

# Синхронность событий

Д.Л.Кирко

Регистрация электромагнитных сигналов от астрономических объектов связана с задержкой во времени ввиду конечной величины скорости света. Для определения событий, свершающихся в настоящем диапазоне времени, необходимо допустить существование в природе свойства синхронности событий вне зависимости от расстояния, на котором они располагаются. В данной работе наблюдаемой Вселенной ставится в соответствие пространство событий, имеющее неевклидову структуру. В этом пространстве вводятся физические информационные сигналы, скорость движения которых может превосходить скорость света. В каждый произвольный момент времени пространство событий приближается евклидовым изображением, соответствующем пространству Минковского.

## Содержание

Введение . . . . .	2
1. Поток и трансляция в пространстве событий . . . . .	3
1.1. Мгновенные изображения . . . . .	3
1.2. Пространство событий и наблюдаемая Вселенная . . . . .	4
1.3. Поток и трансляция событий. События будущего . . . . .	5
1.4. Скорость движения в пространстве событий . . . . .	6
1.5. Плотность потока событий . . . . .	7
2. Синхроповерхности . . . . .	8
2.1. Определение синхроповерхности . . . . .	8
2.2. Абсолютный и относительный масштабы . . . . .	10
2.3. Инвариантное расстояние между синхроповерхностями . . . . .	14
2.4. Квазисферическая волна . . . . .	16
2.5. Спиральность в пространстве событий . . . . .	17
2.6. Выводы . . . . .	18
3. Системы отсчета в пространстве событий . . . . .	19
3.1. Связь скорости движения и абсолютного масштаба . . . . .	19
3.2. Трансляция двух систем отсчета. Космическое время . . . . .	20
3.3. Относительное движение двух систем отсчета . . . . .	22
3.4. Направление оси времени в космическом пространстве . . . . .	24
3.5. Синхронное приближение . . . . .	25
4. Изображение синхроповерхности . . . . .	26
4.1. Общий вид синхроповерхности . . . . .	26
4.2. Предельный переход системы синхроповерхностей . . . . .	28
4.3. Евклидовое изображение синхроповерхности . . . . .	30
5. Потоки и сигналы в пространстве событий . . . . .	32
5.1. Потоки в пространстве событий . . . . .	32
5.2. Физические информационные сигналы . . . . .	33
Заключение . . . . .	39

## Введение

Вселенная грандиозна по своим пространственным и временным масштабам, что позволяет предположить взаимосвязь ее отдельных частей в настоящем временном диапазоне. Для этого можно допустить новый принцип передачи взаимодействия и информации. В работах астрофизика Козырева было предложено новое понятие космического потока, с помощью которого предполагалась передача сигналов в космосе [1,2]. Были поставлены эксперименты, в которых сигналы от астрофизических объектов, расположенных на расстояниях до  $\sim 2,25 \cdot 10^6$  свет. лет, регистрировалась без запаздывания, или практически мгновенно [3,4]. Одна из идей Козырева содержала представления о зеркально симметричных свойствах времени и пространства. Для согласования со специальной теорией относительности движение сигналов нового типа рассматривалось в пространстве Минковского [5,6].

Продолжение данных исследований указало дальнейшие направления, связанные с изучением общих и физических свойств времени: изменчивости, представления времени как генерирующего потока, наличия памяти событий, правой и левой спиральности и т.д. [7-9]. Проведенные эксперименты по наблюдению солнечной и геомагнитной активности позволили сделать предположение о проявлении квантовой нелокальности процессов [10-13]. Другой взгляд допускает обмен между физическими телами некими информационными волнами, которые аналогичны волнам де Бройля в микромире [14]. Если предположить наличие физических информационных процессов у Вселенной в целом, как в момент ее возникновения, так и при дальнейшем существовании, то требуется установление взаимосвязей с представлениями квантовой информации [15-18].

Известными физическими терминами являются: для обозначения элементарного объекта в микромире понятие частицы, и материальной точки в макромире. Вместе с тем, в физических теориях достаточно часто используется термин события и точечного события, как, например, при описании квантовых процессов, связанных с излучением и поглощением. В данной работе в качестве элементарного объекта предлагается точечное событие. Вся совокупность событий ассоциируется с определенными состояниями Вселенной и составляет понятие пространства событий.

Взаимосвязь физических тел и соответствующих им точечных событий предполагает существование гипотетического полевого взаимодействия. Скорость данных сигналов может превосходить скорость света. Структуру пространства событий целесообразно связать с неевклидовой геометрией. Свойства пространства в данном случае позволяют ввести инвариантное расстояние между синхроповерхностями или своеобразными мгновенными изображениями Вселенной. При синхронности событий предполагается существование предельного перехода к релятивистской физике.

Положения синхронности событий подразумевают два возможных подхода. Первый подход, излагаемый в данной работе, содержит введение физических информационных характеристик в пространстве событий, которое сопоставляется с наблюдаемой Вселенной. Другой возможностью является описание на языке полевых физических характеристик, что традиционно применяется в физике элементарных частиц. Оба подхода, по мнению автора, являются важными и необходимыми для рассмотрения.

## **1. Поток и трансляция в пространстве событий**

### **1.1. Мгновенные изображения**

Пространственным масштабам Вселенной соответствуют невероятно большие по длительности времена распространения световых сигналов. Предположим, что можно получить изображение большой области космического пространства вплоть до размера наблюдаемой Вселенной ( $R_B \sim 10^{28}$  см). Это возможно при существовании в природе физических сигналов со сколь угодно большими скоростями ( $0 < v < +\infty$ ). Предельным вариантом данных рассуждений будет допущение о наличии мгновенных изображений областей космоса (рис.1). Все характеристики физических тел, расположенных в данной сферической области, будут соответствовать определенному моменту времени. На этом рисунке ось времени  $t$  направлена вдоль оси  $x$ .

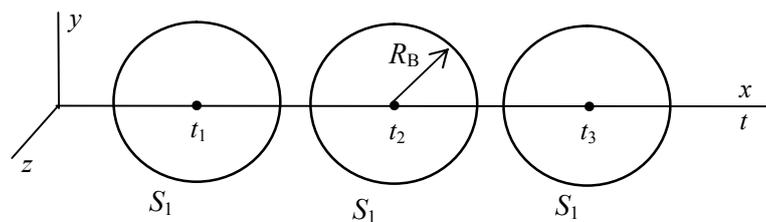


Рис.1. Мгновенные изображения космического пространства

Вместе с тем, необходимо предположить существование нового взаимодействия между телами. Данное взаимодействие должно быть связано с известными четырьмя взаимодействиями (электромагнитным, гравитационным, сильным и слабым). При построении мгновенных изображений (рис.1) должны также учитываться масштабные закономерности и выбор размера данных областей.

## 1.2. Пространство событий и наблюдаемая Вселенная

В настоящих рассуждениях требуется ввести пространство с заданными характеристиками, которое можно поставить в соответствие части или всей наблюдаемой Вселенной. Предполагается, что с помощью данного пространства можно описать физические свойства космического пространства и тел. Также необходимо рассмотреть элементарный объект пространства – точечное событие.

Данные рассуждения затрагивают важную сторону, связанную с определением элементарных объектов в физике. В полном смысле элементарные физические объекты существуют в микромире и представляют собой элементарные частицы, не имеющие внутренней структуры, как, например, электрон и кварки [19-21]. В других случаях предполагается наличие внутренней структуру, как, допустим, у протона. Все макро тела, состоящие из большого числа атомов, безусловно, не могут быть элементарными в этом смысле. В настоящей работе вводится термин события или точечного события, используемого в физических теориях, но, как правило, для обозначения физического процесса, например, излучения и поглощения фотона. Понятие события обычно подразумевает присутствие физического тела, но не служит для его обозначения. В тоже время, термин события присутствует при описании информационных и вероятностных процессов. Математический смысл события является достаточно абстрактным и по своей сути не содержит физические характеристики. Поэтому при использовании понятия точечного события в

физическом смысле, бесспорно, будет присутствовать оттенок абстрактности и отвлеченности от конкретного физического процесса.

### 1.3. Поток и трансляция событий. События будущего

Новым специфическим свойством пространства событий является присутствие области будущего, содержащего вероятностные, еще не происшедшие события. Рассмотрим события будущего на примере физических исследований. В эксперименте регистрируются различные физические явления, происходящие во временном диапазоне. В зависимости от параметров измерительной системы в опыте можно получить различное временное разрешение  $\Delta t$ :  $10^{-3}$  с,  $10^{-9}$  с,  $10^{-12}$  с и т.д. Допустим, что события происходят в области настоящего за время  $\Delta t$  и располагаются затем в области прошлого (рис.2). В зависимости от степени совершенства теории можно проследить события будущего, которые произойдут в настоящем через определенное время. Эти события будут обладать степенью достоверности или вероятности их свершения в настоящем  $p(A)$  ( $p$ –вероятность,  $A$ –событие). В общем случае вероятности событий будут принимать значения:  $p(A) < 1$  в области будущего,  $p(A) \leq 1$  в настоящем и  $p(A) = 1$  в прошлом. Предположим, что, зная вероятность свершения события в настоящем, можно проследить его присутствие в физическом будущем (рис.2).

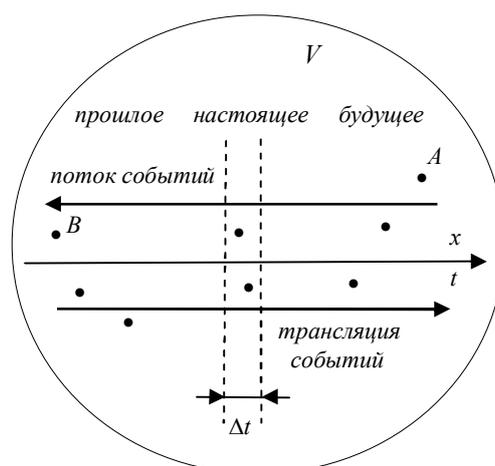


Рис.2. Пространство событий ( $V$ )

Введенные точечные события не могут оставаться в покое, требуется движение, динамика всего происходящего. Будем считать, что все события движутся из области

будущего в область прошлого через настоящее, где происходит их физическое свершение (рис.2) или в пространстве  $V$  существует поток событий. Традиционное представление движения во времени подразумевает движение в положительном направлении оси времени. Поэтому в данном представлении также рассмотрим и обратный поток из прошлого в будущее или трансляцию событий.

На данной схеме присутствует только одна пространственная ось  $x$  (рис.2), хотя в реальном случае подразумевается трехмерное изображение пространства. Ось времени  $t$  в пространстве событий считается линейной, и на ней через равные промежутки  $\Delta t_l$  откладываются достоверные события  $D_k$ , т.е. события, свершающиеся в настоящем с вероятностью равной единице ( $p(D_k)=1$ ). Это допущение эквивалентно тому, что на данной оси отложен реальный масштаб времени (1 с, 1 мин., и т.д.) и продолжен в область будущего.

#### 1.4. Скорость движения в пространстве событий

Любое движение подразумевает наличие функции изменения величины или скорости процесса. Положим, что в пространстве событий пространственная ось  $x$  параллельна и сонаправлена с осью  $t$  (рис.2). Рассмотрим скорость движения событий в данном пространстве в виде:

$$w = \frac{dx}{dt} \tag{1}$$

Приращение времени в формуле может быть сколь угодно малым, но не равным нулю  $dt \neq 0$ , т.к. при  $dt=0$  теряет смысл последовательность достоверных событий, т.е. два соседние достоверные события сливаются, образуя одно точечное событие. Приращение пространства не может равняться нулю  $dx \neq 0$ , т.к. в этом случае достоверные события находились бы в одной точке пространства. В качестве значения скорости движения в пространстве событий выберем величину, состоящую из фундаментальных физических констант и имеющую размерность скорости:

$$w = \frac{e^2}{\hbar} = \alpha c \cong 2189,78 \frac{км}{с} \tag{2}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

Скорости движения  $w$  соответствует в работах Козырева скорость хода времени или скорость перехода от причины к следствию [1,2]. Формула (1) будет определять

скалярный вид скорости движения в пространстве событий, а векторный вид формулы будет рассмотрен в п.2.5.

