и K'^n, в которых мировая линия частицы α невырождена, т. е. имеет протяженность. Соответственно в этих системах отсчета в таком случае можно определить ненулевые приращения ее координат и построить метрическое уравнение. Движение этой частицы будет описываться с помощью метрического уравнения:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx^i)^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx'^i)^2. \qquad (4\text{-}5)$$

Уничтожим компоненту движения частицы вдоль оси x'_1 путем движения системы отсчета K'^n таким образом, чтобы $dx'^1 = 0$. Она станет частично сопутствующей в этом движении. Метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx^i)^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - 0 - \sum_{i=2}^{n-1}(dx'^i)^2.$$

Теперь аналогичным образом уничтожим движение вдоль оси x'^2. Метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx^i)^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - 0 - 0 - \sum_{i=3}^{n-1}(dx'^i)^2.$$

Выполнив аналогичным образом это процесс в отношении остальных координат (кроме оси анизотропии x'^0), придем к метрическому уравнению вида:

$$\tanh^2\Phi(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx^i)^2 = \tanh^2\Phi(dx'^0)^2. \qquad (4\text{-}6)$$

И здесь мы при попытке продолжить этот процесс на оси отрицательной анизотропии x'^0, сталкиваемся со следующей ситуацией.

Допустим, что $dx'^0 = 0$. В этом случае правая часть уравнения (4-6) должна быть равна нулю, т. е. оно должно допускать преобразование в однородное метрическое уравнение:

$$(dx^0)^2(\tanh^2\Phi - \tanh^2\varphi) = 0. \qquad (4\text{-}7)$$

По определению в невырожденном пространстве хотя бы одна из компонент левой части метрического уравнения $dx^i \neq 0$, $i = 0, 1,\ldots n$-1. Если такой ненулевой компонентой является хотя бы одна из компонент $dx^i \neq 0$, $i = 1,\ldots n$-1, то в силу принципа дуальности перемещений обязательно и $dx^0 \neq 0$. Если же все $dx^i = 0$, $i = 1,\ldots n$-1, то ненулевой компонентой остается dx^0. Таким образом, $dx^0 \neq 0$ в любом случае.

$\mathrm{Tanh}^2\Phi > \tanh^2\varphi$ и $\tanh^2\Phi \neq 0$ по условию. Следовательно, однородное метрическое уравнение (4-7) не имеет вещественных решений. Отсюда видно, что соотношение $dx'^0 = 0$ является недопустимым. Теорема доказана.

Дополнительно заметим, что если мы начнем процесс уничтожения движения, описанный выше, в ином порядке, т. е. начиная с осей x^0 и dx'^0, то придем к уравнению (4-7) сразу. Действительно, в силу принципа дуальности перемещений, при $dx'^0 = 0$ и $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$ условие $dx'^i = 0$, $i = 1,2,\ldots n\text{-}1$, выполняется автоматически.

Рассмотрим теперь пространственноподобную область псевдоевклидова пространства. В этом случае справедлива следующая теорема.

Теорема 4-2. *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве* $R^n_{(1,n-1)}$ *при* $\tanh^2\Phi < \tanh^2\varphi$ *всегда найдется хотя бы одна координата* x'^i, $i \neq 0$, *для которой выполняется соотношение* $dx'^i \neq 0$.

Правую часть метрического уравнения (4-5) можно записать в виде:

$$\tanh^2\Phi(dx'^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(dx'^i)^2 = ds^2 \neq 0, \text{ и } ds^2 < 0.$$

Поскольку для этой области $(ds)^2 < 0$, то, как и в предыдущем случае, однородное уравнение для него построить также невозможно (при $ds = 0$ мы снова окажемся на поверхности светового конуса, т. е. выйдем за пределы рассматриваемой области). Однако здесь не действует принцип дуальности перемещений. При этом в рассматриваемой области должно выполняется неравенство:

$$\tanh^2\Phi(dx'^0)^2 < \sum_{i=1}^{n-1}(dx'^i)^2. \qquad (4\text{-}8)$$

Поскольку $ds^2 \neq 0$, то и $\sum_{i=1}^{n-1}(dx'^i)^2 \neq 0$. Отсюда следует, что хотя бы одна компонента $dx'^i \neq 0$, $i \neq 0$. В отличие от предыдущего случая, при $dx'^0 = 0$ метрическое уравнение будет иметь решения, так как остальные члены правой части метрического уравнения от нее не зависят и могут сохранять ненулевые значения. Теорема доказана.

При $\tanh\Phi = \tanh\varphi$ метрическое уравнение становится однородным, выполняется при любых значениях dx^0, и значение $dx'^0 = 0$ становится допустимым.

Теорема 4-2 может быть распространена и на полномерное невырожденное собственно евклидово пространство. Действительно, переход от псевдоевклидова к собственное евклидову пространству можно задать устремлением $\tanh^2\Phi \to 0$, что на формулировку теоремы 4-2 не влияет.

С учетом этого вывода теоремы 4-1 и 4-2 можно объединить:

Теорема 4-3. *В полномерном невырожденном евклидовом пространстве* $[R^n]$ *в любой системе отсчета* K^n *для любой частицы α (за исключением частиц, погруженных область псевдоевклидова пространства, задаваемую соотношением* $\tanh\Phi = \tanh\varphi$) *всегда найдется хотя бы одна координата* x^i, *для которой выполняется соотношение* $dx^i \neq 0$.

