

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

ISSN 2410-4914



ПРЕПРИНТ

15

Е. П. ОРЛОВ

**О РАЗРАБОТКЕ ЕВКЛИДОВОЙ ТРАКТОВКИ
СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
В ФИАНЕ В 1976 ГОДУ**

ФИАН — 2016

ПРЕПРИНТЫ ФИАН им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

ISSN 2410-4914

Главный редактор В. И. Ритус, *зам. главного редактора* А. А. Гиппиус,
научный секретарь С. А. Богачев, *ответственный секретарь* Л. В. Селезнев

Редакционная коллегия: В. С. Бескин, А. А. Горбачевич, О. Д. Далькаров,
Е. И. Демихов, И. Г. Зубарев, К. П. Зыбин, А. А. Ионин, Н. Н. Колачевский,
Е. Р. Корешева, С. Ф. Лихачев, А. С. Насибов, И. Д. Новиков, В. Н. Очкин,
Н. Г. Полухина, В. С. Лебедев, Н. Н. Сибельдин, Д. Р. Хохлов, С. А. Чайковский

Информация

Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева издаются с 1964 г.

Издатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Адрес редакции: Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, ФИАН

Тел.: +7 (499) 132-6137, +7 (499) 783-3640;

E-mail: pavel@sci.lebedev.ru

Страница сборника «Препринты ФИАН им. П. Н. Лебедева» в интернете:

<http://preprints.lebedev.ru/>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

Е. П. Орлов

**О РАЗРАБОТКЕ ЕВКЛИДОВОЙ ТРАКТОВКИ СПЕЦИАЛЬНОЙ
ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ФИАНЕ В 1976 ГОДУ**

№ 15

ФИАН 2016

Е.П. Орлов

**О разработке евклидовой трактовки специальной
теории относительности в ФИАНе в 1976 году**

АННОТАЦИЯ

Приведены рабочие материалы и распечатка рукописи неопубликованной статьи, написанной в 1976 году в Секторе фотохимических процессов Лаборатории квантовой радиофизики Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), ныне Лаборатория фотохимических процессов Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова ФИАН Российской академии наук (РАН). В статье содержатся все основные положения евклидовой трактовки теории относительности – подхода, который стал развиваться в девяностых годах прошлого столетия и интерес, к которому растет. В частности, в ней на основе дополнительного четвёртого пространственного измерения, вдоль которого распространение волн материи связывается с их собственным временем, построены специфические системы координат, связанные как с неподвижным, так и с движущимся наблюдателем. Они позволили по-новому подойти к выводу преобразований Лоренца и разрешению «парадоксов» теории относительности. В комментариях к данной работе отмечается, что в зарубежной литературе такие же системы координат были построены в 2002 году. На основе последующих работ автора обсуждается перспективность предложенного подхода.

E.P. Orlov

**On the development of Euclidian interpretation of special
theory of relativity at Lebedev Physical Institute in 1976**

ABSTRACT

The working papers and the printout of the manuscript of unpublished article are presented. This article was prepared in 1976 at the Sector of Photochemical Processes of the Laboratory of Quantum Radiophysics, Lebedev Physics Institute (LPI) of the USSR Academy of Sciences, nowadays the Laboratory of Photochemical processes of the N.G. Basov Department of Quantum Radiophysics, LPI, Russian Academy of Sciences (RAS). There are all the substantive features of Euclidian interpretation of relativity in this article: the approach being developed since the 1990s of the last century, and which shows the growing interest. In particular, the new specific frames of reference connected both with the stationary observer and the moving observer were proposed in this article on the basis of extra fourth dimension, and the matter wave propagation along which is connected with their proper time. This allows one to run the Lorentz transformations and to solve the “paradox” of relativity by offering a new way. In the comments to this article it was noticed that in the foreign literature similar frames of reference were proposed in 2002. On the base of subsequent investigations of the author the prospects of the proposed approach are discussed.