### 1.5. Плотность потока событий

При введении понятия точечного события вместо понятия физического тела, можно ожидать упрощение реальной физической ситуации. Вместе с тем, в определении появляется доля схематичности и умозрительности. Предположим, что наиболее важные свойства объектов макро и микромира могут быть изложены на физическом информационном языке. Допустим, что у данных объектов присутствуют характеристики, в чем-то, невероятно упрощенные, например, как (1) и (0) (1-да, 0-нет). Так, например, если точечное событие свершается в настоящем при переходе из области будущего, то ему присваивается информация (1), а если не свершается, то соответственно (0). Если мы хотим связать с точечным событием полевые характеристики, как в случае элементарной частицы в микромире, то данные рассуждения будут серьезно упрощать реальную ситуацию.

Традиционное определение информации содержит следующие выражения применительно к событиям математического вероятностного процесса [16,17]. Известное выражение для информации  $I$  имеет следующий вид:

$$I = \ln N \quad (3)$$

Где  $N$  – символизирует количество используемых ячеек информации. Другое определение информации, данное Шенноном, записывается в виде формулы:

$$I = \sum_i p_i \ln p_i \quad (4)$$

Где  $p_i$  – вероятность свершения определенного события

Ввиду этого, физические характеристики, необходимые для описания физических тел и пространства событий целесообразно выбрать двух видов: физические информационные, вероятно, несколько схематичные и упрощенные; физические полевые, использующие традиционные подходы, связанные с введением физических полей и определяющих их уравнений.

Рассмотрим некоторые физические информационные характеристики, которые можно ввести при данном рассмотрении. Представим поток событий, идущий из области будущего по очень тонкой цилиндрической трубке со скоростью  $w$  (рис.3а). В данном случае, как было сказано ранее, не конкретизируется реальный

физический процесс, происходящий при приближении точечного события к области настоящего. Явления, сопровождающие становление, проявление данных событий, подразумевают необходимый уровень абстрактности.

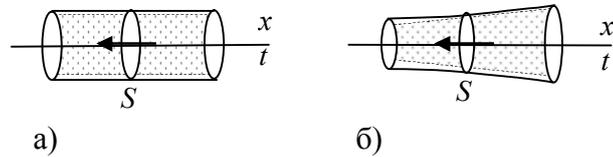


Рис.3. Схематическое изображение потока событий

Введем понятия для данного потока (рис.3а) в некоторой степени сходные с традиционным определением потока материи. Так, например, для плотности потока событий, проходящего через сечение  $S$  можно записать следующее выражение:

$$j = \frac{dN}{dt} \frac{1}{S} \quad (5)$$

Производная  $\frac{dN}{dt}$  будет символизировать количество точечных событий, проходящих через данное сечение в единицу времени. Полный поток событий в общем случае при наличии переменного сечения  $S(x)$  будет определяться с помощью формулы:

$$P = \frac{dN}{dt} = j(x)S(x) \quad (6)$$

Для потока в тонкой конической трубке (рис.3б) полный поток будет являться постоянной величиной ( $P=const$ ). Это может быть интерпретировано как сохранение суммарного потока при смещении вдоль данной трубки.

## 2. Синхроповерхности

### 2.1. Определение синхроповерхности

Ранее было высказано предложение относительно существования мгновенных изображений большой области космического пространства (рис.1). Во введенном пространстве событий данным мгновенным изображениям требуется сопоставить очень тонкие пространственные структуры или синхроповерхности, которые соответствуют только одному моменту времени. С этой точки зрения, точечные события, лишенные временной длительности являются идеальными объектами, которые могут располагаться на этих поверхностях. Синхроповерхности будут

находиться в любой области пространства событий: в будущем, настоящем и в прошлом.

В евклидовом пространстве синхроповерхность можно представить как плоскость, перпендикулярную оси времени  $t$  (рис.4а). Но для евклидового пространства всегда будет справедливо неравенство треугольника или  $|OB| > |OA|$ . Для неевклидового пространства можно построить инвариантные поверхности, для которых расстояние между двумя точками, расположенными на соседних поверхностях будет равно:  $|OA| = |OB|$  (рис.4б). Ввиду этого, события  $A$  и  $B$  будут обладать пространственным различием, но не будут содержать временное различие.

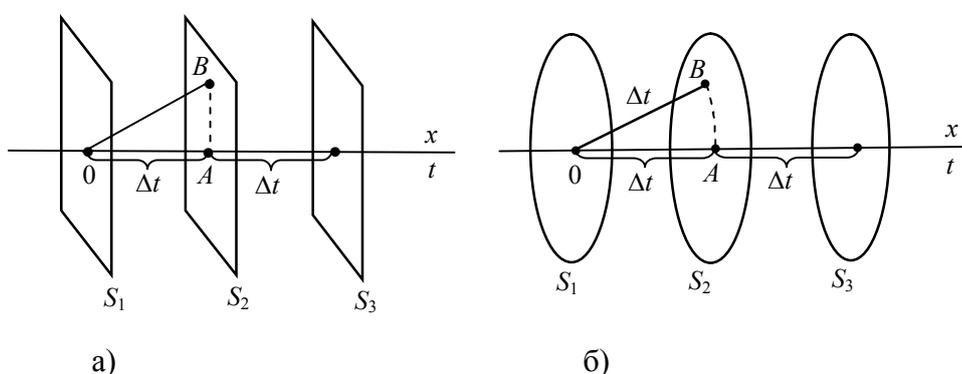


Рис.4. Синхроповерхности ( $S_1, S_2, S_3$ ) в пространстве событий:  
а) евклидовая геометрия, б) неевклидовая геометрия

В результате предположение о существовании синхроповерхностей во Вселенной будет означать, что данный момент времени (с, мс, ... нс, и т.д.) наступает для всех объектов Вселенной мгновенно или синхронно.

В качестве геометрического пространства целесообразно выбрать неевклидовое пространство, определенное посредством геометрии Лобачевского [22,23]. Наиболее важными свойствами данного пространства являются следующие: 1) связь параметров пространства с наблюдаемым в природе распределением длин и фундаментальных физических констант на логарифмической шкале [24-27], 2) выражение многих результатов данной геометрии в степенном виде, 3) расширение пространства при смещении вдоль линейной оси.

Положим, что синхроповерхности в неевклидовом пространстве соответствует предельная сфера или сфера с бесконечным радиусом (рис.4б) [27]. Преимуществом для выбора предельной сферы по сравнению с плоскостью являются: 1)

асимметричная форма, 2) возможность введения инвариантного расстояния между точками двух предельных сфер (п.2.3). Предельная сфера в геометрии Лобачевского задается при помощи предельной окружности, т.е. окружности с бесконечным радиусом. Первоначально определяется ось предельной окружности как прямая перпендикулярная к хорде предельной окружности. Предельная сфера образуется при вращении предельной окружности вокруг одной из своих осей, которая будет являться также осью предельной сферы.

Одним из уникальных свойств предельной сферы является выполнение на ее поверхности геометрии Евклида. Это будет означать, что привычные евклидовы изображения фигур (треугольника, окружности, прямоугольника и т.д.) не изменят своего вида на предельной сфере, в то время как в плоскости геометрии Лобачевского изображения данных фигур будут совсем иными. Предельные сферы и плоскости являются несовместимыми объектами в неевклидовой геометрии.

В данном трехмерном неевклидовом пространстве возможно использование прямоугольной системы координат  $(x,y,z)$  и предельной системы координат  $(\xi, \eta, \zeta)$  (рис.7). Ось  $\xi$  совпадает с осью  $x$ , а оси  $\eta$  и  $\zeta$  располагаются на предельной сфере и выбираются вдоль предельных окружностей. Одна из осей – ось  $x$  является линейной, также как и две другие оси  $y$  и  $z$ . В системе координат  $(\xi, \eta, \zeta)$  ось  $\xi$  является линейной, а оси  $\eta$  и  $\zeta$  - нелинейные.

Положим главной осью пространства событий линейную ось  $x$ . На данной оси выбирается масштаб времени и масштаб длины. Чтобы задать асимметрию пространства будем располагать все предельные сферы (синхроповерхности) выпуклостью в положительном направлении оси  $x$  или в направлении будущего (рис.4б).

## 2.2. Абсолютный и относительный масштабы

Рассмотрим пространство событий в абсолютных единицах, не акцентируя внимания на единицах измерения, или в абсолютном масштабе. На главной оси  $x$  и на других осях отложим действительные числа. Следует заметить, что безразмерными являются различные логарифмические шкалы, как, например, длин, промежутков времени, масс и т.д. [24-27]. При представлении распределения характерных длин в диапазоне от длины Планка  $l_{II} \approx 1,6 \cdot 10^{-33}$  см до размера наблюдаемой Вселенной  $l_B \sim 10^{28}$  см, а также соотношений между фундаментальными

физическими константами, прослеживается закономерность, выраженная в масштабе на логарифмической пространственной оси [27] равном следующей величине:

$$a_1 = - \ln \alpha \cong 4,92 \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

Ввиду этого, значение  $a_1 \cong 4.92$  можно выбрать в качестве основного абсолютного масштаба на оси  $x$  пространства событий. Данный масштаб близок к числу 5, поэтому в дальнейшем возможно также использование масштаба  $a=5$ .

Выберем систему предельных сфер, имеющих одну и ту же ось  $x$  и расположенных на расстоянии  $a$  друг от друга (рис.4б). В геометрии Лобачевского абсолютный масштаб можно интерпретировать следующим образом. Значение  $a$  определяет расстояние между соседними предельными сферами в пространстве и предельными окружностями в плоскости  $\beta$  (рис.5а) при условии, что все они имеют одну и ту же ось  $x$ . Если провести в плоскости прямую  $b$ , параллельную к  $x$ , которая будет также являться осью данной системы предельных окружностей, то для дуг предельных окружностей, заключенных между параллельными  $x$  и  $b$  будет выполняться пропорция [22,23]:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{l_3}{l_2} = \dots = \frac{l_n}{l_{n-1}} = e^a \quad (8)$$

Данное соотношение является постулатом в геометрии Лобачевского и определяет многие дальнейшие положения.