Другими словами, *в полномерных невырожденных евклидовых пространствах* $[R^n]$ *существует вид движения, который не может быть уничтожен подбором систем отсчета, т. е. существует неуничтожимое движение*. Это утверждение не касается частиц, расположенных на гиперповерхности светового конуса псевдоевклидова пространства.

Отметим, что во внутренних полостях светового конуса неуничтожимое движение разворачивается в направлении вдоль оси светового конуса (действие принципа дуальности перемещений); в его внешней области и в собственно евклидовом пространстве выделить такое преимущественное направление нельзя, т. е. оно происходит беспорядочно**.**

Теперь нужно установить, все ли частицы подвержены такому виду движения.

Теорема 4-4. *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве* $R^n_{(1,n-1)}$ *все частицы внутри и вне светового конуса охватываются неуничтожимым движением.*

Действительно, пусть в этой области существует хотя бы одна частица α_j, не участвующая в неуничтожимом движении. При этом допущении случае для нее может быть подобрана полномерная сопутствующая система координат, в которой $dx'^0 = 0$. Подстановка данного значения в метрическое уравнение для данной частицы превращает его в однородное. В результате частица α_j выбрасывается из рассматриваемой области на поверхность светового конуса, что показывает неосуществимость сделанного допущения и доказывает теорему. Нетрудно видеть, что эта теорема может быть распространена и на пространственноподобную область псевдоевклидова пространства и на все собственно евклидово пространство. Только гиперповерхность светового конуса может содержать частицы, не участвующие в неуничтожимом движении, так как для них возможно построения полномерной сопутствующей системы координат.

Из теоремы 4-4 следует, что никакая частица внутри светового конуса не может служить полюсом полномерной системы отсчета, или системы отсчета, включающей ось анизотропии. Этот вывод следует из невозможности зафиксировать какую-либо частицу в полюсе какой-либо полномерной системы отсчета из-за инвариантности требования неуничтожимого движения частицы $\mathrm{d}x^0 \neq 0$. Полюс полномерной координатной системы может задаваться тем или иным событием.

На основании полученных результатов о неуничтожимом движении можно также утверждать, что *во внутренних полостях светового конуса частицы могут существовать только в движении*, так как в противном случае (если хотя бы в одной полномерной системе отсчета движение частиц будет отсутствовать) их выбросит на гиперповерхность светового конуса. Другими словами, удержаться во внутренней полости светового конуса любая частица может только за счет своего движения, которое в обязательном порядке должно включать компоненту движения вдоль оси анизотропии.

Можно привести примерную аналогию, отражающую соотношение уничтожимого и неуничтожимого движения во внутренних полостях светового конуса — см. рис.3.

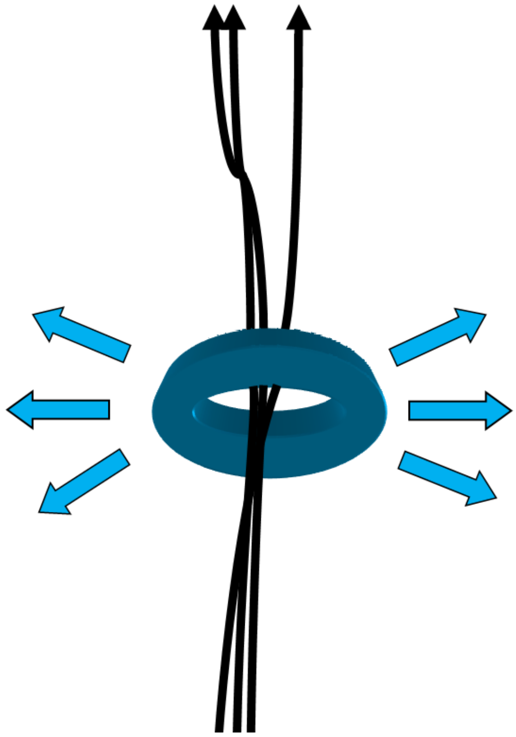

Рис. 3. Соотношение уничтожимого (толстые стрелки) и неуничтожимого (тонкие линии) движений.

Иллюстративный пример 4-1. В электронно-лучевой трубке к экрану движется пучок электронов. Этот пучок модулируется отклоняющей системой, которая отклоняет движущиеся электроны в плоскости, ортогональной движению пучка электронов. В результате сочетания таких двух видов движения на экране формируются изображения сложных динамически развивающихся событий. В этом примере движение потока электронов к экрану внутри электронно-лучевой трубки аналогично неуничтожимому движению частиц внутри светового конуса, а отклонение электронов от прямолинейного движения отклоняющей системой аналогично уничтожимому движению частиц.

Введение понятия неуничтожимого движения приводит к необходимости определения характеризующих его параметров. Воспользуемся определением движения частиц через приращение интервала (определение 1-16). Для его определения используем правую часть метрического уравнения в формуле (4-5): $\mathrm{d}s^2 = \tanh^2\Phi(\mathrm{d}x'^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1}(\mathrm{d}x^i)^2$. Свяжем с движущейся частицей сопутствующую систему отсчета K'^n. В этом случае $\mathrm{d}x' = 0$, и можно использовать обозначение $\mathrm{d}\tau = \mathrm{d}x'^0$. Следовательно, получаем значение $\mathrm{d}s^2 = \tanh^2\Phi(\mathrm{d}\tau)^2$. Используя введенную таким образом сопутствующую систему отсчета, мы избавились от уничтожимого движения, которое было представлено компонентами метрического уравнения $\mathrm{d}x'$. Относя приращение интервала движущейся частицы $\mathrm{d}s$ к инвариантной величине $\mathrm{d}\tau$, получаем характеристику неуничтожимого движения — *параметр скорости w:*

$$\mathrm{w}^2 = \frac{\mathrm{d}s^2}{\mathrm{d}\tau^2} = \frac{\tanh^2\Phi\mathrm{d}\tau^2}{\mathrm{d}\tau^2} = \tanh^2\Phi. \tag{4-9}$$

Обратим внимание, что эту характеристику нельзя использовать для описания частиц, находящихся на поверхности светового конуса, так как для них величина знаменателя $\mathrm{d}\tau = 0$.

