сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-86-50

В.Г.Николенко

ОПЕРАЦИОННОЕ ПОСТРОЕНИЕ КИНЕМАТИКИ ПЕРЕСЫЛОК

1986

В последнее время часто обсуждается вопрос об однопробежной скорости света /световой сигнал проходит траекторию только в одном направлении/ и тесно связанный с ним вопрос об определении одновременности удаленных событий [1]. Положение об изотропии однопробежной скорости света является составной частью постулата специальной теории относительности /СТО/ о постоянстве скорости света. И кажется несколько странным, что этот вопрос остается до сих пор предметом острых дискуссий. В самом деле, на условность /конвенциальность/ одновременности удаленных событий Пуанкаре [2] указывал еще в 1898 г.; Рейхенбах [3] подробно исследовал этот вопрос в 1928 г.; работа Робба [4] /1921 г./ демонстрирует, что объективный смысл имеет только абсолютное упорядочение событий, обеспечиваемое возможной причинно-следственной связью событий /обменом сигналов/.

Можно выделить три этапа в представлении о временной и пространственной координации событий. 1/ В механике Ньютона двум событиям /или точкам/ приписывался абсолютный промежуток времени /абсолютное расстояние/, даже если не существует приборов, которыми эти величины могли бы быть измерены. При этом расстоянию могут соответствовать различные пространственные координаты, но промежуток времени сам является единственной временной координатой. 2/ В СТО двум событиям соответствуют различные промежутки времени в различных системах отсчета /с.о./, но в СТО, как и раньше, имеется только одна временная координата в определенной с.о. 3/ В последнее время уделяется много внимания доказательству и обсуждению такого утверждения: и в одной с.о. в зависимости от конвенции об одновременности событий можно выбирать различные временные координаты [1]. Это означает, с точки зрения работы [5], где предпринята попытка операционного построения кинематики, что понятия СТО /время, длина, одновременность/ и ее утверждения /изотропия скорости света, относительность отставания часов и сжатия стержней/ включают в себя нетривиальные конвенции, которые можно исключить из теории.

Цель настоящей работы - систематически изложить кинематику, по возможности не пользуясь конвенциональными понятиями и основываясь на постулатах, допускающих /в принципе/ непосредственное экспериментальное подтверждение. Основные понятия и определения будем вводить, следуя операционному принципу, т.е. на основе рассмотрения экспериментальных операций, в которых соответствующие величины могут быть измерены. Постараемся приблизить изложение к аксиоматическому, насколько это представляется возможным при операционном подходе. Определения и аксиомы будем вводить в процессе изложения по мере необходимости. Высказывания, на которые приходится ссылаться, отмечаются значками типа: определения - 01.2, аксиомы - А3.1, теоремы - 4.1 /цифры - номер пункта и номер внутри пункта/.

01.1-01.3 Определение часов, сравнение их. Время.
02.1, 02.2. Референтные события. Пересылки.
02.3, 2.1, 4,1, 4.7, 2,2. к - коэффициенты. Сложение скоростей.
02.4. ℓ -координата. Расстояние r.
04.1, 03,1, А3.1, А3.2. Пересылки траекторные /удаленные/, локальные, свободные и несвободные.
02.5. Стационарные пересылки /точки/. Покоящиеся R и стационарные S точки.
02.6, 4.2, 4.7. $\mathbf{v}$ - и u-скорости движения и перемещения.
А3.1, А3.2, 3.1-3.3. Симметрия свободных и несвободных пересылок.
4.4, 4.5. Траекторные симметричные пересылки из E° и E^1.
05.1, 04.1, 4.1. Система отсчета /с.о./ как множество стационарных траекторий.
05.0, 5.3. τ - и $\bar{\tau}$ -координаты. Уподобление стационарных точек покоящимся.
5.4, 5.7. Инвариантность и двумерность координаций на траектории.
05.2, 5.2, 5.9-5.12. Запаздывания - d, r, δ. Геометрическая координация точек с.о.
5.13-5.16. $\bar{\tau}^{\gamma}$ - и $\bar{T}$-координация событий в с.о.
6.1-6.4. Алгоритм общей кинематической задачи. Произвольная пересылка.

1. ЧАСЫ, МАСШТАБНЫЕ КОНВЕНЦИИ, ВРЕМЯ В ТОЧКЕ

Регистрация совпадения некоторого события с одним из ряда событий часов /с "ударом" часов/ или попадание его между двумя ближайшими "ударами" является элементарной измерительной операцией. К набору таких операций в точках разных часов, по-существу, сводится любое кинематическое измерение. И прежде всего необходимо определить /фиксировать/ требования, которым должны удовлетворять стандартные часы. Обычно априори [7] предполагается, что часы "одинакового устройства" в разных инерциальных системах отсчета обладают "одинаковым ходом", и не рассматриваются эксперименты, на основании которых можно непосредственно установить эту "одинаковость". Такой подход имеет оправдание только потому, что полученные на его основании выводы СТО подтверждаются экспериментами на реальных часах. Однако предпочтительнее с самого начала опереться на опыт при определении одинаковых часов.

Для этого рассмотрим совокупность некоторых разнородных циклических процессов, таких, что любой цикл каждого процесса приводит к событию в некоторой точке 0. Пусть в точке 0 регистрируем в промежутке между n_i соседними событиями i-го процесса n_j соседних событий j-го процесса. 01.1 - Если отношения чисел n_i/n_j для данной совокупности процессов остаются неизменными при изменении некоторых физических условий, то в этих условиях можно использовать нашу совокупность процессов в качестве часов точки 0.

Существенно, что подобные эксперименты можно провести, имея в распоряжении только совокупность разных типов процессов [8] /а не один процесс/, поэтому именно совокупность удовлетворяющих условиям 01.1 процессов называем часами.

Кроме сравнения разных процессов одних чисел подобным образом можно сравнить и соответственные процессы двух часов А и В, если точки А и В совпадают. 01.2 - При таком сравнении стандартных часов должно выполняться равенство $n_i(A)/n_i(B)=1$. В дальнейшем будем иметь дело только с такими часами.