Предисловие

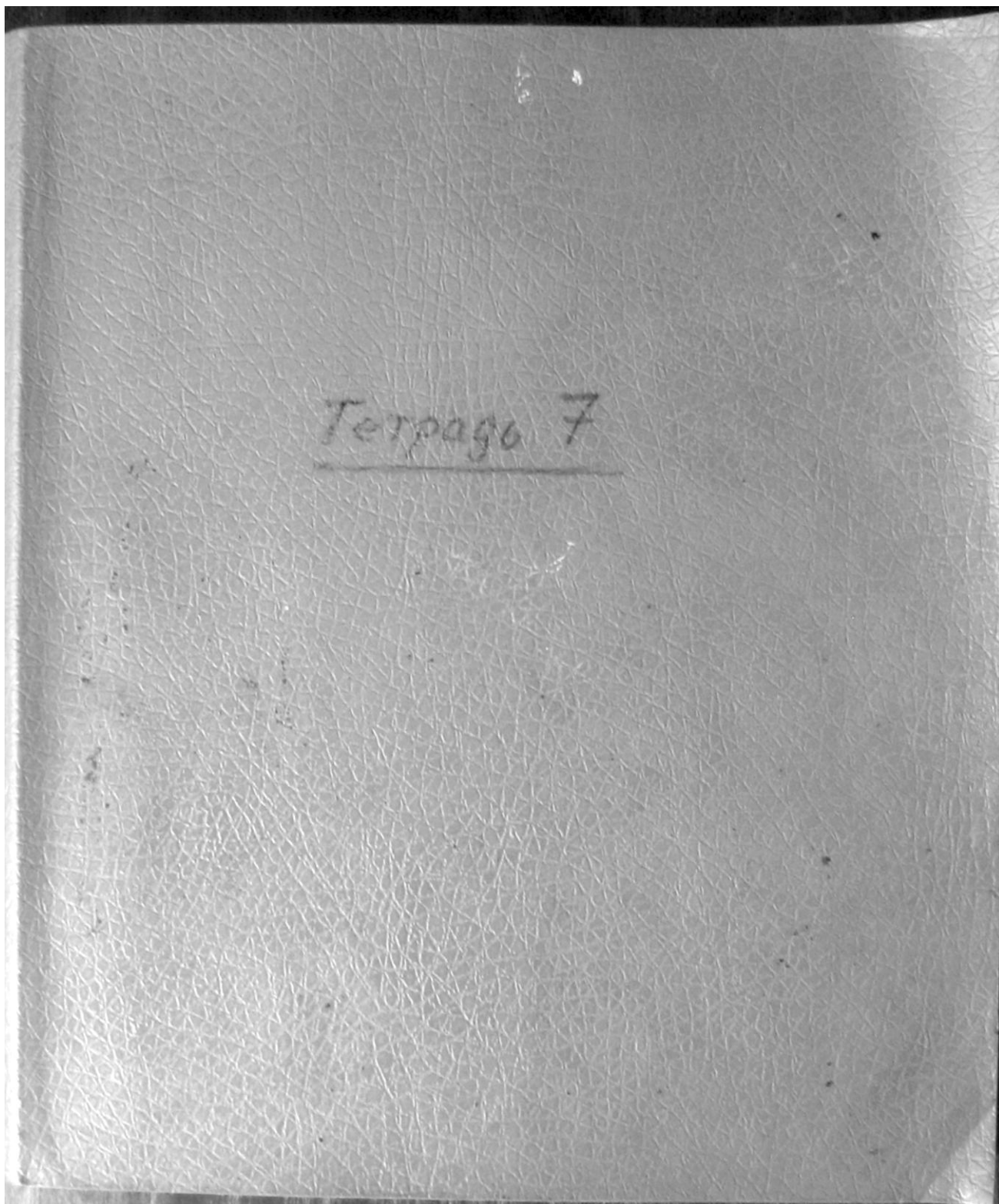
В последнее время большой интерес вызывает евклидова трактовка как специальной, так и общей теории относительности, в которой собственное время, умноженное на скорость света, выступает как четвёртое пространственное измерение. Такой подход развивается в работах целого ряда авторов: Hans Montanus, Jose Almeida, Alexandr Gersten, Carl Brannen, Giorgio Fontana, Anthony Crabbe, Rob F.J. Van Linden, Phillips V. Bradford, Witold Nawrot, Richard D. Stafford, Subramaniam Kanagaraj, Frans-Guenter Winkler (см. [1] и имеющуюся там библиографию работ этих авторов), Gribov [2], Орлов [3 – 10], Манкевич [5], Пестов [11], где за основу берётся 4-мерное евклидово пространство, а также Урусовский [12], где за основу берётся 6-мерное евклидово пространство.

Впервые о теории относительности в терминах евклидовой геометрии заговорил Atkinson R.d'E. [13]. Но, как отмечается в [1], он ещё не использует собственное время как четвертое пространственное измерение, поскольку имеет дело с общей теорией относительности с постоянными массами частиц. Повидимому, первое предложение использовать собственное время, как четвёртое пространственное измерение сделано в [14].