Отсюда видно, что параметр скорости неуничтожимого движения частиц во внутренней полости светового конуса в псевдоевклидовом пространстве $R^{n}_{(1,n-1)}$ оказывается величиной постоянной, определяемой геометрией пространства через угол раскрытия светового конуса Φ и не зависящей от индивидуальных особенностей частиц и их взаимодействий с иными объектами. Из (4-9) видно, что в однородном пространстве параметр скорости неуничтожимого движения является инвариантом (как и скорость света c).

Нетрудно видеть, что определенный таким образом параметр скорости w соответствует четырехвектору скорости u^{μ} в STR. Как и в STR [10], w представляет собой модуль касательного к мировой линии полномерного вектора. Разница между модулем четырехвектора u^{μ} *и параметром скорости w заключается в том, что квадрат четырехвектора* u^{μ} *равен квадрату фундаментальной физической постоянной* c^2, *а квадрат параметра скорости w полностью определяется геометрическим параметром Φ — углом раскрытия светового конуса в псевдоевклидовом пространстве, т. е. геометрией пространства. Т. е. здесь хорошо прослеживается связь неуничтожимого движения с геометрией пространства, в которой это движение развивается. Правомерность выбора w как параметра скорости неуничтожимого движения видна также из того, что этот параметр входит в метрическое уравнение с приращением времени аналогично пространственной скорости v и v':*

$$w^2(dx^0)^2 - v^2(dx^0)^2 = w^2(dx'^0)^2 - v'^2(dx'^0)^2. \qquad (4\text{-}10)$$

В этом метрическом уравнении уничтожимое движение представлено скоростями v в системе отсчета K^n *и v'* в системе отсчета K'^n. При этом в зависимости от выбора систем отсчета *v может не совпадать с v'*. В то же время характеристика неуничтожимого движения w *инвариантна.* В метрическом уравнении в записи 4-10 хорошо видно ограничение для скорости уничтожимого движения для внутренней полости светового конуса. Так как в этой области $ds > 0$, то в любой системе отсчета $|w|>|v|$.

В итоге можно выделить основные отличия неуничтожимого движения от уничтожимого в псевдоевклидовом пространстве.

1. Неуничтожимое движение индуцируется геометрией полномерного невырожденного пространства, и это движение в псевдоевклидовом пространстве определяется фиксированным параметром Φ. В результате параметр скорости неуничтожимого движения одинаков для всех частиц: $w = \tanh \Phi = \text{const}$, причем при $\Phi \neq 0$ всегда $w \neq 0$. В то же время уничтожимое движение может изменяться, и эти изменения от геометрии пространства не зависят (определяются взаимодействиями между частицами). Т. е. $v = \text{var}$. *Неуничтожимое движение проявляется через фундаментальные константы, так как оно не связано с физическими взаимодействиями частиц, которые реализуются через уничтожимое движение.*

2. Неуничтожимому движению в невырожденном пространстве подвергаются все без исключения частицы внутри (и вне) светового конуса независимо от выбора системы отсчета, тогда как в уничтожимом движении могут участвовать отдельные частицы, в зависимости от выбора системы отсчета.

3. В полномерных системах отсчета или системах отсчета, включающих в качестве координатной ось анизотропии, полюсом может служить событие, но не частица. В любых других системах отсчета полюс можно связывать с частицей.

4. Неуничтожимое движение всех частиц развивается в направлении «стрелы времени», заданной в рассматриваемой области, тогда как уничтожимое может происходить в любых направлениях в пространстве.

Из последнего пункта следует, что движущиеся частицы в неуничтожимом движении внутри светового конуса должны обладать огромным нескомпенсированным импульсом (т. к. они все движутся в одном направлении). Как этот импульс уравновешивается, будет показано ниже.

4.5. Экспериментальное подтверждение существования неуничтожимого движения и его визуализация

В разделе 4-4 показано, что неуничтожимое движение охватывает все частицы, погруженные в собственно евклидово и псевдоевклидово пространство, *за исключением частиц, находящихся на гиперповерхности светового конуса*. Учитывая фундаментальность полученного результата о неуничтожимом движении, естественно следует вопрос, имеется ли экспериментальное подтверждение существования такого необычного явления.

По сути дела таким экспериментом можно считать опыт Майкельсона-Морли (и все последующие эксперименты в этом направлении), который показавшие существование движения (фотонов), не зависящего от системы отсчета. В конечном итоге этот эксперимент привел к формулировке постулата STR о постоянстве (и инвариантности) скорости света. Фотоны движутся непрерывно, остановить его невозможно — покоящегося фотона не существует.

Таким образом, движение фотонов (γ-квантов), которые всегда испытывают непрерывное движение с одной и той же фиксированной скоростью c, можно считать визуализацией введенного в данной работе понятия неуничтожимого движения.