Обычно принято приписывать соседним событиям выделенного процесса $(i=0)$ стандартных часов некоторое число М /масштабный множитель/, и говорить, что промежуток времени между такими событиями равен М единиц времени. Равенство масштабных множителей разных стандартных часов А и В при совпадении точек А и В основывается на сравнении соответственных процессов этих часов $(n_i(A)/n_i(B)=1)$. Если же после сравнения часы разнесены в пространстве, то уже не существует опыта, который бы ограничивал нас в выборе масштабных множителей для них. Выбор одинаковых множителей, проводимый обычно, - простейший выбор, но от этого он не перестает быть конвенциональным [9].

На произвольности выбора масштабного множителя стандарта длины основано утверждение о конвенциональности геометрии. Однако конвенция здесь /как и с часами/ кажется неизбежной только в том случае, если считать длину присущей телу и масштабу, каждому самому по себе. На самом деле, измеряемая в опыте длина есть отношение, характеризующее совместно тело и масштаб /масштаб укладывается вдоль тела столько-то раз/. Так что говорить о длине самого стандартного масштаба просто не имеет смысла. Подобно этому время характеризует не некую длительность, саму по себе протекшую между двумя событиями, а отношение между этими событиями и рядом событий в часах. Имея это в виду, обсуждаемую масштабную конвенцию легко исключить из теории с самого начала. 01.3 - Для этого определим промежуток времени $\tau_{12}(0)$ часов точки 0 между происходящими в точке 0 событиями 1 и 2 /с.1 и с.2/ как число укладывающихся между событиями 1 и 2 "ударов" выделенного $(i=0)$ процесса стандартных часов или как отношение n_0/m, если с.1 и с.2 относятся к ряду периодических событий, насчитано m таких событий между n_0 "ударами". /При этом промежуток времени выражается рациональным числом/. Так как при данном определении промежуток времени характеризует отношение между измеряемыми событиями и процессом в часах, то лишены смысла вопросы как о самоконгруэнтности разных одноименных циклов одних часов /неизменность масштабного множителя/ при переносе их, так и о конгруэнтности одноименных циклов двух удаленных часов /в пользу такой точки зрения см. замечание Клиффорда о масштабах длины [11]/.

Такое представление о времени в кинематике отличается от широко распространенной точки зрения [7] тем, что 1/ время определено только локально относительно часов /время данных часов/, 2/ отсутствуют конвенции о масштабных множителях. Благодаря этому утверждения о времени в кинематике получают определенность и строгость, но само понятие времени при этом становится более конкретным и узким в философском смысле.

2. СИГНАЛЬНЫЕ ПЕРЕСЫЛКИ. ПОКОЙ. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИЖЕНИЯ И ПЕРЕМЕЩЕНИЯ

Экспериментальная связь между показаниями часов и удаленным событием можно установить только с помощью сигналов. 02.1 - Сигнальную связь часов A с событием b полностью характеризуют два события /назовем их референтными/ b^- и b^+, соответствующих отправлению сигнала из точки A к событию b и приему в A сигнала, отраженного в момент события b от точки B /рис.1/. /Ниже точки и события в них обозначим соответственно большими и малыми буквами или цифрами/. Событиям a и b соответствуют в точке C референтные события $a^-(C)$, $a^+(C)$, $b^-(C)$, $b^+(C)$ и промежутки времени между ними $\tau_{ab}^{--}(C)$, τ_{ab}^{+-} ... Такие обозначения, несмотря на громоздкость, отражают экспериментальную процедуру и тем самым уменьшают возможность путаницы.

02.2 - Простейшим объектом операционной кинематики пересылок /ОКП/ будет пересылка, представляющая собой точки-часы /или просто точки/ и γ-сигналы /часто пара близких сигналов/, распространяющиеся между этими точками /рис.1/. Пересылки обозначаются перечислением ряда событий в точках /A,B/ отправления и приема сигналов $(\gamma_{12}, \gamma_{34})$ в порядке прохождения /для пары близких сигналов в обозначениях используются только события первого сигнала / - a_1ba_2, a_12a_2. Часто, когда имеется в виду множество пересылок, указывается только ряд точек: AB, ABA. Везде Δx обозначает разность величин x для смежных односигнальных пересылок / 12, 34/, в которых время $(\tau_{13} \equiv \Delta\tau_-(A)$, $\tau_{24} \equiv \Delta\tau_+(B)$, индексы - и + указывают на уход и приход сигналов/ между отправлениями и приемами сигналов достаточно мало. Такие две

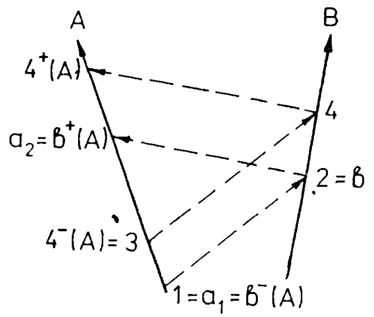

Рис.1

/12 и 34/ односигнальные пересылки составляют двухсигнальную пересылку AB /рис.1/.