Системы координат, связанные как с неподвижным, так и с движущимся наблюдателем, в основе которых собственное время выступает как четвёртое пространственное измерение, впервые были построены в 1976 году в [15], и независимо в 2002 году в [16]. Построенные в [15, 16] системы координат принадлежат евклидову пространству, но являются косоугольными. Они обладают спецификой, которая кардинальным образом отличает их от обычно используемых в литературе [17 – 19]. А именно, в лабораторной системе отсчёта, в которой тело движется в положительном (отрицательном) направлении пространственной оси, временная ось составляет с ней острый (тупой) угол. В системе же отсчёта, связанной с движущимся телом пространственная и временная оси ориентированы друг по отношению к другу под тупым (острым) углом. При этом угол между пространственными осями отличается знаком от угла между временными осями. По модулю эти углы равны, и удовлетворяют соотношению $\sin\theta = v/c$. Введённые косоугольные системы координат дают большие возможности как для простого и наглядного вывода уже известных результатов теории относительности [3 – 8], так и для решения задач, для которых до сих пор не были получены исчерпывающие решения [9].

Работа [15] была выполнена в Секторе фотохимических процессов Лаборатории КРФ, ныне Лаборатория фотохимических процессов Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, записана в рабочую тетрадь, но не опубликована. Данная публикация восполняет этот пробел. В нём приводятся фотокопии обложки рабочей тетради, её обратной стороны и тех страниц, на которых изложена данная работа, а также распечатка рукописного текста. Отметим, что название работы «Пространственно-пространственная трактовка специальной теории относительности» связано с тем, что автор стремился подчеркнуть основную идею, а именно, как было сказано в начале, что собственное время, умноженное на скорость света, выступает как четвёртое пространственное измерение. В последующих работах автора [3 – 10] на эту тему было введено и используется понятие «евклидово пространство событий».

1. **Обложка, её обратная сторона и страницы рабочей тетради № 7, на которых изложена данная работа**



Орлов

Орлов З. В., ФИАИ
Лад. КРФ

Уел. сч. 132-66-70

Уел. сч. 466-75-19

29.01.76.

Пространственно-пространственная графика сис-
темы ориссификации.

1. Выверение графиков происходит по мировой линии в 4х мерном пространстве. Вспомогательные сис- некоторые сис-темы ориссификации X, Y, Z, S .
2. Система $OXYZS$ ~~пространственная~~ выбранная произвольная и все точки координаты $OXYZS$ равноправны. ~~Вспомогательные~~ Вспомогательные векторы направлены по осям OX, OY, OZ и OS взаимно ортогональны.
3. Выверение по мировой линии происходит также с помощью системы S равной скорости света. Это свидетельствует о том, что сис-темы ориссификации однородны и изотропны, что ~~то~~ в них реализуется ~~то~~ постулат теории.
4. ~~То~~ Выверение по мировой линии происходит также с помощью системы S равной скорости света.
5. Если пространство однородно и изотропно, то мировой линии будут взаимно ортогональны.

36

Но не все изложено еще вполне ясно и
ясно изложено и поэтому

8. Вспомогательное уравнение имеет вид

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

Вспомогательное $c^2 dt^2 = dl^2$. Тогда

$$ds^2 = dl^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

Вспомогательное уравнение имеет вид (-) и имеет
вид.

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 + ds^2 = c^2 dt^2 = dl^2$$

Если рассмотреть все уравнение на dt^2 , то получим

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = c^2 = \left(\frac{dl}{dt}\right)^2$$

У нас
$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + v_s^2 = c^2$$

У нас, однако, будем, что скорость света
имеет вид c

Но не c_s скорость и взаимодействия
вспомогательное уравнение имеет вид
не имеет вид c , но c_s
свойство скорости света ds имеет
вспомогательное уравнение ds имеет
вид.

38

своим образом засеять отрезок времени Δt_0 , то это значит, что $\Delta s_2 = c \Delta t_0$

Если мы перейдем в другую систему
координат $Ox_2 y_2 z_2 S_2$ то координаты
двух положений ~~частицы~~ частицы 3 будут
 $x_2^{(1)}, y_2^{(1)}, z_2^{(1)}, S_2^{(1)}$ и $x_2^{(2)}, y_2^{(2)}, z_2^{(2)}, S_2^{(2)}$.

Самостоятельно, разности $\Delta x_2, \Delta y_2, \Delta z_2, \Delta s_2$.