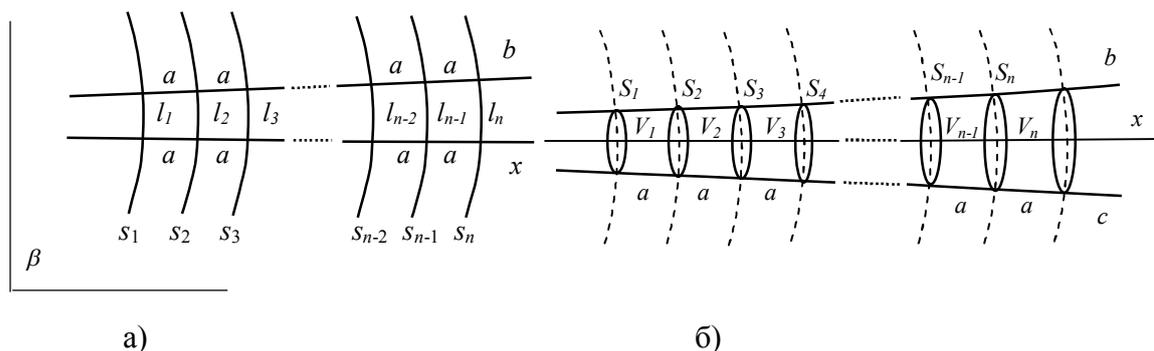


Рис.5. Система предельных окружностей (а) и предельных сфер (б) в геометрии Лобачевского

В пространстве аналогом формулы (8) будут формулы для площадей оснований  $S_1, S_2 \dots S_n$  и объемов  $V_1, V_2, \dots V_n$  бесконечной конической трубки (рис.5б):

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{S_3}{S_2} = \dots = \frac{S_n}{S_{n-1}} = e^{2a} \quad (9)$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_2} = \dots = \frac{V_n}{V_{n-1}} = e^{2a} \quad (10)$$

Пересечение предельной сферы  $p$  и плоскости  $\alpha$  в неевклидовом пространстве показано на рис.6а. Обе структуры на бесконечно малых участках площадей должны совпадать между собой и приближаться к плоскости евклидовой геометрии. Для математического описания степени отклонения предельной сферы от плоскости была введена функция  $l(y)$ , которая является отношением длины дуги предельной окружности  $l$  к длине соответствующей хорды  $y$  (рис.6б) [27] (на данном рисунке длина всей дуги  $2l$ , и длина всей хорды  $-2y$ ). Функция  $l(y)$  выражается в виде:

$$l(y) = \frac{l}{y} = \frac{e^y - e^{-y}}{2y} = \frac{sh y}{y} \quad (11)$$

$$l = \frac{e^y - e^{-y}}{2} \quad (12)$$

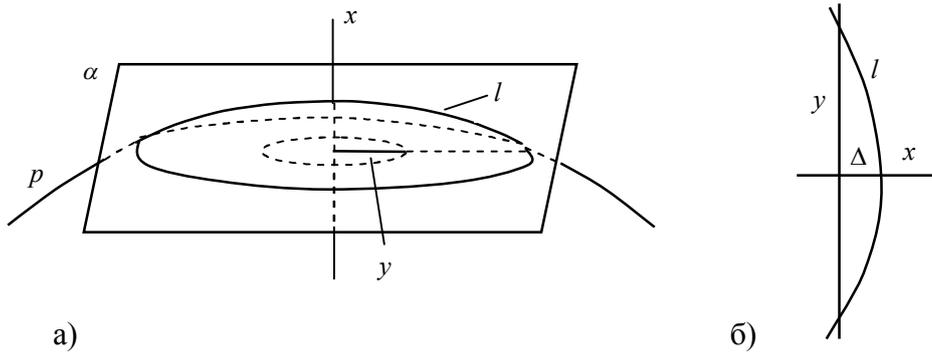


Рис.6. Пересечение предельной сферы и плоскости (а), и предельной окружности и прямой (б) в геометрии Лобачевского

При уменьшении длины хорды  $y$ , длина дуги приближается к длине хорды:

$$l(y) \rightarrow 1 \quad y \rightarrow 0 \quad (13)$$

$$l \rightarrow y \quad y \rightarrow 0 \quad (14)$$

С помощью функции  $l(y)$  предполагалось установить соответствие между длинами евклидовой геометрии и геометрии Лобачевского в виде:

$$l(y) = l_0 l(y) \quad (15)$$

$l_0$  – длина в евклидовой геометрии,

$l(y)$  – длина в геометрии Лобачевского

Для общего вида наблюдаемой измеряемой длины физического тела была выбрана следующая величина [27]:

$$l_k^n = \frac{l_n}{l_k} \quad (16)$$

$l_n$  - длина,  $l_k$  - эталон длины

Величины  $l_n$  и  $l_k$  выражаются действительными числами. При существовании  $n$  различных длин, удовлетворяющих неравенству:  $l_1 < l_2 < \dots < l_n$  их можно расположить в матрице  $L_n$  размерами  $n \times n$ . Любая длина  $l_m$  из данного множества длин может быть выражена в единицах длины эталона  $l_k$ , также принадлежащего этому множеству длин. Матрица  $L_n$  имеет следующий вид:

$$L_n = \begin{vmatrix} \frac{l_1}{l_1} & \frac{l_2}{l_1} & \frac{l_3}{l_1} & \dots & \frac{l_n}{l_1} \\ \frac{l_1}{l_2} & \frac{l_2}{l_2} & \frac{l_3}{l_2} & \dots & \frac{l_n}{l_2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{l_1}{l_n} & \frac{l_2}{l_n} & \frac{l_3}{l_n} & \dots & \frac{l_n}{l_n} \end{vmatrix} \quad (17)$$

Выражение наблюдаемой длины через отношение двух длин (16) связано с процессом измерения длины  $l_n$  в определенных единицах эталона длины  $l_k$ , т.е. в см, м, ... и т.д. Ввиду этого соотношение (16) будет выражать относительный масштаб длин.

Отношение двух физических величин показывает содержание одной величины в другой, поэтому способ отношения можно использовать и для выражения других физических величин. Предположим, что определение (16) справедливо и для выражения содержания одного промежутка времени в другом. В качестве соотношения для введения относительного масштаба времени рассмотрим формулу:

$$t_k^n = \frac{t_n}{t_k} \quad (18)$$

$t_n$  - промежуток времени,  $t_k$  - эталон времени

Вид формулы (18) означает сравнение промежутков времени  $t_n$  с конкретным эталоном времени  $t_k$ , т.е. представление промежутка времени в определенных единицах: с, мин ... и т.д.

Следует заметить, что большим достоинством абсолютного масштаба является его независимость от конкретных относительных единиц длины (см, м, км ... и т.д). Поэтому все рисунки, выполненные в абсолютном масштабе, как, например на рис.5 и рис.6 справедливы при использовании любых относительных единиц длины.

### 2.3. Инвариантное расстояние между синхроповерхностями

Расположим точечные события  $A$  и  $B$  на различных синхроповерхностях  $S_1$  и  $S_2$  (рис.7). Положим расстояние между данными синхроповерхностями равным  $2a$ . Пунктиром на рисунке показана промежуточная предельная сфера  $P$ . Результатом, следующим из геометрии Лобачевского, является одинаковое расстояние в абсолютном масштабе между точечным событием  $A$  синхроповерхности  $S_1$  и любым точечным событием, расположенным на синхроповерхности  $S_2$ , т.е.  $B$ ,  $C$  и т.д.:

$$|AB| = |AC| = \dots = 2a \quad (19)$$

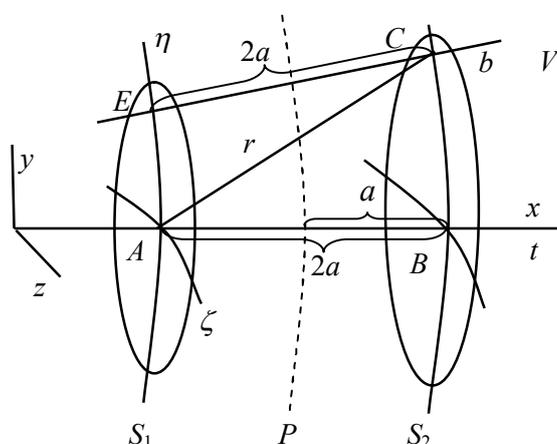


Рис.7. Инвариантное расстояние между синхроповерхностями ( $S_1$  и  $S_2$ )

Представим пространственное изображение двух синхроповерхностей (рис.7) в плоскости  $\beta$ , проходящей через главную ось  $x$  (рис.8). Синхроповерхности  $S_1$  и  $S_2$ , расположенные на расстоянии  $2a$  будут изображены в плоскости  $\beta$  в виде дуг предельных окружностей  $s_1$  и  $s_2$ . Пунктиром показана промежуточная предельная окружность  $p$ , соответствующая предельной сфере  $P$ . Прямая  $b$  будет являться параллельной для оси  $x$ , а также осью для обеих предельных окружностей  $s_1$  и  $s_2$ .

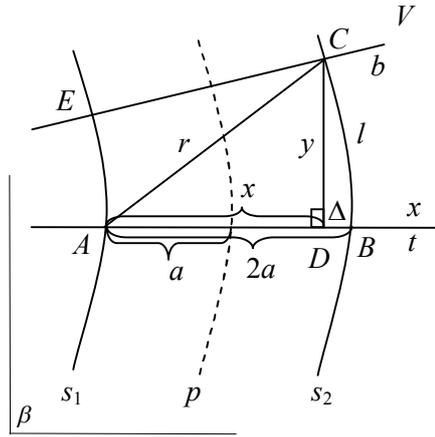


Рис.8. Расстояние между синхроповерхностями  $S_1$  и  $S_2$  в плоскости

Рассмотрим прямоугольный треугольник  $ACD$  со сторонами  $r, x, y$ . В геометрии Лобачевского связь между данными сторонами выражается в виде:

$$\sin \Pi(r) = \sin \Pi(x) \cdot \sin \Pi(y) \quad (20)$$

$$\sin \Pi(x) = \frac{2}{e^x + e^{-x}} \quad (21)$$

Формулу (20) можно записать следующим образом:

$$\operatorname{ch} r = \operatorname{ch} x \cdot \operatorname{ch} y \quad (22)$$

$$\operatorname{ch} r = \frac{e^r + e^{-r}}{2} \quad (23)$$

Связь длин  $y$  и  $\Delta$  выражается в виде:

$$e^\Delta = \frac{e^y + e^{-y}}{2} = \operatorname{ch} y \quad (24)$$

Формула (22) может быть рассмотрена для случаев больших и малых длин (в абс. масшт.) сторон треугольника. При значении абсолютного масштаба  $a$  близком к основному:  $a_1 = -\ln \alpha \cong 4,92$  для длин сторон треугольника в диапазоне:  $r \geq 2a$ ,  $a \leq x \leq 2a$ ,  $0 \leq y \leq a$  формула (22) с учетом (24) запишется в виде:

$$e^r = e^x \cdot e^\Delta \quad (25)$$

В результате получается следующее соотношение:

$$r = 2a \quad (26)$$

$$|AB| = |AC|$$

Данный результат, принципиально невозможный в евклидовой геометрии, означает равенство расстояний между фиксированной точкой  $A$ , расположенной на синхроповерхности  $S_1$ , и любой другой точкой, принадлежащей синхроповерхности

$S_2$  (рис.7). Ввиду этого расстояние между двумя точками, расположенными на двух различных синхроповерхностях будет являться инвариантом в пространстве событий.

В случае малых значений абсолютного масштаба  $a \leq 0,5$  и малых длин:  $r \leq 0,5$ ;  $x \leq 0,5$ ;  $y \leq 0,5$  формула (22) преобразуется к виду:

$$r^2 \cong x^2 + y^2 \quad (27)$$

Соотношение (27), записанное для бесконечно малых величин, предполагает переход к релятивистской физике при значении абсолютного масштаба стремящемся к нулю ( $a \rightarrow 0$ ):

$$dr^2 = dx^2 + dy^2 \quad (28)$$

Соответствие величин пространства событий и пространства Минковского можно установить следующим образом:

$$dr^2 = ds'^2 \quad (29)$$

$$dx^2 = c^2 dt'^2 \quad (30)$$

$$dy^2 = dL'^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 \quad (31)$$

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 + dL'^2 = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \quad (32)$$

$(x', y', z', t')$  – координаты пространства Минковского

$ds'$  – интервал

Спецификой перехода между пространствами является плоскостное изображение элементов в пространстве событий (рис.8), которое не содержит всех исходных величин, необходимых для этого перехода. Другим моментом является сложность перехода между данными пространствами без обсуждения полевых характеристик в пространстве событий.