02.3 - Удобной характеристикой двухсигнальной AB является отношение $k(AB) \equiv \Delta\tau_-(A)/\Delta\tau_+(B)$- коэффициент пересылки /аналог k-коэффициента [10]/. Для кинематики обычных частиц $-0 < k < \infty$. В частности, для получения k можно измерить отношение частот спектральной линии. 2.1. - Очевидно, что в asb имеем $k(asb) = k(as)\cdot k(sb)$. 02.4 - Величину $\ell(AbA) \equiv \frac{1}{2}[\tau_b^+(A) - \tau_b^-(A)]$ называем локационной координатой события b в B относительно односигнальной AbA /рис.1/. Она позволяет говорить о близости или удаленности b от A в сравнении с другими событиями. Перемещение /дислокация/ B относительно ABA характеризуется /рис.1/ величиной $2\Delta\ell_{24} \equiv \tau_{24}^{++}(A) - \tau_{24}^{--}(A)$. /Если имеет место совпадение A и B, то все сигналы в измерении ℓ и v /см. 02.6/ должны для однозначности операций посылаться и приниматься либо до совпадения A и B, либо после него/. Место b относительно AbA характеризуется локационной координатой ℓ /AbA/, и если она неизменна /не зависит от b /, то называем ее расстоянием r, которое в ОКП относится к ABA, а не к системе отсчета. 02.5 - Точки S_1 и S_2 стационарны на множестве M пересылок $S_1S_2S_1$, $S_2S_1S_2$, S_1S_2, S_2S_1, если для любых пересылок из M $\Delta\ell = 0 = \Delta k$ /это равносильно условиям $k(S_1S_2)\cdot k(S_2S_1) = 1$, $\Delta k = 0$/. Частным случаем стационарных точек являются покоящиеся точки, когда $k(M) = 1$. Правильнее говорить не о стационарных точках, а о стационарных пересылках.

При $k \neq 1$ величина k может служить характеристикой движения, но полезно определить скорости движения u и перемещения v /v будет сопоставлена в п.6 [6] со скоростью СТО/. 02.6 - Скорость движения в пересылке AB /или относительно AB/ определяем таким образом:

$$u(AB) = \frac{1 - k^2(AB)}{1 + k^2(AB)} \equiv \frac{\Delta\tau_+^2(B) - \Delta\tau_-^2(A)}{\Delta\tau_+^2(B) + \Delta\tau_-^2(A)}, \quad -1 < u < 1.$$

Скорость перемещения в ABA определяется как

$$v(ABA) \equiv \frac{1 - k(AB)\cdot k(BA)}{1 + k(AB)\cdot k(BA)} \equiv \frac{\Delta\tau_+(A) - \Delta\tau_-(A)}{\Delta\tau_+(A) + \Delta\tau_-(A)}, \quad -1 < v < 1.$$

Для разлетающихся $(\Delta\ell > 0)$ A и B $v > 0$ для слетающихся $(\Delta\ell < 0)$ $v < 0$. Знак u не определяется перемещением. $v(AbA)$ выражается через $u(Ab)$ и $u(bA)$. Для измерения v достаточно одних часов, для измерения u необходимо двое часов. При $u(Ab) = 0$ и $u(bA) = 0$ $v(AbA) = 0$, т.е. без движения нет перемещения. Но может быть движение /стационарное движение/ без перемещения.

Учитывая связь u, v и k /02.4 и 02.5/, получаем из 2.1 такие следствия:

$$u(a_1s_1b) = \frac{u(a_1s_1) + u(s_1b)}{1 + u(a_1s_1)\cdot u(s_1b)}, \quad v(a_1s_1bs_2a_3) \frac{v(a_1s_1a_2) + v(s_1bs_2)}{1 + v(a_1s_1a_2)\cdot v(s_1bs_2)}. \qquad /2.2/$$

Последнее равенство имеет место только при $k(s_1a_2) = k(s_2a_3)$.

3. СИММЕТРИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПЕРЕСЫЛОК

Данные опыта для ряда смежных /следующих непосредственно друг за другом/ пересылок AB дают нам два ряда событий в A и B, сопоставимых между собой. Вводя величину k, мы надеемся, что в каких-то отношениях можем отвлечься от показаний часов и интересоваться только k-коэффициентами. Итак, имеем два ряда значений k: один, полученный в AB для пересылок множества E°, другой - в BA для E^1. Дальнейший шаг к уменьшению числа величин, с которыми приходится работать, может быть сделан, исходя из следующих предположений, относящихся к нестационарным $(\Delta\ell \neq 0)$ точкам A и B, разлетающимся из одной точки /или слетающимся в точку/ и достаточно удаленным от третьих тел, для того чтобы они не возмущали пересылок AB и BA. 03.1 - Такие свободные пересылки будем называть для определенности локальными, подчеркивая этим близость A и B и факт их совпадения. A3.1 - Если нет объектов, по-разному действующих на такие AB и BA, то для невзаимодействующих A и B естественно ожидать постоянства $k(AB)$ на E° и $k(BA)$ на E^1. /Из этого уже следует симметрия v-скоростей: $v(ABA) = v(BAB)$ на E° и E^1 /. Кроме того, можно предположить, что поскольку взаимодействие всего мира не выделяет AB и BA, то имеет место симметрия /"равноправность"/ самих этих пересылок на E° и E^1, т.е. $k(AB) = k(BA)$ и, значит, симметрия u-скоростей $u(AB) = u(BA)$.

A3.2 - Пусть теперь AB и BA несвободны из-за взаимодействия с миром или действия друг на друга A и B, т.е. $\Delta k(E^\circ, E^1) \neq 0$. Представим, что промежутки времени между сигналами в рядах смежных пересылок можно устремить к нулю при стремлении к нулю ℓ между A и B. Тогда мы получили бы возможность в пределе сопоставить AB и BA в момент совпадения A и B, т.к. в пределе существовали бы одновременные /в точке совпадения/ пересылки. Предполагаем симметрию таких несвободных локальных пересылок $/k(AB) = k(BA)$ в точке/. A3.1 можно рассматривать как частный случай A3.2, когда симметрия проявляется не только в точке совпадения. Подчеркнем, что мы требуем в A3.2 симметрии AB и BA независимо от равномерного или ускоренного движения A и B относительно мира. Но часы A, B могут и "портиться" при достаточно больших ускорениях /относительно мира/, поэтому "равноправность" пересылок может нарушаться /см.п. 6/.