Из STR следует, что в таком движении (неуничтожимом) будут участвовать все частицы с остановленным собственным временем, т. е. *частицы, находящихся на гиперповерхности светового конуса*. Здесь мы сталкиваемся с парадоксом — ситуация с этими частицами в STR оказывается зеркальным отражением результатов, полученных в данной работе: согласно STR такого вида движение охватывает все частицы, находящиеся на гиперповерхности светового конуса, и нигде более; а согласно полученным в данной работе результатам именно в этой области неуничтожимое движение отсутствует, а все остальные области пространства охватываются неуничтожимым движением.

Чтобы найти решение этой проблемы, рассмотрим следующую ситуацию.

Иллюстративный пример 4-2. Представим, что мы сидим в вагоне поезда. Мы не можем определить, движется поезд, или нет, пока не посмотрим в окно. Если мы выглянем в окно, мы можем увидеть картину, имеющую следующие особенности:

- железнодорожная станция, дома, деревья и т. д., начали двигаться *с одной и той же скоростью v*;
- величина этой скорости не зависит от массы и других индивидуальных особенностей этих объектов;
- как не странно, но движущиеся дома почему-то никогда не сталкиваются между собой или, например, с движущейся железнодорожной станцией.

Если же после тщательного анализа увиденного мы все-таки придем к выводу, что мы движемся, то, установив, что ресторан железнодорожной станции удаляется от нас со скоростью v, мы можем вычислить свою скорость, величина которой, соответственно, будет равна $-v$.

Обратим внимание на то, что подобная же ситуация складывается в следующем случае. Все γ-кванты постоянно движутся, причем это движение имеет следующие отличительные особенности:

- все γ-кванты движутся с одной и той же скоростью c;
- величина этой скорости не зависит от энергии и других индивидуальных особенностей γ-квантов;
- γ-кванты, в частности фотоны, в этом движении никогда не сталкиваются между собой как частицы. Действительно, невозможно отклонить луч лазера лучом другого лазера, причем в месте пересечения этих лучей никаких явлений, которые можно было бы интерпретировать как столкновение таких частиц, не наблюдается (интерференцию интерпретировать как столкновение частиц невозможно).

Принимая во внимание, что фотоны в движении времени не участвуют (их время остановлено, они находятся на поверхности светового конуса, т. е. вне пределов области, в которой происходит течение времени), вполне естественно, как и в приведенном примере, допустить следующее: не фотоны движутся относительно нас, а мы (лабораторная система координат) движемся относительно фотонов, причем это неуничтожимое движение связано с временным измерением. Данное предположение позволяет снять отмеченную выше парадоксальность и определить численное значение параметра скорости такого движения.

В собственно евклидовом пространстве $\mathrm{R}^n_{(n)}$ признаком движения частицы (в смысле определений 1-9 и 1-16) является выполнение неравенства:

$$\Delta s^2 = \sum_{i=1}^{3} (\Delta x^i)^2 > 0. \tag{4-11}$$

Однако в пространствах с индефинитной метрикой, в частности в псевдоевклидовом пространстве $\mathrm{R}^4_{1,3}$, возникает очень интересная ситуация. Пусть в этом пространстве существует частица (в реальности такими частицами являются фотон), которой сопоставляется такая последовательность наборов декартовых координат, что выполняется баланс:

$$\sum_{i=1}^{3} (\Delta x^i)^2/(\Delta x^0)^2 = 1. \tag{4-12}$$

В этом случае частица является неподвижной в пространстве $\mathrm{R}^4_{1,3}$ (в смысле определения 1-16), так как ее α-интервал Δs оказывается равным нулю. Однако ситуация существенно меняется, если мы перейдем к подпространству. Для этого исключим одну из координат. Если это будет одна из пространственных координат, то ситуация фактически не изменится, так как недостаток вклада этой координаты в числителе отношения (4-12) может быть компенсирован вкладом другой пространственной координаты, и баланс (4-12) сохранится. Перейдем к подпространству $R^3_{(3)}$, в котором отсутствует временная координата x^0. В этом случае мы утрачиваем знаменатель, и от соотношения (4-12) остается только ненулевой числитель. Но это приводит к тому, что оказывается справедливой формула (4-11), в соответствии с которой рассматриваемая частица в $R^3_{(3)}$ движется! Таким образом, неподвижный в $R^4_{1,3}$ фотон для наблюдателя в подпространстве $R^3_{(3)}$ будет восприниматься как движущийся.

Фотон ведет себя подобно речке в песне «Подмосковные вечера»: «Речка движется и не движется…». С точки зрения наблюдателя, фотон движется, а с точки зрения фотона — он, в общем-то никуда не торопится!

Поскольку фотоны неподвижны в $R^4_{1,3}$, то сталкиваться между собой они не могут. Это дает возможность связать теорию с возможностью ее экспериментальной проверки. В соответствии с рассматриваемой теорией, любой эксперимент, в котором будут исследоваться результаты столкновения фотонов как частиц (подобно паре «фотон-электрон» в эксперименте Комптона), т. е. пары «фотон-фотон», будет безрезультатным. В настоящее время исследованы только столкновения фотона с иными частицами, в частности — в эксперименте Комптона. Теоретическое обоснование эффекта Комптона основано на кинематических соображениях, рассматривающих движение фотона как частицы. В то же время успешные результаты экспериментальных исследований столкновения в паре «фотон-фотон» в настоящее время не известны, что говорит в пользу рассматриваемой теории.