## 2.4. Квазисферическая волна

Предположим существование у синхроповерхности физических характеристик. Всей синхроповерхности, имеющей форму бесконечной сферы, сопоставим сферическую волну с бесконечным радиусом. Данные свойства, определенные в пространстве событий, непосредственно вытекают из характеристик предельной сферы (п.2.1,2.2). Вся синхроповерхность может передвигаться в пространстве событий со скоростью  $w = ac$  в положительном направлении оси  $x$  (трансляция). Фазу данной волны выберем в виде  $\varphi = kx - \omega t$ ,  $k = \frac{\omega}{w}$ . Амплитуда сферической волны

в евклидовом пространстве уменьшается по мере удаления от центра как  $A \sim \frac{1}{r}$ . Для данных сферических волн в пространстве событий можно предположить постоянство величины амплитуды. Как известно, свойством постоянства амплитуды обладают плоские волны. Ввиду этого, рассматриваемая квазисферическая волна в пространстве событий будет иметь общие свойства со сферическими волнами в силу формы своей волновой поверхности, и с плоскими волнами в евклидовом пространстве. Волновое уравнение для квазисферической волны, и его решения будет представлено в виде:

$$\square\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \frac{1}{w^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (33)$$

$$\varphi(x,t) = Ae^{i(kx-\omega t)} \quad k = \frac{\omega}{w} \quad (34)$$

Более универсальной формой записи уравнения (33) в случае электромагнитных волн является уравнение, содержащее антисимметричный тензор  $F^{ik}$  электромагнитного поля:

$$\partial_i F^{ik} = 0 \quad (35)$$

Ввиду этого, вид уравнения (33) является вариантом для квазисферической волны, не учитывающим более подробные полевые характеристики.

## 2.5. Спиральность в пространстве событий

Согласно гипотезе, предложенной Козыревым [1,2], ход времени или скорость движения в пространстве событий  $w$  должен содержать спиральные свойства пространства. Эти свойства сообщаются временной координате, хотя другой возможностью является введение спиральных свойств через пространственные координаты. Рассмотрим в пространстве событий движение тела, имеющего в качестве физической характеристики вектор  $\vec{v}$  правой спиральности, направленный вдоль оси  $x$  (рис.9а). Предположим, что данное тело находится на синхроповерхности  $S_1$  настоящего, которая движется со скоростью  $w$ . Допустим, что в пространстве событий могут проявляться зеркальные, симметричные характеристики, которые будут выражаться в существовании неподвижной синхроповерхности  $S_2$  ( $w=0$ ), и в присутствии зеркального отражения тела, расположенного на синхроповерхности  $S_3$ , передвигающейся со скоростью  $-w$  из

будущего в прошлое. Тогда в соответствии с зеркальным отражением правый вектор  $\vec{v}$  перейдет в левый вектор  $\vec{\bar{v}}$ . Формула для скорости движения  $w$  с учетом спиральности (рис.9б) будет иметь вид:

$$d\vec{x} = w \cdot d\vec{t} \quad (36)$$

В данной формуле предполагается, что скорость  $w$  является псевдоскаляром. Векторы пространственного  $d\vec{x}$  и временного приращений  $d\vec{t}$  будут направлены вдоль оси  $x$  (рис.9б).

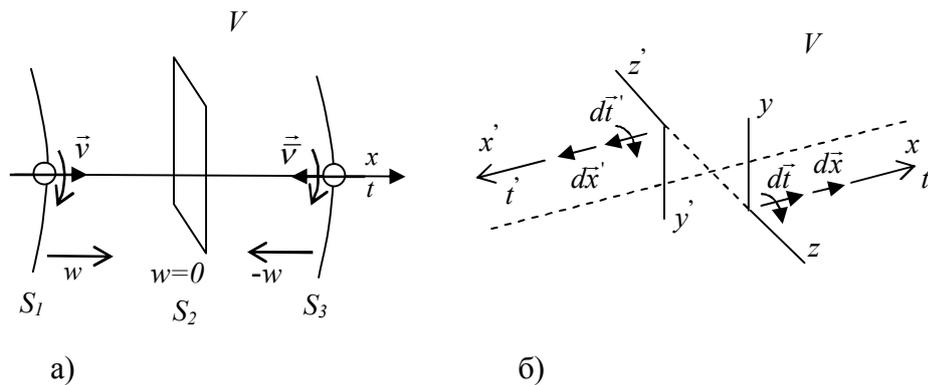


Рис.9. Спиральность в пространстве событий

Допустим, что вектор приращения времени  $d\vec{t}$  является правым вектором. В данном выборе, конечно, содержится произвол при задании вращения в пространстве. При переходе к противоположному направлению оси  $x$ , т.е. к оси  $x'$  вид данной формулы не изменится в силу псевдоскалярных свойств скорости  $w$ :

$$d\vec{x}' = w' \cdot d\vec{t}' \quad (37)$$

Правый вектор приращения времени  $d\vec{t}$  переходит в левый вектор  $d\vec{t}'$ . Ввиду этого, изображение на рис.9б будет символизировать инверсию в пространстве событий относительно замены пространственных и временных координат на противоположные.

## 2.6. Выводы

Представим основные положения, определяющие синхроповерхность в пространстве событий:

1) На главной линейной оси пространства  $x$  выбирается основной абсолютный масштаб  $a_1$ , имеющий выражение через фундаментальные физические константы:

$$a_1 = - \ln \alpha \cong 4,92 \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

Ось времени  $t$  сонаправлена с пространственной осью  $x$ .

2) В качестве синхроповерхностей или поверхностей, на которых все точечные события являются мгновенными синхронными, выбираются предельные сферы, определенные в геометрии Лобачевского.

3) Расстояние между двумя близлежащими синхроповерхностями в пространстве определяется в абсолютном или в относительном масштабе. В абсолютном масштабе расстояние полагается равным  $x \geq 2a_1$ , а в относительном масштабе расстояние определяется конечным и не равным нулю значением, выраженным в единицах длины или в единицах времени.

4) В пространстве расстояние между двумя точечными событиями, расположенными на двух близлежащих синхроповерхностях остается постоянным в абсолютном масштабе или в относительном масштабе при смещении одной из точек относительно синхроповерхности. В результате данное расстояние является инвариантом в пространстве событий.

### 3. Системы отсчета в пространстве событий

#### 3.1. Связь скорости движения и абсолютного масштаба

Характерным свойством пространства событий будет являться увеличение размеров дуг предельных окружностей (расположенных на синхроповерхностях) в абсолютном масштабе, при смещении вдоль оси  $x$  (рис.5а). Относительное увеличение длины дуги будет выражено в виде:

$$\frac{dl}{l} = 2a \cdot dx \quad (38)$$

$a$  – абсолютный масштаб

Скорость движения в пространстве событий согласно формулам (1) и (2) определяется следующим образом:

$$w = \frac{dx}{dt} \quad (39)$$

$$w = \frac{e^2}{\hbar c} = \alpha c \quad (40)$$

Ввиду рассмотренных соотношений, требуется установить взаимосвязь между наиболее важным геометрическим параметром пространства событий - основным абсолютным масштабом  $a$  и характеристикой движения в пространстве - скоростью движения  $w$ . Определим зависимость скорости движения от абсолютного масштаба в виде:

$$w = \frac{c}{2sh a} \quad (41)$$

$c$  – скорость света

Зависимость между  $w$  и  $a$  является обратной и будет символизировать сжатие пространства вдоль оси  $x$  при увеличении скорости  $w$ , и наоборот, расширение, при уменьшении  $w$ . Приближенный вид формулы (41) для двух наиболее важных случаев будет следующий:

$$w = ce^{-a} \quad a \geq 5 \quad (42)$$

$$w = \frac{c}{2a} \quad a \leq 0,5 \quad (43)$$

Соотношение (43) позволяет рассмотреть переход от пространства событий к пространству Минковского при последовательном уменьшении величины абсолютного масштаба.

### 3.2. Трансляция двух систем отсчета. Космическое время

Рассмотрим два физические тела 1 и 2, размерами которых пренебрежем, т.е. будем считать их материальными точками (рис.10). В пространстве событий  $V$  каждому физическому телу ставится в соответствие точечное событие. Положим, что точечные события  $A$  и  $B$ , описывающие данные физические тела 1 и 2 соответственно, находятся на одной синхроповерхности  $S_t$  (рис.10). Будем считать, что события  $A$  и  $B$  соответствуют моменту настоящего и  $S_t$  – синхроповерхность настоящего. Расстояние между точками  $A$  и  $B$  может быть задано в абсолютном масштабе  $l_t$  или в относительном масштабе  $l_0^1 = \frac{l_t}{l_0}$ , где  $l_0$  - эталон длины (абс. ед.) на  $S_t$ . Рассмотрим главную ось пространства событий  $x$ , проходящую через точку  $A$ . Проведем через точки  $A$ ,  $B$  и ось  $x$  плоскость  $\beta$ . Через точку  $B$  проходит ось  $x'$ ,

которая будет являться одной из осей синхроповерхности  $S_1$ . Свяжем с телами 1 и 2 лабораторные системы отсчета  $K_1$  и  $K_2$ , в которых можно проводить измерения длины и промежутков времени.

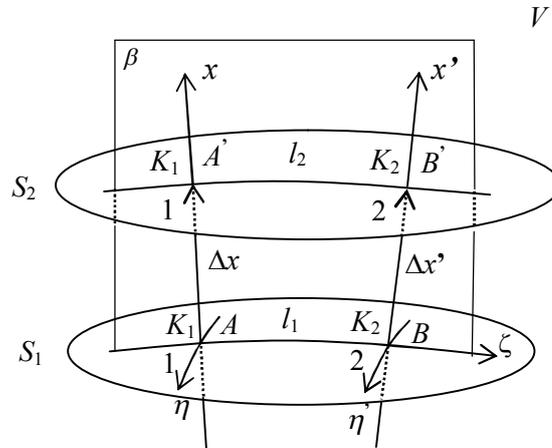


Рис.10. Трансляция двух систем отсчета ( $K_1$  и  $K_2$ ) в пространстве событий

Выберем конечную трансляцию  $\Delta x$  (отн. ед.) вдоль оси  $x$  (рис.10). Системы отсчета  $K_1$  и  $K_2$  в результате данной трансляции сместятся вдоль осей  $x$  и  $x'$  соответственно и будут располагаться на синхроповерхности  $S_2$  в точках  $A'$  и  $B'$ . Расстояние между системами отсчета в абсолютном масштабе, согласно формулы (38), возрастет ( $l_2 > l_1$ ), а в относительном масштабе останется неизменным:

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{l_2}{l_0'} \quad (44)$$

$$l_0^1 = l_0^2 \quad (45)$$

$l_0$  - эталон длины на  $S_1$ ,  $l_0'$  - эталон длины на  $S_2$

Промежуток времени  $\Delta t$ , измеренный по часам системы отсчета  $K_1$  будет связан с приращением координаты согласно (39) следующим образом:

$$\Delta x = w \cdot \Delta t \quad (46)$$

Ввиду того, что через точки  $A$  и  $B$  проходят предельные окружности, более удобно, при данном рассмотрении, две другие координаты на синхроповерхностях  $S_1$  и  $S_2$  выбрать вдоль осей  $\eta$  и  $\zeta$  предельной системы координат  $(\xi, \eta, \zeta)$  (рис.10).