Приведем некоторые непосредственные следствия симметрии локальных AB и BA на E° и E^1: 3.1. - Для скоростей в таких пересылках имеем $u(AB) = u(BA) = v(ABA) = v(BAB)$. Теперь из $\Delta\ell(ABA) > 0$ следует,

что и $\Delta\ell(BAB) > 0, k(M) < 1, u(M) > 0$. Первые два неравенства выполняются для ABA и BAB, составленных из элементов множества $M = E^\circ + E^1$. 3.2. - Для AB и BA соответственно имеем $\Delta\tau_-(A) = k\Delta\tau_+(B)$, $\Delta\tau_-(B) = k\Delta\tau_+(A)$.

3.3.- Рассмотрим некоторую операцию, представляющую собой совокупность пересылок из E° и E^1, и функцию, соответствующую этой операции. Если в этой операции заменить пересылки на симметричные, то получим симметричную операцию, а функция останется инвариантной. Простейшей иллюстрацией этого является инвариантное произведение $\Delta\tau_-(AB)\cdot\Delta\tau_+(BA) = \Delta\tau_-(BA)\cdot\Delta\tau_+(AB)$.

Из 3.1 и 3.2 следуют соотношения

$$\Delta\ell_{24} = \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}\Delta\tau_{24}(B), \quad \Delta\tau^{++}_{24}(A) + \Delta\tau^{--}_{24}(A) = \frac{2\Delta\tau_{24}(B)}{\sqrt{1-v^2}}. \qquad /3.4/$$

Отсюда можно заключить, что частица B, живущая сколь угодно мало $(\Delta\tau_{24}(B) \to 0)$, может иметь конечный "пробег" $\Delta\ell_{24}(ABA)$.

3.5. - Если для пар A, S и S, B имеет место A3.1, то в 2.2 условия для закона сложения v-скоростей выполнены.

4. ПЕРЕСЫЛКИ НА СТАЦИОНАРНЫХ ТРАЕКТОРИЯХ

В п.3 рассматривались только локальные пересылки. Цель этого пункта - параметризовать движение и перемещение в несвободных пересылках между такими удаленными точками A и B, что предполагается влияние на пересылки третьих тел. 04.1 - На множестве близких попарно стационарных точек/для свободных /03.1/ пересылок в парах/ можно задать произвольную /несвободную/ траекторию /перемещения сигналов и точек A,B/ как ряд стационарных точек $S_1, S_2, S_3, \ldots$, в которых может нарушаться свободное перемещение сигналов. Соседние в этом ряду точки называем смежными. 4.1 - Из стационарности смежных точек и из 2.1 следует $\Delta\ell(S_1 \ldots S_n \ldots S_1) = 0$ и, значит, можно говорить о стационарной траектории. Отсюда же следует, что произведение k-коэффициентов ряда пересылок вдоль замкнутой траектории равно единице, и что $k(S \ldots S')$ не зависит от траектории пересылки $S \ldots S'$ на множестве стационарных траекторий между S и S'. Будем рассматривать только частный вид пересылок $AS_A \ldots S_B B$, выделенный тем, что AS_A и $S_B B$ локальны /имеет место A3.2/, а удаленные $S_A \ldots S_B$ - стационарны. Хотя мир и влияет на $S_A \ldots S_B$ и $S_B \ldots S_A$ по-разному, но неизменно.

В п.3 определения скоростей были применены к локальным пересылкам /локальные скорости/, теперь применим их к удаленным пересылкам /траекторные скорости/. 4.2 - Из 2.1 и 4.1 следует, что $v(S_A \ldots S_B BS_B \ldots S_A) = v(S_B BS_B)$. Значит, скорость перемещения B по траектории не зависит от выбора измерительных часов на этой траектории, и можно говорить о v-скорости относительно траектории.

При суммировании соотношений типа $\Delta\tau_-(A) = k(A...B)\,\Delta\tau_+(B)$ /см. 02.3/ по ряду смежных пересылок /для каждой из которых можно считать k постоянным/ описываются пересылки, в которых промежутки времени между уходом сигналов из одной точки /приходом в другую точку/ не малы:

$$\tau^{--}_{12}(A) = \sum_{1^-}^{2^-} \Delta\tau^{--}(A) = \sum_{1}^{2} k(A...B)\,\Delta\tau(B),\ \tau^{++}_{12}(A) = \sum_{1}^{2} k(B...A)\,\Delta\tau(B). \qquad /4.3/$$

Здесь 1^-, 2^-, 1^+, 2^+ в точке А - это референтные события для событий 1 и 2 в В.

4а. Симметрия для траекторных пересылок

Условия для А...В и В...А различаются вследствие разного влияния мира, поэтому ряды этих пересылок, вообще говоря, несопоставимы /ср. А3.1 и А3.2/ и, значит, в общем случае не может быть речи о симметрии таких пересылок. 4.4 - На траектории R_1, R_2,... покоящихся точек /при локальной симметрии/ имеет место тоже симметрия для $AR_A...R_BB$ и $BR'_B...R'_AA$, когда $k(R_A A) = k(R'_A A)$ и $k(R_B B) = k(R'_B B)$ /локальные скорости не изменяются на траектории/. 4.5 - Ситуации в 4.4 и А3.1 совершенно подобны и следовательно для таких удаленных пересылок на траектории покоящихся точек имеют место соотношения 3.1-3.5.

Несмотря на численное совпадение u и v, в 4.5 операция измерения проще для u, чем для v, и v (A...B...A) сводится к u(A...B) и u(B...A). Закон сложения u-скоростей /2.2/ в пересылке А..В..С применим для произвольно двигающихся А,В,С по траектории покоящихся точек. 4.6 - Для выполнения же закона сложения v-скоростей требуется выполнение условий из 2.2.

Заметим, что основанием для предположения локальной симметрии /"равноправности"/ в А3.1 была симметрия АВ и ВА относительно мира, но подобной симметрии нет /в общем случае/ для симметричных в 4.4 между собой траекторных пересылок.