Из данных рассуждений следует также, что, исследуя движение фотонов, мы фактически можем изучать свое собственное неуничтожимое движение (т. е. движение во времени). На основании этого получим численное значение параметра скорости неуничтожимого движения w. Наблюдаемое движение фотона происходит со скоростью $v = c$ и описывается однородным метрическим уравнением:

$$w^2(dx^0)^2 - c^2(dx^0)^2 = 0.$$

Отсюда следует $|w| = |c|$, что согласуется с соотношением (4-9).

4.6. Возникновение инвариантного отношения следования во времинеподобных областях псевдоевклидовых пространств

Для того, чтобы в пространстве могли развиваться процессы и можно было определить течение времени, необходимо возникновение инвариантного отношения следования между событиями.

Рассмотрим изотропное собственно евклидово пространство $R^n_{(n)}$. Чтобы объединить все события, связанные с некоторой частицей α в этом пространстве, соединим их с помощью непрерывной идентификационной кривой. Однако ввести какую либо упорядоченность событий идентификационной кривой, независимую от системы отсчета, в таком пространстве не удается. Можно попытаться составить упорядоченный список событий $C_1, C_2, C_3,\ldots$. Однако это не выход, так как событий может быть бесконечное множество, что исключает реальную возможность его составления. Кроме того, такой список не может быть инвариантным по определению, так как его составление предполагает наличие определенного произвола (субъективности) наблюдателя. Другим способом является установление отношения следования $\eta\,(C_j,C_k)$, применимого к любой произвольной паре событий. Так как мы располагаем некоторым множеством событий, каждое из которых описывается своими координатами в системе отсчета K^n, то можно использовать какую-либо ее координатную ось, на которой определено отношение «больше-меньше». Тогда можно условиться, что событие с меньшим значением координаты по этой оси всегда предшествует событию с большим значением этой координаты. Однако определенное таким образом отношение следования не будет работать в собственно евклидовом изотропном пространстве $R^n_{(n)}$. Покажем это.

Положим, что в системе отсчета K^n событие C_k на идентификационной кривой следует за событием C_j. Это отношение можно задать в соответствии с положением данных событий относительно одной из координатных осей этой системы отсчета, в частности x^i. В этой системе отсчета разместим наблюдателя N, который будет фиксировать порядок следования этих событий.

Отношение следования $\eta\,(C_j,C_k)$ будет выполняться, если для α-интервала выполняется соотношение: $(x^i_k - x^i_j) > 0$. Рассматривая малые окрестности точки x^i_j, можно это соотношение записать в виде $\mathrm{d}x^i_j > 0$. Отношение следования $\eta\,(C_j,C_k)$ становится инвариантным, если для любой пары систем отсчета K^n и K'^n (при условии, что K'^n получена из системы отсчета K^n непрерывным преобразованием) в рассматриваемой области из соотношения $\mathrm{d}x^i_j > 0$ в системе отсчета K^n следует $\mathrm{d}x'^i_j > 0$ в системе отсчета K'^n. Однако на $\mathrm{R}^n_{(n)}$ всегда можно задать систему отсчета K'^n (полученную из системы отсчета K^n непрерывным преобразованием) такую, что в ней события C_j и C_k относительно одноименной оси x'^i окажутся расположенными в обратном порядке. Для этого достаточно систему K'^n повернуть на угол π вокруг любой оси (кроме x'^i). В этом случае $\mathrm{d}x'^i_j < 0$, и инвариантность отношения следования не выполняется: $\eta = -\eta\,'$.

Можно предложить и третий путь установления порядка следования событий вдоль идентификационной кривой. Для этого установим внутренний параметр, который будет нарастать от начальной точки кривой при движении далее вдоль этой кривой. И порядок следования событий будет связан с нарастанием этого параметра. Однако он предполагает предварительное установление отношения следования между начальной точкой отсчета и последующими. А такое отношение, как видно из предыдущего примера, все равно будет зависеть от положения наблюдателя и соответствующей системы отсчета. Другими словами, установленный порядок событий может измениться при переходе к другой системе отсчета, и определить инвариантное отношение следования на $\mathrm{R}^n_{(n)}$ не удастся.

Введем теперь в рассматриваемое пространство $\mathrm{R}^n_{(n)}$ небольшой геометрический «дефект» — в выражении его метрики поменяем знак одного из метрических коэффициентов так, чтобы собственно евклидово пространство $\mathrm{R}^n_{(n)}$ преобразовалось в псевдоевклидово пространство $\mathrm{R}^n_{(1,n-1)}$. Посмотрим, что из этого получится.

Поскольку мировые линии частиц в псевдоевклидовом пространстве вытягиваются вдоль оси светового конуса, естественно использовать эту ось для определения отношения следования.

Возникает следующая ситуация.

Утверждение 4-3. *В отличие от собственно евклидова пространства $R^n_{(n)}$, в псевдоевклидовом пространстве $R^n_{(1,n-1)}$ вдоль оси анизотропии формируется отношение следования $\eta\,(C_j,C_k)$, инвариантное внутри полости светового конуса, ориентированной в будущее, и отношение следования $\eta\,(C_k,C_j) = -\eta\,(C_j,C_k)$, инвариантное внутри полости светового конуса, ориентированной в противоположном направлении (в прошлое).*

С целью подтвердить это утверждение, докажем следующую теорему.