Скорость движения  $w$ , как физическая константа, должна быть постоянной по абсолютной величине во всем пространстве событий и обеспечивать одинаковую скорость движения всех систем отсчета. Направление скорости  $w$  (трансляции) будет

совпадать с направлением главной оси в конкретной точке пространства событий. Приращения длины и времени вдоль осей  $x$  и  $x'$  в двух различных системах отсчета  $K_1$  и  $K_2$ , расположенных на одной синхроповерхности равны соответственно:

$$\Delta x = \Delta x' \quad (47)$$

$$\Delta t = \Delta t' \quad (48)$$

$$w = \text{const} \quad (49)$$

При сопоставлении размеров пространства событий с размерами наблюдаемой Вселенной, скорость движения  $w$  должна полагаться постоянной по абсолютной величине в различных областях Вселенной. Время, измеряемое по часам систем отсчета, связанным с различными физическими телами, расположенными на одной синхроповерхности изменяется синхронно, т.е. текущая с, мс, нс ... наступает мгновенно вне зависимости от положения системы отсчета на определенной синхроповерхности. Ввиду этого, неизменность скорости движения во всем пространстве событий и равенство промежутков времени между двумя соседними синхроповерхностями предполагает существование космического времени.

### 3.3. Относительное движение двух систем отсчета

Рассмотрим две системы отсчета  $K_1$  и  $K_2$  (рис.11). Выберем конечную трансляцию в пространстве  $\Delta x$  и  $\Delta t$ . Будем считать, что точки  $A_1$  и  $B_1$  и оси  $x$  и  $x'$  расположены в плоскости  $\beta$ . Пусть система отсчета  $K_2$  будет двигаться относительно  $K_1$  в плоскости  $\beta$ .

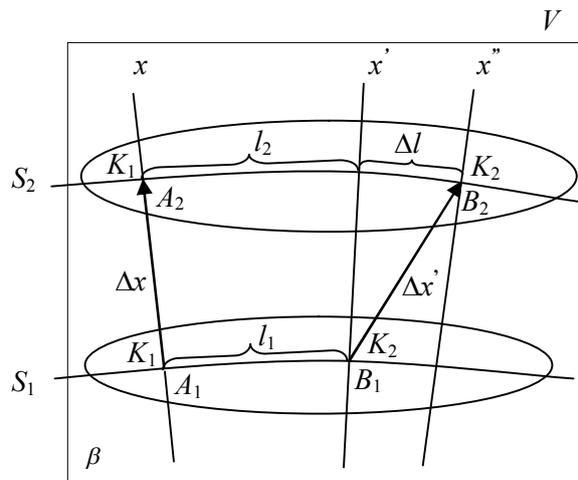


Рис.11. Движение системы отсчета  $K_2$  относительно  $K_1$  в пространстве событий

Через время  $\Delta t$  системы отсчета  $K_1$  и  $K_2$  займут положения на синхроповерхности  $S_2$  в точках  $A_2$  и  $B_2$  соответственно (рис.11). Обозначим новую ось в точке  $B_2$  через  $x''$ . Величина смещения  $K_2$  относительно  $K_1$  на синхроповерхности  $S_2$  будет равна  $\Delta l$  (абс. масшт.). Введем относительную скорость системы отсчета  $K_2$  в виде:

$$v = \frac{\Delta l'}{\Delta t} \quad (50)$$

$$\Delta l' = \frac{\Delta l}{l'_0} \quad (51)$$

$l'_0$  - эталон длины на  $S_2$  (абс. масшт.)

Величины, входящие в формулу (50) заданы в относительном масштабе. Дифференциальная форма данного уравнения будет следующей:

$$v = \frac{dl'}{dt} \quad (52)$$

$$dl' = \frac{dl}{l'_0} \quad (53)$$

Приращение длины в формуле (52) может быть равно нулю ( $dl'=0$ ), а приращение времени не равно нулю ( $dt \neq 0$ ).

Важным фактом соотношений (47)-(49) и (50) (52) является независимость космического времени от относительного движения систем отсчета, ввиду постоянства фиксированного момента времени на всей синхроповерхности. Это положение синхронности событий является отличным от понимания времени в специальной теории относительности.

Рассмотренные системы отсчета можно связать с любым физическим телом, т.е. с любым точечным событием, расположенным на фиксированной синхроповерхности. Это означает, что все точки данной синхроповерхности равнозначны и нет выделенного расположения системы отсчета на синхроповерхности. В общем понимании, построение теории предполагает постоянство физических законов на любой синхроповерхности или в любом месте пространства событий.

### 3.4. Направление оси времени в космическом пространстве

Некоторые наблюдаемые экспериментальные факты свидетельствуют о проявлении асимметрии космического пространства Вселенной. Пространственная анизотропия присутствует в измерениях связанных с космическим фоном микроволнового излучения [28,29]. Расположение скоплений галактик в наблюдаемой Вселенной также проявляет асимметрию [30-32]. Ввиду этого, возникает предположение об асимметричности строения Вселенной, что связывается, в первую очередь, с космологическими моделями.

В пространстве событий ось времени  $t$  выбирается вдоль направления одной из пространственных осей - вдоль главной оси  $x$ . Этот выбор является произвольным, т.к. можно было бы также направить ось времени и вдоль осей  $y$  или  $z$ . С другой стороны, в пространстве Минковского все четыре оси  $(x,y,z,t)$  перпендикулярны друг другу, и в этом отношении являются равноправными.

Согласно гипотезе Козырева, времени и соответственно оси времени  $t$  сообщаются спиральные свойства [1,2]. Традиционные или скалярные свойства времени в пространстве событий имеют выражение в отсчете с постоянной скоростью  $w = \frac{dx}{dt} = \alpha c$ . Ввиду этого, ось времени  $t$  становится взаимосвязанной, в определенном понимании, с пространственной координатой  $x$ . Иначе говоря, отсчет времени связывается через скорость с одним из пространственных направлений. Спиральные свойства, присущие пространству событий, вводятся посредством векторного вида для скорости движения в пространстве (п.2.5).

В силу увеличения размеров дуг и объемов в пространстве событий (формулы (8)-(10),(38)), пространство, как таковое, также становится асимметричным вдоль главной оси  $x$ . Поэтому будет проявляться тенденция к расширению и сжатию всего пространства. В результате, пространство событий характеризуется асимметрией вдоль главной оси  $x$ .

Ввиду этого, возникают два предположения относительно направления осей пространства событий в космическом пространстве Вселенной. Во-первых, можно предположить, что ось  $x$  и ось  $t$  жестко связаны с избранным направлением в космосе. В этом случае система координат  $(x,y,z,t)$  и все пространство событий жестко привязано к определенному направлению во Вселенной. Во-вторых, можно предположить, что ориентация данных осей  $x$  и  $t$  независима от структуры

Вселенной. С нашей точки зрения, целесообразно выбрать позицию, связанную с произвольной ориентацией осей  $x$  и  $t$  и всей системы координат пространства событий в космосе. В этом случае физическая система отсчета, определенная с помощью пространства событий будет универсальной в реальном космическом пространстве Вселенной.

### 3.5. Синхронное приближение

При определенных условиях рассмотрение системы отсчета в пространстве событий может быть упрощено. Рассмотрим случай относительного движения двух систем отсчета (п.3.3) (рис.11). Приращения пространственной координаты и времени при движении системы отсчета  $K_2$  выражаются в виде:

$$\Delta x = \Delta x' = w\Delta t \quad (54)$$

Перемещение системы  $K_2$  относительно системы  $K_1$  равно:

$$\Delta l = v\Delta t \quad (55)$$

Где  $v$  – скорость движения системы  $K_2$  относительно  $K_1$ . Допустим, что смещения  $\Delta x$  (отн. ед.) и  $\Delta l$  (отн. ед.) связаны между собой неравенством:

$$\Delta x \ll \Delta l \quad (56)$$

Из данного неравенства для смещений следует неравенство для скоростей:

$$w \ll v \quad (57)$$

Это означает, что имеется в виду случай, когда относительная скорость  $v$  системы  $K_2$  значительно превосходит скорость трансляции  $w$ . Тогда скоростью трансляции  $w$  в первом приближении можно пренебречь. При ничтожно малом расстоянии (отн. ед.) между синхроповерхностями  $S_1$  и  $S_2$  движение в пространстве событий будет напоминать движение в классическом пространстве. Отличие будет заключаться в том, что направление относительного движения предполагается вдоль предельной окружности, обладающей кривизной и расположенной на предельной сфере.

## 4. Изображение синхроповерхности

### 4.1. Общий вид синхроповерхности

В ранее приведенных рассуждениях (п.2.1,2.3) синхроповерхность ассоциировалась с предельной сферой (рис.12а). Это представление является, к сожалению, несколько абстрактным, из-за отсутствия объемной трехмерной характеристики у предельной сферы в пространстве событий. Реальная физическая ситуация должна подразумевать объемное изображение ввиду предположения о существовании мгновенных изображений больших областей космического пространства (п.1.1).

Изобразим часть объема бесконечной конической трубки, имеющей толщину  $x_1$  (рис.12б). Предполагается, что все точки данного объема располагаются на синхроповерхности  $S$  и соответствуют определенному моменту космического времени  $t_1$ . Данный вид будет являться неевклидовым изображением синхроповерхности, имеющим объемную структуру.

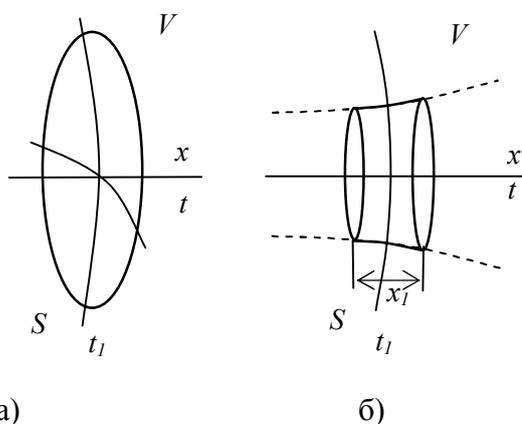


Рис.12. Изображение синхроповерхности

а) предельная сфера, б) конический объем

Вместе с тем, можно получить евклидовое изображение синхроповерхности в виде цилиндра (п.4.3).

Рассмотрим наиболее важные формулы, необходимые для построения объемного изображения синхроповерхности. Допустим, что в пространстве событий на синхроповерхности  $S$  (рис.13), находятся точечные события  $A$  и  $B$ , соответствующие двум физическим телам. Для перехода к евклидовому изображению синхроповерхности выделим малые окрестности данных точек в

форме цилиндра ( $h$  -высота,  $r$  -радиус). Цилиндрическая форма данных фигур выбрана ввиду наличия осевой симметрии в пространстве событий.

Обозначим посредством угла  $\alpha(-y)$  угол между главной осью  $x$ , проходящей через точку  $A$  и другой осью  $x'$ , проведенной через точку  $B$ . Оси  $x$  и  $x'$  располагаются в одной и той же плоскости  $\beta$ . В геометрии Лобачевского выражение для угла  $\alpha(-y)$  имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg}\left[\frac{1}{2}(\alpha(-y) + \frac{\pi}{2})\right] = e^y \quad (58)$$

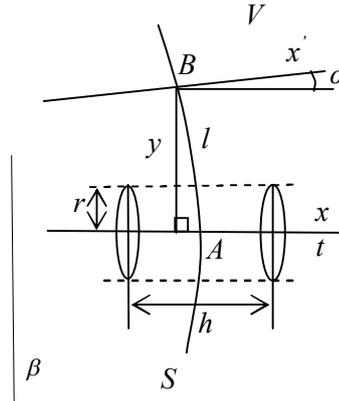


Рис.13. Построение евклидового изображения вблизи синхроповерхности ( $S$ ) в пространстве событий

Для малой длины хорды  $y$  значение угла выражается через длину хорды  $y$ :

$$\alpha(-y) \approx y \quad (59)$$

Для больших значений  $y$  получается результат, свойственный исключительно неевклидовой геометрии:

$$\alpha(-y) \rightarrow \frac{\pi}{2} \quad (60)$$

Это означает, что угол между осями  $x$  и  $x'$  при больших значениях хорды  $y$  в абсолютном масштабе практически один и тот же и равен  $\frac{\pi}{2}$ .