Можно показать, что при симметрии 4.4 пересылок с ЭМ-сигналом, использование в пересылках другого, вместо γ, сигнала, более медленного, не обеспечивает симметрии k-коэффициентов, то есть в этом отношении γ-сигнал уникален. А4.1 - В п.6 нам потребуется постулат, характеризующий уникальность γ в другом отношении. Перемещение по траектории источника γ-сигнала не сказывается на времени прихода его в некоторую точку. 4.7. - Благодаря А4.1 $k(R_1AR_2) = k(R_1R_2)$, что с учетом 2.1 дает $k(R_1A) = k^{-1}(AR_2)$ и $u(R_1A) = -u(AR_2)$ для R_1AR_2.

5. КООРДИНАЦИЯ ТОЧЕК И СОБЫТИЙ В СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Одна из основных задач геометрии и кинематики состоит в координации /соупорядочении/ соответственно точек и событий в не-

которой с.о. Координация в ОКП отражает реальные /или потенциально возможные/ связи между точками и событиями, и не является только формальной паспортизацией их. 05.0 - Соупорядочение событий a и b показаниями (τ^{++}_{ab}(C), τ^{--}_{ab}(C), τ^{+-}_{ab}(C)...) часов C пересылок Ca, Cb, aC, bC называем τ-координацией.

Займемся τ-координацией событий множества f /m событий/, имеющих место в некотором подмножестве F /точки 1,2,...M/ множества стационарных точек. Выберем на множестве стационарных точек единственную для каждой пары точек из F некоторую траекторию /ее будем называть смежной для этих точек/.

05.1 - Такую систему траекторий называем системой отсчета /с.о./ для событий из f. В ней возможны разнообразные пересылки как по смежным, так и не смежным траекториям. Если А и В не смежны с С, то будем, при необходимости, в координатах за знаком часов С ставить знаки /02.2/ пересылок или их траекторий: τ^{++}_{ab}(C, ADC, BEC).

Выделим минимальную информацию, достаточную для полной характеристики сигнальных отношений между событиями f, то есть найдем базисные координаты этих событий. 5.1 - Ограничение числа базисных координат обеспечено свойствами пересылок. Так, определение стационарных пересылок 02.5 дает при известных k(12), k(21) два уравнения из 02.3, связывающих четыре взаимные координаты $\tau^{\pm}_{12}(S_1)$, , $\tau^{\pm}_{12}(S_2)$ пары событий 1 и 2 в S_1 и S_2.

5.2 - Из-за того, что произведение для k-коэффициентов смежных пересылок по контуру равно единице /4.1/, нет нужды измерять их для любой пары точек из F. Так, для "треугольника" из смежных траекторий k для одной из "сторон" выражается через коэффициенты других "сторон". Поэтому можно вычислить k для любой смежной траектории, если для m-1 пересылок множества МР, связывающих точку М с остальными /из F / точками Р, будем знать k(MP). Значит, имеем m-1 независимых k, обеспечивающих знание двух k в каждом из треугольников. 5.3. - Из этих рассуждений следует возможность ввести для часов точек Р масштабные множители, равные k(MP), и использовать в определении k /02.3/ вместо τ(P) величины $\bar\tau(P) = \tau(P)k(MP)$ - тем самым уподобляя /касательно 02.3/ систему стационарных точек системе покоящихся точек, чем и воспользуемся ниже.

5а. τ-координация событий на незамкнутой траектории

Выберем для m событий множества f некоторую незамкнутую траекторию, состоящую из m-1 смежных траекторий, и рассмотрим на ней две системы E^0 и E^1 односигнальных пересылок /встречных/ - прямых 1 2 3...М и обратных М М-1...1 /рис.2/, таких, что для каждого события из f имеются две встречные пересылки с сигналами, прохождение которых через точку этого события совпадает с самим событием. Промежутки времени между прямыми сигналами отметим нулем, между обратными - единицей ($\bar\tau^{\gamma}, \gamma = 0,1$)

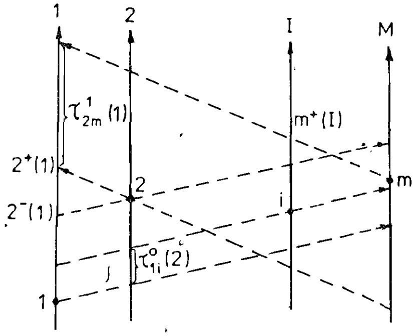

Рис.2

и назовем их $\bar\tau^\gamma$ -координатами. Так как сигналы таких пересылок связывают событий f с их референтными /02.1/ событиями в F, то $\bar\tau$-координаты можно выразить через $\bar\tau^\gamma$ -координаты /рис.2/. Значит, координатный базис можно выделять из множества $\bar\tau^\gamma$.

5.4 - Из 5.1 и 5.3 следует, что $\bar\tau^\gamma_{ij}(S) = \bar\tau^\gamma_{ij}(S')$ i, j из f, S, S′ из F. То есть $\bar\tau^\gamma$ -координата инвариантна при переходе в измерениях от одних часов траектории к другим /поэтому ниже знаки часов при $\bar\tau^\gamma$ опускаем/.

5.5 - Очевидно /рис.2/, что $\bar\tau^\gamma$ несмежных точек-событий сводимы к смежным, например, $\bar\tau^\circ_{1m}(12\ldots M) = \bar\tau^\circ_{12} + \bar\tau^\circ_{23} + \ldots + \bar\tau^\circ_{m-1m}$.

5.6 - Следовательно, m событий из f и 2m(m-1) референтных им событий в F /на траектории/ полностью характеризуются 2(m-1) значениями базисных $\bar\tau^\gamma$, например, соответствующих каждой паре смежных точек траектории. Если добавить в f одно событие, то необходимы еще две координаты, и поэтому можно говорить о двумерной координации событий на траектории. Вместо $\bar\tau^\gamma$ можно пользоваться их простейшими линейными комбинациями: $\bar\tau^1 \pm \bar\tau^\circ$. Разность $\bar\tau^1_{ij} - \bar\tau^\circ_{ij} \geq 0$ при i < j - есть удвоенное расстояние по траектории между i и j /02.2/. Она не зависит от событий и характеризует только точки и траектории, в отличие от $\bar\tau^1 + \bar\tau^\circ$, $\bar\tau^1$, $\bar\tau^\circ$.