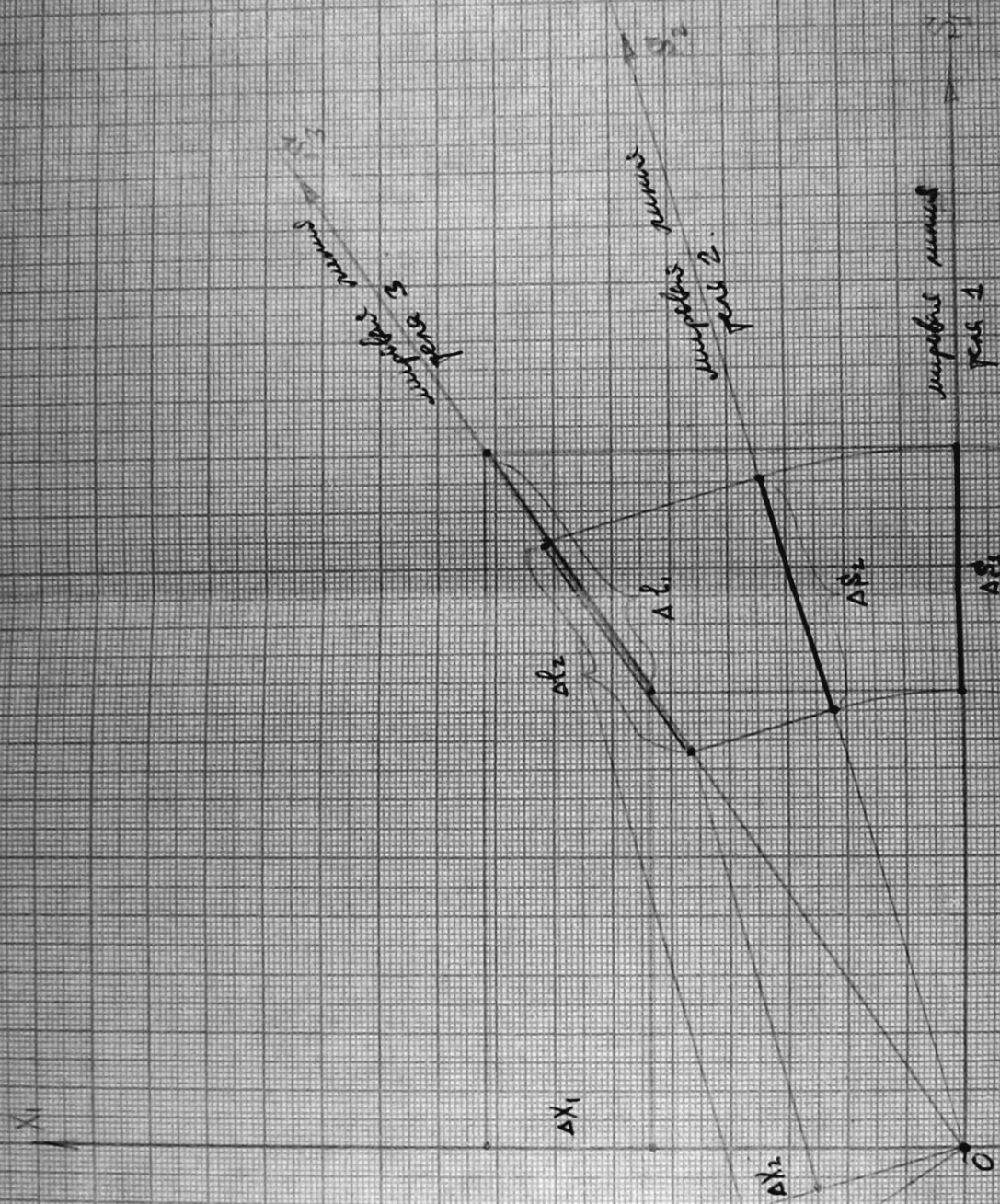
Но при тех самых условиях о которых
говорилось выше для OS_2 соблюдены
с нашей скоростью меньше.
За все же время Δt_0 было
 OS_2 мы пройдем расстояние $cat_0 = \Delta S_2$
Видно, что

$$\Delta S_1 = \Delta S_2$$

При этом

$$(\Delta \ell_2)^2 = \Delta x_2^2 + \Delta y_2^2 + \Delta z_2^2 + \Delta s_2^2$$

Рисунок иллюстрирует внешнедропенное
вещь оказывается, что инвариантность изведе-
на общеправильно, то инвариантность изведе-
ва в физике в мире это положение ~~физики~~
решения существующих положений физики
оказываясь в том же положении друзей
то мировая картина.