В небольшой цилиндрической окрестности точки  $A$  (рис.13) длина дуги будет стремиться к длине хорды:

$$l = \frac{e^y - e^{-y}}{2} \quad (61)$$

$$l \approx y \quad y \rightarrow 0 \quad (62)$$

Ранее в п.2.2 была рассмотрена функция  $l(y)$  (формула (11)), определенная в пространстве событий в виде отношения длины дуги к длине хорды (абс. масшт.):

$$l(y) = \frac{l}{y} = \frac{e^y - e^{-y}}{2y} \quad (63)$$

При уменьшении длины хорды  $y$  значение функции стремится к единице:

$$l(y) \rightarrow 1 \quad y \rightarrow 0 \quad (64)$$

Данная функция  $l(y)$  может характеризовать приближение объектов геометрии Лобачевского к объектам евклидовой геометрии на определенной синхроповерхности.

#### 4.2. Предельный переход системы синхроповерхностей

Согласно приведенным ранее рассуждениям (п.2.3), предельный переход к специальной теории относительности представляется возможным при стремлении скорости движения к бесконечной величине ( $w \rightarrow \infty$ ), либо ввиду формулы (41), при стремлении абсолютного масштаба к нулю ( $a \rightarrow 0$ ):

$$w = \frac{c}{2sh a} \quad (65)$$

$$w \rightarrow \infty \quad a \rightarrow 0 \quad (66)$$

Это подразумевает переход к трехмерному изотропному пространству евклидовой геометрии. Важным свойством синхроповерхности, которой в геометрии Лобачевского соответствует предельная сфера (п.2.2), является выполнение на ее поверхности евклидовой геометрии. Ввиду этого, на синхроповерхности могут существовать обычные евклидовые плоскостные фигуры и выполняться формулы евклидовой геометрии. Следует заметить, что плоскость в геометрии Лобачевского принципиально отлична от плоскости геометрии Евклида.

Рассмотрим в пространстве событий систему  $n$  синхроповерхностей  $S_n$ , расположенных на расстоянии  $2a$  ( $a$ -абсолютный масштаб) друг относительно друга (рис.14а). Главная ось  $x$  является осью в геометрии Лобачевского, для всех синхроповерхностей. Пусть плоскость  $\beta$  проходит через ось  $x$ . На данной плоскости  $\beta$  образами синхроповерхностей  $S_n$  будут предельные окружности  $s_n$ . Пунктирами на рисунке указаны эквидистанты  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ -линии, расположенные на одинаковом

расстоянии  $y_1$  от оси  $x$  ( $y_1$  - длина хорды для дуги  $l_1$  предельной окружности). Проведем параллельные линии  $b$  и  $c$  по отношению к оси  $x$ . При этом  $b$  и  $c$  будут также осями системы предельных окружностей  $s_n$  (рис.14а). Для длин дуг предельных окружностей, заключенных между прямыми  $b$  и  $c$  выполняется пропорция (8) [22,23]:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{l_3}{l_2} = \dots = \frac{l_n}{l_{n-1}} = e^{2a} \quad (67)$$

$$l = \frac{e^y - e^{-y}}{2} \quad (68)$$

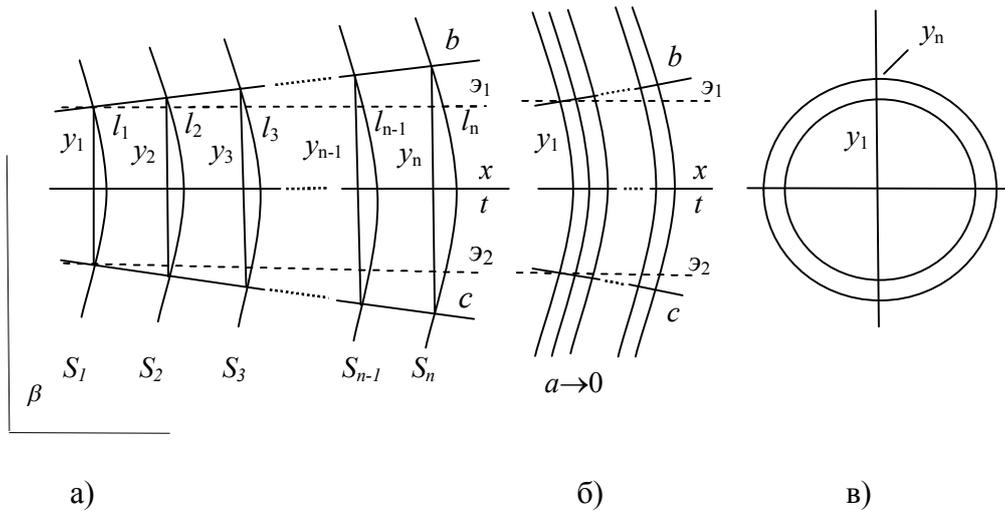


Рис.14. Предельный переход системы синхроповерхностей ( $S_1, S_2, \dots S_n$ ) в пространстве событий

Для перехода к евклидовой геометрии вместе с пределом  $a \rightarrow 0$  будем считать также выполнение предела  $y \rightarrow 0$ , при котором происходит уменьшение длин хорд предельных окружностей. Функция  $l(y)$ , выражающая отношение длины дуги предельной окружности к длине ее хорды, согласно формуле (63) при данном пределе будет стремиться к единице:

$$l(y) \rightarrow 1 \quad y \rightarrow 0 \quad (69)$$

Приближение длины дуги  $l$  с помощью длины хорды  $y$  можно рассматривать при значениях  $y_k \leq 0,3$ :

$$l_k \approx y_k \quad (70)$$

Пропорция в данном случае преобразуется в соотношение:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{y_3}{y_2} = \dots = \frac{y_n}{y_{n-1}} = 1 + 2a + 2a^2 + \dots \quad (71)$$

Зафиксируем значение длины хорды  $y_l$  ( $0 < y_l < 0,3$ ). При уменьшении абсолютного масштаба в пределе  $a \rightarrow 0$  расстояние между близлежащими синхроповерхностями будет уменьшаться, а отношение длин хорд в пропорции (71) будет стремиться к единице. Данный предельный переход изображен на рис.14б. Параллельные  $b$  и  $c$  на отрезках, заключенных между предельными окружностями  $s_l$  и  $s_n$  перейдут в эквидистанты  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Изображением всей системы синхроповерхностей  $S_n$  в плоскости перпендикулярной к оси  $x$  в пределе  $a \rightarrow 0$  будет являться кольцо (рис.14в) с меньшим радиусом  $r_l = y_l$  и большим радиусом  $r_n = y_n$ , при разности радиусов стремящемся к нулю:

$$\Delta r = r_n - r_l = y_n - y_l \rightarrow 0 \quad (72)$$

Для последующих рассуждений вместо системы синхроповерхностей будет достаточно трех синхроповерхностей:  $S_1, S_2, S_3$ . Пределы  $a \rightarrow 0$  и  $w \rightarrow \infty$  следует рассматривать как динамические пределы, т.е. постоянное уменьшение (увеличение) данных величин, но не достижение ими при этом абсолютных значений:

$$a \neq 0 \quad (73)$$

$$w \neq \infty \quad (74)$$

Ввиду того, что последующим этапом должна быть связь изображения синхроповерхности с пространством Минковского при пределе  $w \rightarrow \infty$  ( $a \rightarrow 0$ ), выполнение условий (73) и (74) будет означать соблюдение требования данного предельного перехода. Значения  $w = \infty$  и  $a = 0$  должны соответствовать пределу классической физики.

#### 4.3. Евклидовое изображение синхроповерхности

Рассмотрим в пространстве событий синхроповерхность  $S$ , соответствующую определенному моменту космического времени  $t_s$  (рис.15а). Будем считать длину хорды  $y_l$  (в абсолютном масштабе) малой, но конечной величиной  $y_l \neq 0$ . Ввиду близких значений длины хорды  $y_l$  и соответствующей ее дуги  $l_l \approx y_l$ , окружность в плоскости перпендикулярной оси  $x$  будет соответствовать окружности евклидовой геометрии. В данном пределе ( $y \rightarrow 0$ ) предельная сфера (синхроповерхность) и плоскость евклидовой геометрии будут близки.

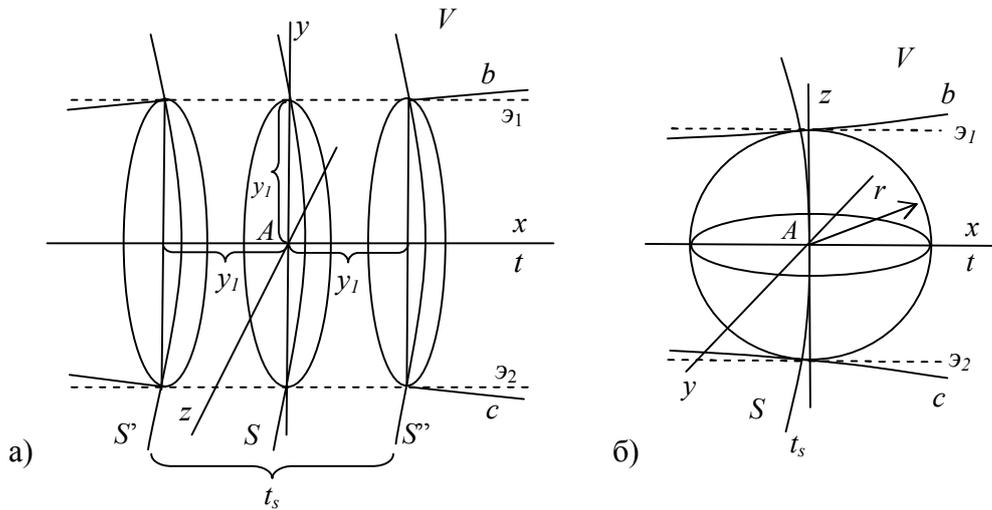


Рис.15. Евклидовое изображение синхроповерхности в пространстве событий  
 а) цилиндрическое изображение, б) сферическое изображение

Изобразим цилиндр радиуса  $y_1$  с высотой  $2y_1$  (рис.15а), который является фигурой евклидовой геометрии. Ось цилиндра совпадает с главной осью  $x$ . Все точки внутри данного цилиндра соответствуют одному и тому же моменту космического времени  $t_s$ . При построении цилиндра можно также считать, что исходная синхроповерхность  $S$  смещается на расстояние  $y_1$  влево или вправо, что обозначено как  $S'$  и  $S''$ . Между  $S'$  и  $S''$  вместо параллельных  $b$  и  $c$  пунктиром проведены эквидистанты  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Полученный цилиндрический евклидовый объем будет являться изображением синхроповерхности (евклидовым) в пространстве событий, соответствующим фиксированному моменту космического времени  $t_s$ . Пространство внутри цилиндра будет подчиняться евклидовой геометрии, но будет содержать анизотропию, связанную с существованием выделенного направления вдоль оси  $x$ .

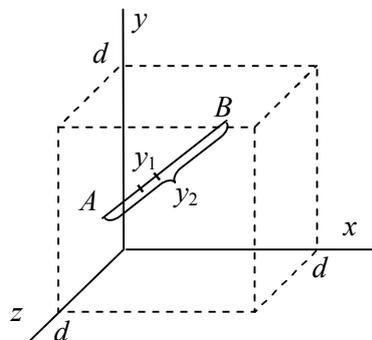


Рис.16. Определение расстояния в кубическом объеме, расположенном в евклидовом изображении

Другим возможным евклидовым изображением может быть сферическое изображение ( $r$  – радиус в абс. масшт.) (рис.15б). При этом, конечно, предполагается наличие предельного перехода  $r \rightarrow 0$  для радиуса сферы. Вся данная сферическая область соответствует одному и тому же моменту космического времени  $t_s$ .