5.7 - Величины $\bar\ell = (\bar\tau^1_{ij} - \bar\tau^\circ_{ij})/2$, $2\bar T_{ij} = \bar\tau^1_{ij} + \bar\tau^\circ_{ij} = \bar\tau^{--}_{ij} + \bar\tau^{++}_{ij}$ /определение T-координаты/ как и $\bar\tau^\gamma$ являются инвариантами для точек траектории, поэтому можно относить $\bar\tau^\gamma$, $\bar\ell$, $\bar T$ к траектории. Базис $\bar\ell$ и $\bar T$-координат содержит тоже по m-1 чисел, так как /см.5.5/ $\bar T_{1m} = \bar T_{12} + \ldots + \bar T_{m-1m}$, $\bar\ell_{1m} = \bar\ell_{12} + \ldots + \bar\ell_{m-1m}$.

Поскольку через счетное число точек всегда можно провести незамкнутую траекторию, постольку m событий всегда можно координировать в системе отсчета с помощью 2(m-1)базисных координат /двумерность 5.6/. На каждой возможной траектории в с.о. имеет место своя координация. Но в п.5в будет показано, что не все такие координаты независимы.

5б. Координация точек в системе отсчета

05.2 - Частным видом τ-координаты является $\tau^{++}_{bb}(A,s,s')$ -время запаздывания одного сигнала по отношению к другому при прохождении ими разных траекторий s и s′ между B и A /см. 5.13/. Такие величины называем задержками d. Они выделяются из других τ тем, что не зависят от событий, а характеризуют только точки и траектории. Важная роль системы стационарных точек состоит прежде всего в том, что можно, отвлекаясь от событий, говорить

о задержках, и изучать геометрические свойства этой системы до изучения собственно кинематических закономерностей. /Частным видом d являются: удвоенное расстояние, время обхода контура s сигналом $\tau^{-+}_{aa}(A,s)$, разность времен пробега контура сигналами в двух противоположных направлениях 2δ /см.5.14/.

Выделим базис задержек для m событий в с.о. /05.1/. 5.8 - Выражая задержки на некотором контуре через $\bar\tau^\gamma$ /см. 5.5/, можно показать, что любые $\bar d$ на этом контуре выражаются через расстояния между смежными точками и $\bar\delta$ контура.

5.9 - Поскольку смежные траектории выбраны произвольно и, значит, разные $\bar r$ между m точками не связаны между собой, то для вычисления любой задержки на любом контуре необходимо знать значение $\bar r$ любых смежных траекторий m(m-1)/2 чисел.

А каков базис для множества δ? 5.10 - Рассматривая выражения $\bar\delta$ через $\bar\tau^\gamma$ /см. аналоги с 5.5 в 5.13, 5.14/ для разных контуров, можно показать, что $\bar\delta_c$ составного контура равна сумме $\bar\delta_i$ составляющих его контуров с согласованными направлениями прямых пересылок /траектория, встречающаяся в двух составляющих контурах, не входит в составной контур/. Например, в тетраэдре достаточно измерить $\bar\delta_i$ только для трех треугольников. Значит, мы должны выяснить, для скольких базисных простейших треугольных контуров нужно измерить $\bar\delta_i$, чтобы вычислить все $\bar\delta_c$: с вершиной в m-й точке имеем (m-1)(m-2)/2 треугольников. Для каждого из них δ_i не зависит от остальных, так как содержит $\bar\tau^\gamma$, не появляющиеся в выражениях /см. 5.5/ для остальных треугольников. Любой же треугольник, не включающий m-ю точку, образует вместе с ней тетраэдр, а значит, $\bar\delta_c$ для него есть сумма $\bar\delta_i$ для остальных треугольников тетраэдра. 5.11 - Таким образом, достаточно знать (m-1)(m-2)/2 независимых значений $\bar\delta_i$ для базисных треугольников, чтобы можно было через них выразить $\bar\delta_c$ для любого контура с.о.

5.12 - Выделенные в 5.2, 5.9, 5.11 для множеств k, r, δ базисные значения полностью характеризуют геометрию рассматриваемой системы m точек и m(m-1)/2 смежных траекторий с.о. Если не конкретизировать свойства смежных траекторий /например, не выбирать их наикратчайшими/, то нельзя получить частных геометрических закономерностей типа связи расстояний в геометрических фигурах.

5в. Координация событий в системе отсчета

Теперь перейдем к выделению базиса $\bar\tau$-координат, характеризующих m событий в с.о. При этом будем считать, что k, $\bar r$, $\bar\delta$, характеризующие точки и траектории с.о., нам уже известны. Для этого нам нужно найти, согласно 5.6, связи между двумерными координациями /два числа из $\bar\tau^\circ$, $\bar\tau^1$, $\bar\ell$, $\bar T$ на событие, см.5.6/ на разных возможных траекториях с.о. Из-за этой двумерности для характеристики события достаточно рассматривать из трех типов временных координат $\bar{\tau}^{\circ}$, $\bar{\tau}^{1}$, $\bar{T}$ только один. Уже на одном контуре паре событий соответствуют разные $\bar{\tau}^{\gamma}$ и $\bar{T}$ на двух дополнительных частях контура /см. 5.5 и 05.2/:

$$\bar{\tau}^{\gamma}(12\ldots K) = \bar{\tau}^{\gamma}(K\,K-1\ldots 1) - (-1)^{\gamma} d^{\gamma}, \qquad /5.13/$$

$$\bar{T}\ (12\ldots K) = \bar{T}\ (K\,K-1\ldots 1) - \delta, \quad 2\delta \equiv d^{\circ} - d^{1}. \qquad /5.14/$$

В скобках при $\bar{\tau}^{\gamma}$ и $\bar{T}$ указаны траектории, на которых они измеряются /5.14 есть сумма соотношений 5.13, см. 5.7/.