Теорема 4-5. *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве $R^n_{(1,n-1)}$ в областях с $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$:*

- *если для некоторого α-интервала в системе отсчета K^n выполняется $\mathrm{d}x^0 > 0$, то в любой иной системе отсчета K'^n (расположенной в той же полости светового конуса и полученной из K^n непрерывным преобразованием) для этого α-интервала выполняется $\mathrm{d}x'^0 > 0$,*
- *если системы отсчета K^n и K'^n_1 расположены в противоположных полостях светового конуса, в них для α-интервала выполнялось условие $\mathrm{d}x'^0 = -\,\mathrm{d}x^0$, и в системе отсчета K'^n_1 выполняется $\mathrm{d}x'^0_1 < 0$, то в любой иной системе отсчета K'^n_k, полученной из системы отсчета K'^n_1 непрерывным преобразованием, также выполняется неравенство $\mathrm{d}x'^0_k < 0$.*

Воспользуемся уравнением (2-28), которое можно записать в виде:

$$\mathrm{d}x'^0 = \mathrm{d}x^0\sqrt{1-\frac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}\,. \tag{4-13}$$

Взаимное положение этих систем отсчета связано с величиной $\tanh^2\varphi$. Эта величина может непрерывно изменяться в диапазоне $0 < \tanh^2\varphi < \tanh^2\Phi$. Следовательно, если при $\tanh^2\varphi = 0$ выполнялось условие $\mathrm{d}x^0 = \mathrm{d}x'^0$, то из $\mathrm{d}x^0 > 0$ следует $\mathrm{d}x'^0 > 0$ при любом значении $\tanh^2\varphi < \tanh^2\Phi$. И в данной области (внутренней полости светового конуса) отношение следования является инвариантным.

Однако уравнение (2-28) имеет второе легитимное решение:

$$\mathrm{d}x'^0 = -\,\mathrm{d}x^0\sqrt{1-\frac{\tanh^2\phi}{\tanh^2\Phi}}\,. \tag{4-14}$$

Это уравнение будет выполняться при условии, если при $\tanh^2 \varphi = 0$ справедливо $dx^0 = -dx'^0$. Данной ситуации соответствует положение системы отсчета K'^n, при котором ось x'^0 направлена противоположно оси x^0 системы K^n. Из уравнения (4-14) следует инвариантность неравенства $dx'^0_k < 0$ в рассматриваемой полости светового конуса. Но если система K'^n изначально совпадала с системой отсчета K^n, то в псевдоевклидовом пространстве она никаким непрерывными преобразованием не может быть переведена в положение, при котором $dx^0 = -dx'^0$.

Следовательно, внутри каждой из полостей светового конуса на мировой линии частицы возникают инвариантные отношения следования. Обе полости изолированы друг от друга гиперповерхностью светового конуса и пространственноподобной областью.

Инвариантное отношение следования η внутри каждой полости светового конуса формирует соответствующую «стрелу времени», задающую последовательность перехода от события к событию вдоль траектории частицы, которая в этом случае становится ее мировой линией. При этом относительно некоторого положения частицы формируются сразу две противоположно направленных «стрелы времени». Такой результат является следствием четности метрического уравнения, в результате чего световой конус в $R^n_{(n-1,1)}$ состоит из двух полостей, противоположно ориентированных вдоль его оси.

Возникает неясность при определении направления движения частицы по ее мировой линии. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен ниже. Любая частица при своем рождении получает свое направление «стрелы времени», и в дальнейшем в ходе своего движения поменять его уже не может из-за непреодолимости светового барьера.

Подчеркнем, что возникновение инвариантного отношения следования, его двойственность, а также формирование «стрел времени» является непосредственным геометрическим результатом, появляющимся в псевдоевклидовом пространстве $R^n_{(1,n-1)}$, и определяется положением его световых конусов.

4.7. Причины, порождающие течения времени

С учетом полученных результатов можно сформулировать необходимые условия течения времени.

Утверждение 4-4. *В пространстве или области пространства возникает течение времени тогда, когда:*

- *пространство является невырожденным;*
- *в рассматриваемом пространстве или его области имеет место неуничтожимое движение;*
- *в рассматриваемом пространстве или его области действует инвариантное отношение следования.*

Особенности геометрии полномерного невырожденного псевдоевклидова пространства $R^n_{(1,n-1)}$ приводят к тому, что в области, где выполняется соотношение $\tanh^2\Phi \neq \tanh^2\varphi$, всегда присутствует неуничтожимое движение; однако только в области $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$ это движение оказывается упорядоченным вдоль единственного измерения x^0, причем в любой системе координат выполняется $dx^0 \neq 0$ (в физической интерпретации $dt \neq 0$). В такой времениподобной области мировые линии частиц «упаковываются» в световой конус и вытягиваются вдоль оси анизотропии. В связи с тем, что световой конус формируется как ограничение первой производной от пространственного положения частицы по оси анизотропии, возникает взаимно однозначное соответствие между положением движущейся частицы и ее координатой по оси анизотропии (что порождает инвариантное отношение следования, проявляющееся как причинно-следственные связи межу событиями). В итоге непрерывное неуничтожимое движение частиц естественным образом упорядочивается внутри светового конуса. Таким образом, внутренние полости светового конуса псевдоевклидова пространства обладают требуемыми свойствами, в результате чего в них возникает течение времени (которое соответствует определению 1-1). Другими словами, именно в псевдоевклидовом пространстве неуничтожимое движение приобретает особые свойства, которые нами воспринимается как течение времени.

Итак, можно сделать вывод, что течение времени порождается геометрией псевдоевклидового пространства.

Возникновение течения времени в рассматриваемой области влечет за собой возможность развития в них процессов в смысле определения 1-19. И, соответственно, только в эту область можно встроить Наблюдателя, способного реализовать процесс наблюдения.