В пределах объема цилиндра (рис.15а) можно построить куб с длиной стороны близкой к размеру наблюдаемой Вселенной  $d=10^{28}$  см (рис.16). Расстояние между двумя точечными событиями  $A$  и  $B$ , расположенными в пределах объема куба, может быть задано с помощью отношения длин хорд в виде:

$$|AB| = y_1^2 = \frac{y_2}{y_1} \quad (75)$$

$y_1$  – эталон длины

Определение длины посредством данного соотношения является традиционным в евклидовой геометрии.

## 5. Потоки и сигналы в пространстве событий

### 5.1. Потоки в пространстве событий

Согласно логическому построению пространства событий реальным физическим телам должны соответствовать точечные события. Рассмотрим два физические тела 1 и 2, расположенные на расстоянии  $\Delta l$  (отн. ед.), которым сопоставляются точки  $B_1$  и  $A_1$  на синхроповерхности  $S_1$  соответственно (рис.17а). Допустим, что  $S_1$  является синхроповерхностью настоящего и перемещается вдоль оси  $x$  со скоростью  $w$ . В пространстве событий данные точки  $A_1$  и  $B_1$  будут иметь зеркально симметричные образы, относительно неподвижной синхроповерхности  $S$  ( $w=0$ ), в виде точек  $A_2$  и  $B_2$ , расположенных на синхроповерхности  $S_2$  передвигающейся в отрицательном направлении оси  $x$  со скоростью  $-w$ . Положим, что интервал времени между точками  $B_1$  и  $B_2$  ( $A_1$  и  $A_2$ ) равен  $\Delta t$  (отн. ед.) и значение по оси  $x$  соответственно равно  $\Delta x$  (отн. ед.). Рассмотрим очень тонкую бесконечную трубку, соединяющую точки  $B_1$  и  $A_2$ , соответствующие положению тела 1 в настоящем и тела 2 в будущем. Предположим, что в данной конической трубке, могут существовать потоки двух типов  $j_1$  и  $j_2$ , которыми обмениваются тела 1 и 2 (рис.17б).

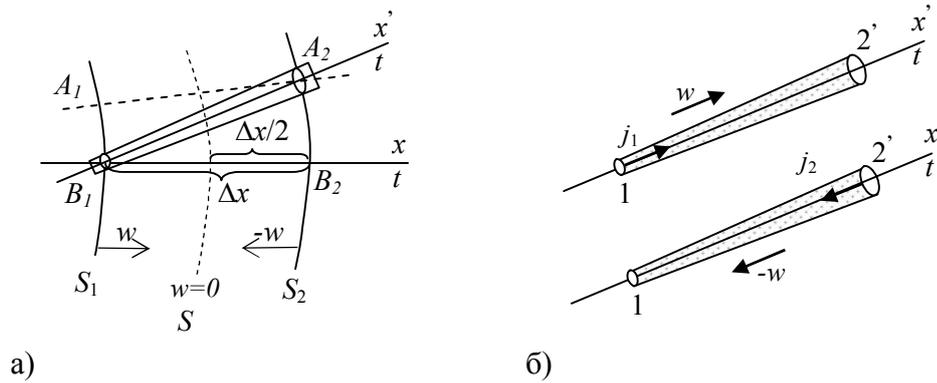


Рис.17

Для суммарного потока по трубке, например, для  $P_1$  можно записать выражение аналогичное формуле (6):

$$P_1 = \frac{dN_1}{dt} = j_1(x)S(x) = const \quad (76)$$

Допустим, что для данных потоков выполняется равенство:

$$P_1 = P_2 \quad (77)$$

Тогда для отношения плотностей потоков: трансляции от первого тела и потока от второго тела можно записать:

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{S_2}{S_1} = e^{2\frac{\Delta x}{x_0}} \quad (78)$$

$x_0$  – масштаб длины (отн. ед.)

В данном выражении использовалось соотношение для отношения площадей в случае бесконечной трубки (формула (9)).

## 5.2. Физические информационные сигналы

Понятие космического потока, введенное Козыревым [1,2], является близким по содержанию к термину спирального (кирального) поля, присутствующего в современных физических работах. В более поздний период другими исследователями были выполнены близкие по содержанию эксперименты [10,11]. В опытах Козырева с помощью телескопа-рефрактора регистрировались изображения звезд при максимальном расстоянии до звезды около  $l \sim 2,25 \cdot 10^6$  свет. лет [3,4] (рис.18). Козырев предполагал, что все три сигнала от звезды сформированы с помощью космического потока.

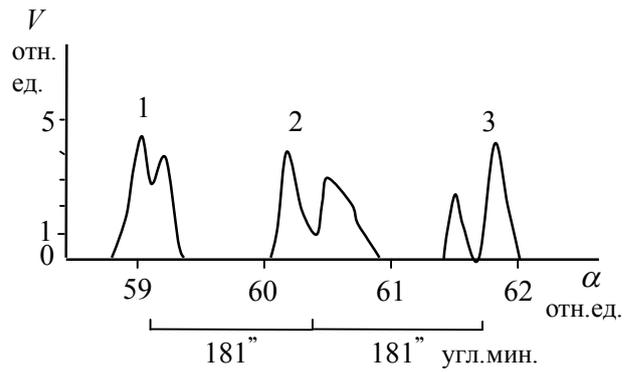


Рис.18. Сигналы космического потока от звездной системы [4]

Один из сигналов (2) соответствовал мгновенному изображению звезды, регистрируемому без задержки во времени, сигнал (1) имел задержку во времени  $\Delta t = \frac{l}{c}$  ( $l$  -расстояние до звезды,  $c$  -скорость света), и другой сигнал (3) являлся симметричным, относительно момента настоящего и располагался на расстоянии  $\Delta t = \frac{l}{c}$ .

Рассмотрим интерпретацию данного эксперимента, предложенную Козыревым в одной из своих работ [5].

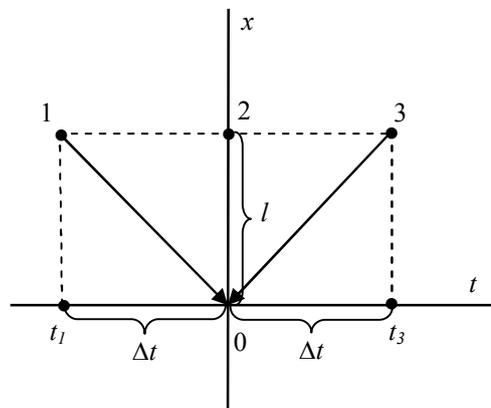


Рис.19. Движение сигналов космического потока в пространстве Минковского [5]

Звезде в пространстве Минковского сопоставлялись три точки: 1 –положение звезды в прошлом, 2 –мгновенное изображение звезды, 3 –положение звезды в будущем (рис.19). В место нахождения детектора – точку О могут прийти следующие сигналы космического потока: от звезды в прошлом (1) со скоростью  $c$ , от звезды в настоящем (2) – мгновенный сигнал, и от звезды в будущем (3) со скоростью  $-c$ .

Последний сигнал (3), согласно Козыреву, должен двигаться в обратном направлении оси времени.

Следует заметить, что гипотезы относительно обратного течения времени для античастиц высказывались в связи с открытием позитрона и других античастиц [19-21,33,34]. Как известно, данный принцип инверсии во времени нашел отражение во введении СРТ-теоремы в физике элементарных частиц.

Представим движение физических информационных сигналов и световых сигналов в пространстве событий  $V$  (рис.20). Пусть  $S_2$  является неподвижной синхроповерхностью, а две другие синхроповерхности  $S_1$  и  $S_3$  расположены относительно  $S_2$  на расстоянии:

$$\Delta x = w \cdot \Delta t \quad (79)$$

Величины  $\Delta x$  и  $\Delta t$  выражены в относительном масштабе. В абсолютном масштабе расстояние между данными синхроповерхностями равно  $2a$ .

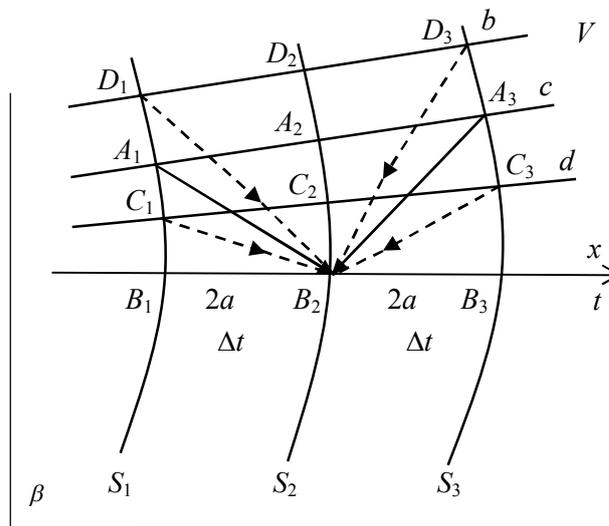


Рис.20. Движение физических информационных сигналов и световых сигналов в пространстве событий

Допустим, что на синхроповерхности  $S_1$  на расстоянии  $l_0^1$  (отн. ед.) находятся два физических тела, которым соответствуют точки  $A_1$  и  $B_1$ . Предположим, что длина  $l_0^1$  и интервал времени  $\Delta t$  связаны с помощью формулы:

$$l_0^1 = c \cdot \Delta t \quad (80)$$

$$l_0^1 = \frac{l_1}{l_0} \quad l_1 - \text{длина дуги } A_1B_1, l_0 - \text{эталон длины на } S_1$$

Пусть событие  $A_1$  соответствует излучению фотона в направлении тела  $B_1$ . Синхроповерхность  $S_2$  остается неподвижной в пространстве ( $w=0$ ), а две другие синхроповерхности  $S_1$  и  $S_3$  движутся по направлению к  $S_2$ :  $S_1$  - со скоростью  $w$ , а  $S_3$  - со скоростью  $-w$ . Данные свойства синхроповерхностей  $S_2$  и  $S_3$  можно связать с наличием зеркальных свойств в пространстве событий (п.2.5), что находит выражение в симметричном движении данных синхроповерхностей относительно неподвижной  $S_2$ .

Ввиду увеличения длины всех дуг предельной окружности согласно формулы (38):

$$\frac{dl}{l} = 2a \cdot dx \quad (81)$$

Соотношение для длин дуг (абс. масшт.):  $l_1 = A_1B_1$ ,  $l_2 = A_2B_2$ ,  $l_3 = A_3B_3$ , расположенных на синхроповерхностях  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  соответственно будет выражено в виде пропорции (8):

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{l_3}{l_2} = e^{2a} \quad (82)$$

Аналогичным образом происходит увеличение эталонов длины  $l_0$ ,  $l_0'$ ,  $l_0''$  (абс. масшт.), расположенных на данных синхроповерхностях  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  соответственно:

$$\frac{l_0'}{l_0} = \frac{l_0''}{l_0'} = e^{2a} \quad (83)$$

Наблюдаемые измеряемые длины на каждой из синхроповерхностей  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ , определенные посредством отношения (16) остаются неизменными:

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{l_2}{l_0'} = \frac{l_3}{l_0''} = const \quad (84)$$

$$l_0^1 = l_0^2 = l_0^3 = const \quad (85)$$

В пространстве событий фотон относительно любой синхроповерхности движется со скоростью света ( $c=const$ ). За время  $\Delta t$  фотон должен преодолеть расстояние от точки  $A_1$  до  $B_2$  двигаясь в пространстве вдоль отрезка прямой, соединяющей точки  $A_1$  и  $B_2$ . В точке  $B_2$  происходит поглощение фотона. Длина отрезка, согласно свойству инвариантного расстояния (п.2.3), может быть выражена в абсолютном масштабе:  $A_1B_2=2a$ , либо в относительном масштабе:  $A_1B_2=\Delta x$ .