Из-за 5.5, 5.13 и 5.14, связывающих $\bar{\tau}^{\gamma}$ и $\bar{T}$ смежных событий на контуре, в треугольном контуре /три события/ имеем только две независимые временные координаты /например, два значения T /.
5.15 - Ситуации с уравнениями связи для $\bar{\tau}^{\gamma}$, $\bar{T}$ и k-коэффициентов полностью аналогичны /см. 5.2/, поэтому размерности их базисов совпадают. То есть каждый из равно возможных базисов $(\bar{\tau}^{\circ}, \bar{\tau}^{1}\, \bar{T})$ состоит из $m-1$ чисел. И можно говорить об одномерной $\bar{\tau}^{\circ}$-, $\bar{\tau}^{1}$-, T-координациях, в том смысле, что для временной координации дополнительного $(m+1)$-го события на контуре достаточно одного числа.

5.16 - Как видно из 5.14, когда для любого контура, в который входят события 1 и k, $\delta=0$, тогда для T_{1k} /но не τ^{γ}_{1k} / пропадает всякая зависимость от траектории, и T инвариантна не только на незамкнутой траектории /5.7/, но и на всей с.о. В последнем случае $\bar{T}$-координата существенно выделена от $\bar{\tau}^{\gamma}$-координат /и других линейных комбинаций $\bar{\tau}^{\gamma}$ / тем, что относится к с.о., а не к траектории. Комбинация $\bar{\tau}^{1}-\bar{\tau}^{\circ}$ всегда не зависит от событий, а $\bar{\tau}^{1}+\bar{\tau}^{\circ}$ не зависит от траекторий только в 5.16, поэтому только при $\delta=0$ для всех контуров в с.о. стоит называть T-координату собственно временной или событийной в с.о.

5.17 - Только при $\delta=0$ для $\Delta_{ABC}\,\bar{T}_{ab}$, измеренная в AbA или BaB /на смежной траектории для a и b/ равна $\bar{T}_{ac} + \bar{T}_{cb}$, измеренных в AcA /CaC/ и BcB /CbC/, и $2\bar{T}_{ab} = \bar{\tau}^{++}_{ab}(X) + \bar{\tau}^{--}_{ab}(X)$, где X - любые часы контура. Этот закон сложения $\bar{T}$-промежутков является главным основанием /он предполагался и в концепции абсолютного времени и в СТО/ для отождествления в СТО $\bar{T}$-координаты /время СТО t - частный случай T-координаты, см.12.1/ и времени τ /координаты в точке часов/. С точки зрения операционного подхода такое отождествление является нецелесообразным и не способствует простоте и ясности теории /см. п. 6 [6]/.К тому же оно становится совсем искусственным при $\bar{\delta} \neq 0$.

Таким образом, благодаря стационарности точек с.о. параметризация /координация/ m событий-точек требует сделать для K, $\bar{\delta}$, $\bar{r}$ и $\bar{T}$ соответственно $m-1$, $(m-1)(m-2)/2$, $m(m-1)/2$, $m-1$ измерений. Называть одни из этих чисел координатами, а другие - нет, можно только в силу традиций. В связи с этим надо заметить, что нужно еще много дополнительных измерений для задания смежных траекторий - требуется многократно убеждаться в стационарности точек траекторий.

Подчеркнем, что задачи п.5 были скорее геометрические, чем кинематические, поэтому в них, естественно, не использовались кинематические постулаты /п.3/ и их следствия.

6. ОБЩАЯ КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА

Выше для координат $\bar{\tau}^{\gamma}$, $\bar{r}$, $\bar{T}$ были приведены уравнения связи /5.5, 5.13, 5.14/. 6.1 - Уравнения связи для общей кинематической задачи, связывающие показания часов,перемещающихся в с.о., и часов с.о. можно получить, если в уравнениях 5.5, 5.7, 5.13, 5.14, вернувшись от $\bar{\tau}$, $\bar{T}$, $\bar{r}$ к τ, T, r, координаты событий, между которыми на траекториях с.о. перемещаются часы, выразить /основываясь на 4.3/ через скорости этих часов и их показания.

Соотношения для T и r, подобные 4.3, имеют вид

$$\left.\begin{matrix} 2T_{12}(S_1) \\ 2r_{12}(S_1\ldots B\ldots S_1) \end{matrix}\right\} = \int_1^2 [\pm k(S_1\ldots B) + k^{-1}(B\ldots S_1)]\, d\tau(B) \qquad /6.2/$$

при $k(S_1\ldots B) = k(B\ldots S_1)$

$$T_{12}(S_1) = \int_1^2 \frac{d\tau(B)}{\sqrt{1-u^2}}, \quad r_{12} = \int_1^2 \frac{u\,d\tau(B)}{\sqrt{1-u^2}}. \qquad /6.3/$$

Здесь, как и в 4.3, суммирование проводится по ряду смежных близких пересылок. Уравнения 5.7 для $\bar{r}$ и $\bar{T}$ производны от уравнений 5.5 для $\bar{\tau}^{\gamma}$, поэтому для некоторой траектории /контура/ имеется только два независимых уравнения.

В качестве примера применения алгоритма 6.1 /с соотношениями 5.5, 5.7, 5.13, 5.14, 6.2, 6.3/ рассмотрим обмен двумя сигналами γ_{13}, γ_{24} между часами A и B, перемещающимися соответственно между событиями 1,2 и 3,4 со скоростями $u(S_1A)$, $u(S_3B)$ в с.о. $(S_1, S_2\ldots)$, в которой для контура, используемого в задаче, для простоты положим $\delta = 0$. Чтобы получить соотношение, связывающее показания часов A и B, обратимся к уравнению для T-координат 5.14 для контура /12431/. Имея в виду 6.3 и то, что при распространении γ_{24} /аналогично для γ_{13} / $\tau^{-}_{24}(S_2) = 0$, $\tau^{+}_{24}(S_2) = 2r_{24}$, получим:

$$\sum_{0}^{\tau_{12}(A)} \Delta\tau(A)/\sqrt{1-u^2(S_1A)} + r_{24} = \sum_{0}^{\tau_{34}(B)} \Delta\tau(B)/\sqrt{1-u^2(S_3B)} + r_{13}. \qquad /6.4/$$

Суммирование здесь ведется по ряду пересылок S_1A и S_3B.