Гипотетическая частица в пространственноподобной области также будет испытывать стремление к непрерывному движению в пространстве (неуничтожимому движению), но это движение уже не будет ориентированным вдоль одной, временной оси, а будет осуществляться беспорядочно во внешней области светового конуса. В пространственноподобной области для того, чтобы прожить ненулевой интервал времени, частица должна обязательно двигаться в пространстве. С другой стороны, частица может перемещаться в рассматриваемой области не затрачивая на это времени, т. е. мгновенно. Отсюда следует также, что в этой области одному и тому же моменту времени может соответствовать более чем одно положение частицы в пространстве. Допустимость мгновенного перемещения частицы ставит под вопрос ее инерционные свойства, и в первую очередь возникает вопрос о существования у такой частицы инертной массы. *Инвариантное отношение следования в этой области не формируется, соответственно в ней не могут развиваться процессы и встроить в нее Наблюдателя невозможно.*

Можно выделить класс метрик, порождающих течение времени. Под классом метрик, порождающих течение времени, будем понимать такие метрики, что в пространствах, на которых они заданы, выполняются перечисленные выше условия течения времени. К этому классу принадлежит, в частности, метрика псевдоевклидова пространства $R^n_{(n-1,1)}$. Все измерения пространства являются равноправными до тех пор, пока по ним не определяется течение времени. Проявление течения времени обособляет одно из них.

Итак, геометрия пространства играет ключевую роль в возникновении течения времени. Можно сказать, что пространство не играет роль пассивной сцены, на которой разворачиваются события, а само является их двигателем.

4.8. Зависимость числа «стрел времени» от размерности невырожденного евклидова пространства

Существование в рассматриваемой области *доминирующего направления при неуничтожимом движении* приводит к феномену течения времени в этой области. Такое доминирующее направление порождает «стрелу времени».

Рассмотрим пространство $[R^n_{(n)}]$ с $n > 1$. Как было показано выше, в этом случае утрачивается инвариантное отношение следования. В связи с отсутствием этой необходимой компоненты течение времени в таком пространстве отсутствует. И, соответственно, «стрелы времени» в них не формируются.

Иная ситуация складывается в однородных псевдоевклидовых пространствах $R^n_{(n-1,1)}$. Случай $n = 1$ интереса не представляет. В то же время любопытная ситуация возникает при $n = 2$. Такое пространство $[R^2_{(1,1)}]$ представляет собой двумерную плоскость. Метрическое уравнение для этого случая будет иметь вид:

$$\tanh^2\Phi\,(dx^0)^2 - (dx^1)^2 = \tanh^2\Phi\,(dx'^0)^2 - (dx'^1)^2.$$

Нетрудно видеть, что ситуация в системе отсчета оказывается симметричной относительно обоих координатных осей. В итоге двумерная плоскость оказывается разбитой на четыре сегмента, внутри каждого из которых выполняются все условия для течения времени. Следовательно, в ней возникнут сразу четыре «стрелы времени»!

Однако трудно представить себе физический мир с реальным двухмерным пространством. Этого явно мало для образования устойчивых пространственных структур. При переходе к псевдоевклидовому пространству с $n > 2$ в нем формируются световые конуса, во внешней области которых утрачивается инвариантность отношения следования, и течение времени становится невозможным. В таких пространствах остаются только по две противоположно направленных «стрелы времени» во внутренних полостях световых конуса, в которых и происходит течение времени.

Итак, число «стрел времени» в рассматриваемом пространстве определяется наличием в нем двухполостных световых конусов, и количество «стрел времени» четно, что является следствием четности метрического уравнения.

4.9. Принцип относительности во временной области

Принцип относительности в STR определен для пространственной области, т. е. для уничтожимого движения. Представляет интерес вопрос — можно дли его обобщить на любое движение в пространстве-времени, в том числе и на движение во временном измерении? Согласно принципу относительности, мы не можем определить внутренними средствами, находится ли наша система отсчета в состоянии покоя или движется с некоторой постоянной скоростью v. С этим связано утверждение о том, что все законы природы в инерциально движущихся системах отсчета выполняются одинаково.

Рассмотрим вопрос, будет ли выполняться принцип относительности при различном течении времени в разных системах отсчета.

Можно сразу определить, находимся ли мы в состоянии покоя во времени, или нет. Если мы сможем произнести знаменитую фразу Декарта «*Я мыслю, следовательно, существую*», т. е. реализовать некоторый процесс, то мы находимся в области течения времени в пространстве с метрикой, задающей течение времени. Для нас во время произнесения этой фразы изменяется временная координата, следовательно, мы не находимся в покое, а движемся во временном измерении. В нашем случае можно перефразировать это выражение: «*Я мыслю, следовательно, ощущаю течение времени*». И отличить покой от движения во времени оказывается достаточно просто.

Поскольку реализация физических законов во многом определяется набором физических констант, значительная часть которых непосредственно связана со скоростью света в вакууме c, то изменение ее значения влечет за собой изменения в реализации физических законов. В свою очередь, величина c связана с параметром скорости течения времени w. Следовательно, изменения w неизбежно скажутся на реализации физических законов.

Таким образом, принцип относительности в традиционной формулировке распространить на временную область (т. е. на неуничтожимое движение) невозможно. Для уничтожимого же движения (т. е. в пространственной области) принцип относительности будет выполняться только при условии постоянства параметра скорости течения времени w для любой системы отсчета.