Аналогично можно рассмотреть излучение фотона физическим телом из точки  $A_3$ , расположенной на синхроповерхности  $S_3$ , которая является симметричной относительно  $S_2$ . Точечное событие  $A_3$  будет являться событием будущего и будет

обладать определенной вероятностью  $p(A_3)$  свершения данного события в настоящем на синхроповерхности  $S_2$ . В точке  $B_2$  произойдет поглощение данного фотона.

Рассмотрим физические тела и соответствующие им точечные события  $D_1$  и  $C_1$  на синхроповерхности  $S_1$  (рис.20), расположенные на расстояниях  $e^{2a} \cdot l_1$  и  $e^{-2a} \cdot l_1$  (дуги  $D_1B_1$  и  $C_1B_1$  соответственно) от тела  $B_1$ . Точки  $D_1$  и  $C_1$  будут соответствовать излучению физических информационных квантов телом, находящемся на синхроповерхности  $S_1$ . Пунктиром на рис.20 показаны пути данных сигналов от этих точек до точки  $B_2$ , где происходит их поглощение. Пройденное сигналами расстояние в пространстве в абсолютном масштабе равно  $2a$ , а в относительном  $\Delta t$ :

$$|D_1B_2| = |C_1B_2| = 2a \quad (86)$$

$$|D_1B_2| = |C_1B_2| = w \cdot \Delta t \quad (87)$$

Определим скорости перемещения информационных сигналов относительно синхроповерхности  $S_1$  в виде отношения длины измеряемой дуги предельной окружности (отн. масшт.) к промежутку времени (отн. масшт.). Скорости физических информационных сигналов, распространяющихся от точек  $D_1$  и  $C_1$ , запишутся соответственно в виде:

$$v_1 = \frac{e^{2a} \cdot l_0^1}{\Delta t} = e^{2a} \cdot c \quad (88)$$

$$v_2 = \frac{e^{-2a} \cdot l_0^1}{\Delta t} = e^{-2a} \cdot c \quad (89)$$

Ввиду этого, скорость физических информационных сигналов относительно синхроповерхности  $S_1$  можно представить следующим образом:

$$v_n = \frac{l_0^n}{\Delta t} = e^b \cdot c \quad (90)$$

$\Delta t \neq 0$ ,  $b$  – действительное число

В дифференциальном виде скорость физических информационных сигналов будет иметь вид:

$$v = \frac{dl_1}{dt} \quad (91)$$

В данной формуле приращение времени не равно нулю ( $dt \neq 0$ ), а приращение длины может быть равно нулю ( $dx=0$ ). Аналогично можно рассмотреть движение информационных сигналов от точечных событий  $D_3$  и  $C_3$ , расположенных на синхроповерхности  $S_3$ , по направлению к точке  $B_2$  и определить их скорости согласно формулам (88)-(91).

Ввиду равенства для длин дуг предельных окружностей (85) (отн. масшт.), заключенных между параллельными линиями, относительная скорость (формулы (88)-(91)) может быть определена на каждой из рассмотренных синхроповерхностей.

Скорость трансляции физического информационного и светового сигналов в пространстве событий имеет одно и то же значение (по абсолютной величине) равное скорости движения в пространстве  $w$ . Для передачи информации требуется конечная и не равная нулю величина трансляции  $(\Delta x, \Delta t)$ . Скорости движения физических информационных сигналов относительно синхроповерхности согласно формулам (88)-(91) могут принимать значения большие или меньшие величины скорости света. Спектр значений данных скоростей, вероятно, является непрерывным с наличием максимумов вблизи значений  $v_n = c \cdot e^{a_1 n}$ , где  $a_1$  – основной абсолютный масштаб,  $n$  – целое число.

Передача физических информационных сигналов в пространстве событий связана с конечным расстоянием между синхроповерхностями и наблюдается только при существовании движения в пространстве.

## Заключение

В настоящей работе автор исходил из предположения, что в природе могут существовать сигналы (кванты), имеющие сколь угодно большие скорости. Ввиду этого, становится возможным получение мгновенных изображений областей космического пространства.

Для физического обоснования данного предположения требуется построение особого пространства событий, содержащего понятие мгновенности синхронности событий, невзирая на космические расстояния. В данном пространстве каждому физическому телу ставится в соответствие точечное событие. Пространство событий и точечное событие требуется наделять физическими полевыми и информационными характеристиками для возможности описания реальных физических процессов. Допускается соответствие пространства событий и наблюдаемой Вселенной.

Структура данного пространства предполагает использование неевклидовой геометрии, в которой возможно существование равноотстоящих друг от друга объемных структур – синхроповерхностей, на которых располагаются мгновенные события. Благодаря этому, возможно определение космического времени, каждый момент которого наступает мгновенно, синхронно во всей Вселенной.

Пространство событий содержит асимметрию относительно главной оси: расширение в положительном направлении и сжатие в отрицательном. Вместе с тем, допускаются также представления о различии правой и левой спиральностей в данном пространстве.

Взаимодействие между физическими телами предполагает наличие гипотетического полевого взаимодействия, связанного с известными четырьмя взаимодействиями (электромагнитным, гравитационным, сильным и слабым). Подразумевается проявление информационного аспекта данного гипотетического взаимодействия.

В некоторых рассмотренных экспериментах предполагалась регистрация мгновенных изображений звездных систем. Ввиду этого, для обоснования положений настоящей работы целесообразно проведение астрофизических и лабораторных экспериментов близких по содержанию.

## Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность за обсуждение работы: проф. А.С.Савелову и проф. В.А.Курнаеву (каф. “Физика плазмы” Московского инженерно-физического института), руководителю семинара “Изучение феномена времени” д.б.н. А.П.Левичу (Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова), к.ф.м.н. Н.Е.Невесскому (Отдел Теоретических Проблем РАН).

## Литература

1. Козырев Н.А. Причинная или несимметричная механика в линейном приближении (1958), в кн.: Избранные труды, Л.: Изд. Ленингр. Университета, 1991, с.232-287.
2. Козырев Н.А. Причинная механика и возможность экспериментального исследования свойств времени (1963), в кн.: Избранные труды, Л.: Изд. Ленингр. Университета, 1991, с.288-312.
3. Козырев Н.А. Новый метод определения тригонометрических параллаксов на основе измерения разности между истинным и видимым положением звезды. Астрометрия и небесная механика. Пробл. исслед. Вселенной; Вып.7. М.-Л., 1978, с.168-179.
4. Козырев Н.А. О некоторых свойствах времени, обнаруженных астрономическими наблюдениями. Пробл. исслед. Вселенной, Вып.9, М.-Л., 1980, с.76-84.
5. Козырев Н.А. Астрономическое доказательство реальности четырехмерной геометрии Минковского. Пробл. Исслед. Вселенной, вып.9, М.-Л., 1980, с.85-93.
6. Эйнштейн А. О принципе относительности и его следствиях (1907). Полн. собр. соч., т.1, М., Изд. Наука, 1965, с.65-115.
7. Левич А.П. Метаболическое время естественных систем. Системные исследования. Методологические проблемы. Ежегодник. 1988. М.: Изд. Наука, 1989, с.304-325.
8. Конструкции времени в естествознании. На пути к пониманию феномена времени. ч.1. Междисциплинарное исследование: Сб. научных трудов (под ред. Б.В.Гнеденко). М.: Изд. МГУ, 1996, 304 с.
9. On the way to understanding the time phenomenon. (Editor A.P.Levich). World Scientific. Part 1. 1995. 304 p., Part 2. 1996. 236 p.
10. Лаврентьев М.М., Еганова И.А., Луцет М.К., Фоминых С.Ф. О дистанционном воздействии звезд на резистор. ДАН СССР, 1990, т.314, №2, с.352-355.
11. Лаврентьев М.М., Гусев В.А., Еганова И.А., Луцет М.К., Фоминых С.Ф. О регистрации истинного положения Солнца. ДАН СССР, 1990, т.315, №2, с.368-370.
12. Коротаев С.М., Сердюк В.О., Сорокин М.О., Мачинин В.А. Экспериментальное исследование нелокальности контролируемых процессов. Физическая мысль России, 2000, №3, с.20-26.

13. Коротаев С.М., Сердюк В.О., Наливайко В.И., Новыш А.В., Гайдаш С.П., Горохов Ю.В., Пулинец С.А., Канониди Х.Д. Экспериментальное исследование макроскопической нелокальности некоторых гелио-геофизических процессов. М.: ОИФЗ РАН, 2004, с.167-74.
14. Невесский Н.Е. Информационная динамика. Труды отдела теор. проблем РАН. М.: 2001, 282 с.
15. Finkelstein D. Space-time code. Phys. Rev. 1969, V.184, N.5, pp.1261-71; Phys. Rev. D. 1972, V.5, N.2, pp.320-28; Phys. Rev. D. 1972, V.5, N.12, pp.2922-31; Phys. Rev. D. 1974, V.9, N.8, pp.2219-36.
16. Кадомцев Б.Б. Динамика и информация. М.: Редакция журн. УФН, 1997, 400 с.
17. Бауместер Д., Экерг А., Цайлингер А. Физика квантовой информации (пер. с англ.). М.: Постмаркет, 2002, 376 с.
18. Пенроуз Р. Новый ум короля (пер. с англ.), М.: Эдиториал УРСС, 2003, 384 с.
19. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны: Введение в физику частиц (пер. с англ.) М.: Мир, 1987, 456 с.
20. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц (пер. с англ.) М.: Мир, 1987, 624 с.
21. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, 346 с.
22. Лобачевский Н.И. О началах геометрии (1830). Полн. собр.соч., т.1, М.Л.: Гостехиздат, 1946, с.185-261.
23. Лобачевский Н.И. Пангеометрия (1855). Полн. собр. соч., т.3, М.Л.: Гостехиздат, 1951, с.431-524.
24. Девис П. Случайная Вселенная (пер. с англ.) М.: Мир, 1965, 160 с.
25. Глэшоу Ш.Л. Очарование физики (пер. с англ.) Ижевск: Изд. Регул. и хаотич. динамика, 2002, 336 с.
26. Сухонос С.И. Масштабная гармония Вселенной. М.: София, 2000, 310 с.
27. Кирко Д.Л. Логарифмическая шкала длин и модель природных событий. М.: Крымский вал, 1997, 80 с.
28. Dawson K.S. et.al. A preliminary detection of arcminute-scale cosmic micro-wave background anisotropy with the bima array. Astrophys. J. 2001, V.553, N.1, Pt.2, L1-L4.
29. Смуг Дж.Ф. Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение. УФН, 2007, т.177, №12, с.1294-1317.
30. Вейнберг С. Гравитация и космология (пер. с англ.). М.: Платон, 2000, 695 с.
31. Рис М., Руффини Р., Уиллер Дж. Черные дыры, гравитационные волны и космология (пер. с англ.) М.: Мир, 1977, 376 с.
32. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975, 736 с.
33. Фейнман Р.Ф., Мориниго Ф.Б., Вагнер У.Г. Фейнмановские лекции по гравитации (ред. Хатфилд Б.) (пер. с англ.) М.: Янус-К, 2000, 296 с.
34. Райдер Л. Элементарные частицы и симметрии (пер. с англ.) М.: Наука, 1983, 317 с.