$$\left. \begin{aligned} \Delta S_1^2 &= \Delta x_1^2 + \Delta y_1^2 + \Delta z_1^2 \\ \Delta S_2^2 &= \Delta x_2^2 + \Delta y_2^2 + \Delta z_2^2 \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} \Delta S_1^2 &= c^2 \Delta t_1^2 \\ \Delta S_2^2 &= c^2 \Delta t_2^2 \end{aligned} \right\} \Delta S^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 = \Delta S^2 - c^2 \Delta t^2$$

Видно, что пока тело проходит время OS_1 расстояние $\Delta S_{01} = c \Delta t_{01}$, второе тело проходит время OS_2 то же расстояние. Прямая ΔS_{01} время OS_1 соответствует отрезку время OS_2 длине которого $\Delta S_{01}' = \Delta S_{01} + \Delta S$.

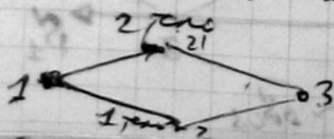
Такой отрезок из времени $\Delta t = \frac{\Delta S_{01}}{c}$ приращение в системе движущейся с первой телом в системе движущейся со второй телом приращение время $\Delta t = \frac{\Delta S_{01} + \Delta S}{c}$.

Одним словом видно, что расстояние при движении по конфигурации $02'3$ больше чем при движении по ~~конфигурации~~ ^{линии} 0123 .

Вывод: при движении тел с постоянной скоростью из точки O по конфигурации 0123 и $02'3$ с первого тела отправления от точки O с первого тела.

Здесь очевидно, что тело 2 испытывает ускорение вперед.

Величина ускорения зависит от скорости тела и пути, который оно проходит. Если же тело движется с постоянной скоростью, то ускорение равно нулю.



11. Соотношение между мерой и измере- нием

В пространстве-времени пространство и время
и пространство между измерениями
и мерой времени и пространства

В 4х измерениях пространство и время
и пространство и время
пространство и время
пространство и время

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + ds^2 \tag{1}$$

Скорость света в вакууме постоянна
и равна скорости света в вакууме
и скорости света в вакууме
и скорости света в вакууме

$$dt = dl/c \tag{2}$$

Скорость света в вакууме постоянна
и равна скорости света в вакууме
и скорости света в вакууме
и скорости света в вакууме

В пространстве и времени

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + v_s^2 = c^2 \tag{3}$$

где $v_x = dl/dt$ и т.д.

Это соотношение является основным
в пространстве-времени
и пространстве-времени
и пространстве-времени

Пространство-время является основным
в пространстве-времени
и пространстве-времени
и пространстве-времени

Докажем, что выражение (3) не m_0^2 , а $m_0^2 c^2$.

$$(4) \quad m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 c^2 = m_0^2 c^2$$

Величина $m_0 c$ — импульс энергии в 4х мерной абсолютной пространстве. Величины $m_0 v_x = p_x$; $m_0 v_y = p_y$; $m_0 v_z = p_z$; $m_0 v_s = p_s$ — проекции импульса на соответствующие оси 4х-мерного абсолютного пространства.

Пусть наша выбранная абсолютная мировая линия совпадает с осью Ox 4х-мерного абсолютного пространства.

В результате 4х-мерной проекции все измерение абсолютного времени в этой оси Ox будет равно длине мировой линии.

При этом

(3) при (1) выражение (3) не относится к изменению v_s по ds .

$$(2) \quad \left(\frac{v_x}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{v_y}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{v_z}{v_s}\right)^2 + 1 = \left(\frac{c}{v_s}\right)^2$$

Отношения соответствующих

$$\frac{v_x}{v_s} = \frac{dx}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = \frac{dx}{ds} \quad \text{и т.д.}$$

море

$$\left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 - \left(\frac{ct}{ds}\right)^2 = -1 \quad (1)$$

Пусть v — скорость движения частицы

$$v = \sqrt{c^2 - v^2} = c\sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (2)$$

то $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$

море (1) умножив на

$$\left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 - \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\right)^2 = -1 \quad (3)$$

Рассмотрим уравнение

$$m_0^2 = -1$$

то m_0 — собственная масса частицы в покое

Аналогично, предположим (4) гр 42.

$$m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 (c^2 - v^2) = m_0^2 c^2 \quad (4)$$