Принцип относительности, постулируемый STR, может быть сформулирован следующим образом [21]: «*не существует разумного способа определить абсолютную скорость*». В то же время второй постулат STR утверждает, что существуют объекты (γ-кванты в частности), *скорость движения которых* (в вакууме) *постоянна и не зависит от выбора системы отсчета*.

Противоречие этих определений успешно снимается, если с учетом полученных результатов дать более корректную формулировку:

«Не существует разумного способа определить абсолютную скорость *уничтожимого движения»*. Этот принцип связан с изотропностью пространства.

«Параметр скорости *неуничтожимого движения* не зависит от выбора системы отсчета». Этот принцип связан с анизотропностью временного измерения в псевдоевклидовом пространстве.

4.10. Расширенная формулировка принципа дуальности перемещений

С учетом введения понятий уничтожимого и неуничтожимого движений принцип дуальности перемещений удобно изложить в расширенной формулировке.

Утверждение 4-5 — принцип дуальности перемещений (расширенная формулировка)**.** *В невырожденном полномерном пространстве вида $R^n_{(1,n-1)}$ с углом раскрытия светового конуса Ф, частица, движущаяся внутри светового конуса этого пространства, всегда участвует в двух принципиально разных видах движения:*

– *уничтожимом, происходящем в подпространстве $\mathrm{R}^{n-1}_{(n-1)}$, при котором скорость частицы* $v=\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$ *может меняться в диапазоне* $0 \le |v| < |\tanh \Phi|$*; определяется взаимодействием частиц;*
– *неуничтожимом, происходящем во временном измерении с неизменным параметром скорости* $w = \tanh \Phi$; *определяется геометрией пространства.*

Отметим дискретность значений параметра скорости течения времени: метрическому уравнению в невырожденном полномерном однородном пространстве $\mathrm{R}^{n-1}_{(n-1)}$ удовлетворяют два его дискретных значения: $w = \tanh \Phi$, $w = -\tanh \Phi$, что соответствует двум полостям светового конуса. Кроме того, для частиц, находящихся на поверхности светового конуса, удобно полагать, что $w = 0$.

Хорошо видна связь между v и w: $0 \le |v| < |w|$, т. е. параметр скорости течения времени *w является недостижимым пределом роста пространственной скорости v.*

Обобщая этот результат на развитие любых процессов, можно прийти к следующему выводу.

Утверждение 4-6. *В невырожденном полномерном пространстве вида $R^n_{(1,n-1)}$ во внутренних полостях его светового конуса ни один процесс не может развиваться быстрее течения времени.*

Для построения темпоральной (внепространственной) механики при необходимости будем пользоваться следующей схемой. Покажем возможность вывода всех соотношений релятивистской механики из метрических уравнений с использованием представлений основных величин в форме четырехвекторов, и далее на их основе будем строить темпоральную форму этих уравнений, более удобную для анализа свойств течения времени.

(продолжение следует)

Литература:

1. *Zeh H. D.* The Physical Basis of the Direction of Time. — Berlin: Springer, 2007.
2. *Тейлор Э. Ф., Уилер Дж. А.* Физика пространства-времени. — М.: Мир, 1971 [*Taylor E. F., Wheeler J. A.* Spacetime Physics. — San Francisco; London: W. H. Freeman, 1966)].
3. *Уитроу Дж.* Естественная философия времени. — М.: Едиториал УРСС, 2003 [*Whitrow G. J.* The Natural Philosophy of Time. — London; Edinburgh: Tomas Nelson and sons Ltd, 1961].
4. *Fraser J. T.* Of Time, Passion and Knowledge. — Prinston: Prinston University Press, 1990.
5. *Davies P. C. W.* About Time: Einstein's Unfinished Revolution. — London: Viking, 1995.
6. *Рейхенбах Г.* Философия пространства и времени. — М.: Едиториал УРСС, 2003.
7. *Хокинг С., Млодинов Л.* Кратчайшая история времени. — СПб.: Амфора, 2006.
8. *Левич А. П.* // В сб.: На пути к пониманию феномена времени: конструкции времени в естествознании. Ч. 3 / Под ред. А. П. Левича. — М.: Прогресс-традиция, 2009.
9. *Аксенов Г. П.* Причина времени. — М.: Эдиториал УРСС, 2000.
10. *Эйнштейн А.* Работы по теории относительности. — СПб.: ТИД Амфора, 2008.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. — М.: Наука, 1988.
12. *Лошак Ж.* Геометризация физики. — Ижевск: R&C Dynamics, 2005.
13. *Уэллс Г.* Избранные произведения. — Т.: Узбекистан, 1985.
14. *Киттель Ч., Найт У, Рудерман М.* Механика. — М.: Наука, 1971.
15. Замечательные ученые / Под ред. С. П. Капицы. — М.: Наука, 1980.
16. *Козырев Н. А.* Неизведанный мир // Октябрь. — 1964. № 7. С. 183-192.
17. *Николенко А. Д.* // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика **1** 51 (2005).

Статья поступила в редакцию 17.01.2014 г.

Nikolenko O.D.

On the reasons and features of the current of time in pseudoeuclidean spaces

Institute for Time Nature Explorations; e-mail: alniko@ukr. net

Theoretical bases of the Temporology, connected with a substantiation of the reasons of occurrence of a phenomenon of a current of time are considered. Features of a current of time in flat pseudoeuclidean spaces are investigated. Connection of the offered approach with a problem baryon asymmetry of the Universe is shown. Possibility of existence within the limits of the offered model invisible objects which can be interpreted as clots of «a dark matter» is proved.

Keywords: temporology; time current; baryon asymmetry of the Universe; a dark matter.