Из 6.4 можно, например, получить [5] описание операции типа опыта Саньяка, а выбирая наикратчайшие траектории для сигналов и предполагая евклидову геометрию,- описания роторных мессбауэровских экспериментов, эффекта Доплера, аберрации.

С целью подытожить изложенное выше выделим в предлагаемом построении ОКП несколько сравнительно автономных этапов, отражающих кинематические задачи разных уровней:

I – Задание /п.1,3/ постулатов и определение свойств часов и сигналов. Определение /п.2/ локальных параметров движения и перемещения.

II – Выделение посредством свободных локальных пересылок удаленных стационарных точек /п.4/. Определение траекторий и с.о. на этой основе. Координация точек и событий в с.о. /п.4,5/.

III – Совместное использование результатов этапов I и II позволяет /п.4, 6, 7/ связать параметры локальных пересылок между произвольно перемещающимися в с.о. часами /A, B/ и часами с.о. (S_A,S_B) с параметрами удаленных пересылок между точками A, B... и с τ-координатами событий в A и B..., измеренными из точек с.о.

IV – Постулирование /п.3/ симметрии локальных пересылок приводит к тому, что для описания множества этих пересылок достаточно одной скорости вместо двух (u°) и (u^{1}). Существенно, что структура уровней I–III независима от предположения этой симметрии /А3.1, А3.2/. Все ключевые положения и соотношения ОКП не опираются на это предположение. Но, конечно, дополнительный постулат делает кинематику более конкретной и богатой следствиями.

Анализ понятий и принципов предлагаемого в настоящей работе построения ОКП, сравнение ОКП и кинематики СТО проведено в работе /6/. Там же рассматриваются некоторые частные задачи: о связи существования вращающихся точек с размерностью τ-координации, о связи координаций двух часов, движущихся "относительно друг друга" /аналог преобразования Лоренца/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Winnie J. Phil.Sci., 1970, 37, p.81; Beaurgard L.A. Found.Phys., 1977, 7, p.769; Hsu J.P., Sherry T.N. Found. Phys., 1980, 10, p.57; Mansouri R., Sexl R.U. Gen.Rel. Grav., 1977, p.497; Podlaha M.F. Nuovo Cimento, 1981, 66B, p.9; Tyapkin A.A. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p.760; УФН, 1972, 106, с.617; Стрельцов В.Н. ОИЯИ, Р2-6968, Дубна, 1973; Молчанов Ю.Б. Эйнштейновский сборник. "Наука", М., 1971, с.197.
2. Пуанкаре А. Избранные труды. "Наука", М., 1974, т.3, с.419; в сб.: Принцип относительности, работы по СТО. "Наука", М., 1973, с.19.
3. Reichenbach M. The Philosophy of Space and Time. New York, 1958.
4. Robb A. The Absolute Relations of Time and Space. Cambridge University Press, 1921.

5. Nikolenko V.G. JINR, E4-80-845, Dubna, 1980; E4-81-357, Dubna, 1981; E4-82-273, Dubna, 1982.
6. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-86-51, Дубна, 1986.
7. Борн М. Эйнштейновская теория относительности. "Мир", М., 1964, с.489.
8. Синг Дж.Л. Общая теория относительности. ИИЛ, М., 1963.
9. Грюнбаум А. Философские проблемы пространства и времени. "Прогресс", М., 1969.
10. Бом Д. Специальная теория относительности. "Мир", М., 1967.
11. Клиффорд В. Здравый смысл точных наук. Петроград, 1922, с.52.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1986 года.

Николенко В.Г. Р4-86-50

Операционное построение кинематики пересылок

Опираясь на анализ измерительных операций, на основе нетрадиционных постулатов и определений аксиоматически строим кинематику сигнальных пересылок, имеющую более широкую область применения, чем СТО. Время определяется только в точке часов (которые вместе со световыми сигналами являются единственными измерительными инструментами), оно операционно отличается от разнообразных временных координат, к одной из которых относится время t СТО. Положения об одномерности, аддитивности t, ее инвариантности в инерциальной системе отсчета доказываются как теоремы. Операционный подход позволяет отделить (в отличие от СТО) абсолютные экспериментальные эффекты (доплеровское смещение, меньшее время "путешествующего близнеца") от исключаемых в настоящем построении конвенциальных положений, таких, как принцип постоянства скорости света, относительное отставание часов (и сокращение масштабов), принадлежащих разным инерциальным системам отсчета. В предлагаемом построении достаточно использовать единственную систему отсчета (не обязательно инерциальную), и нет необходимости в постулировании евклидовой геометрии.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Nikolenko V.G. P4-86-50

Signal Sending Kinematics Operational Construction

Basing on the analysis of measuring operations and on nontraditional system definitions and postulates the operational kinematics of signal sending (OKS) is build up which has a wider range of using as compared with a special relativity (STR). Conception of time interval is introduced only for events taking place at the clock site. Clocks and electromagnetic signals are the only measuring "apparatus". Time differs from various time coordinates (in particular, from STR time). Statements about one-dimensionality, additivity, invarinace of time are considered as theorems. In contrast to STR, the operational approach allows one to separate the absolute experimental effects (Doppler shift time, retardation of the travelling twin) from the conventional statements (principle of constancy of light velocity, relativity of clock retardation and road contraction). In OKS it is sufficient to have only one reference system (possibly not inertial) without requirement of Euclidean geometry.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986