или

$$m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^2 \quad (5)$$

Умножив на $(1 - v^2/c^2)$ получим

$$\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\right)^2 + \left(\frac{m_0 v_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\right)^2 + \left(\frac{m_0 v_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\right)^2 - \left(\frac{m_0 c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\right)^2 = -m_0^2 c^2 \quad (6)$$

Значит $\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = p_x$ — импульс частицы в

направлении x по мере движения

$\frac{m_0 c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{E}{c}$, где E — полная энергия частицы

44

В результате мы приходим к следующему
фундаментальному в теории электродинамики

$$(p_x^p)^2 + (p_y^p)^2 + (p_z^p)^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m_0^2 c^2$$

то это $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ при $v=0$ даем

отсюда $E_0 = m_0 c^2$ в данный

момент времени частица покоится, так как
даже если учесть движение тела относительно
наблюдателя с скоростью c и
использовать всеобщую теорию, давая
нам в координатах x, y, z он не
изменится.

2.02.76

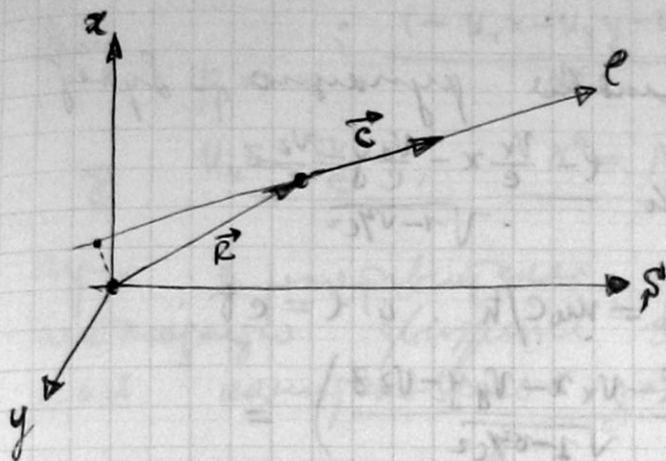
12. Построение волновой функции в
абсолютной и релятивистской проекции

Пусть в произвольной абсолютной проекции
в координатах x, y, z введен скалярный потенциал
распределения волны с вектором

$$\vec{E} = \frac{m_0 c^2}{h}, \text{ см. рисунок.}$$

Проекция c не имеет

$$\vec{c} = \{v_x, v_y, v_z, v_1\}$$



Результат скалярное
произведение $\vec{r} \cdot \vec{c} =$
 $= v_x x + v_y y + v_z z + v_s s$ (1)

С другой стороны
 $\vec{r} \cdot \vec{c}$ можно предс-
тавить, как
 $\vec{r} \cdot \vec{c} = c \cdot l$, где (2)

l — проекция $\vec{r}$ на направление вектора $\vec{c}$
В результате получаем волновую функцию ψ_a
$$\psi_a = e^{i \frac{m_0}{\hbar} c l} = e^{i \frac{m_0}{\hbar} (v_x x + v_y y + v_z z + v_s s)}$$
 (3)

Запомним, что

$$c l = v_x x + v_y y + v_z z + v_s s$$
 (4)

Перейдем теперь к релятивистскому выражению
для того, как уже говорилось, надо заменить
член $c s$ на $v_s s$. Из (4) получим

$$k_0 l = k_0 \left(\frac{v_x}{c} x + \frac{v_y}{c} y + \frac{v_z}{c} z \right) + \frac{v_s}{c} k_0 s$$
 (5)

$$\text{где } k_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}, \text{ а } \frac{v_s}{c} = \sqrt{1 - v^2/c^2}$$
 (6)

$$\text{тогда } k_0 s = \frac{k_0 \left(l - \frac{v_x}{c} x - \frac{v_y}{c} y - \frac{v_z}{c} z \right)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$
 (7)

46

Релятивистские волновые функции Lydif
 для волн буга

$$(1) \quad \psi_p = e^{ik_0 z} = e^{ik_0 \frac{ct - \frac{v_x}{c}x - \frac{v_y}{c}y - \frac{v_z}{c}z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}}$$

Получим еще $k_0 = m_0 c / \hbar$ и $ct = ct$
 получим

$$(2) \quad \psi_p = e^{i \frac{m_0}{\hbar} \left(\frac{ct - \frac{v_x}{c}x - \frac{v_y}{c}y - \frac{v_z}{c}z}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right)} =$$

$$(3) = e^{i \frac{1}{\hbar} \frac{m_0 c^2 t - m_0 v_x x - m_0 v_y y - m_0 v_z z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}}$$

Тогда очевидно $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \mathcal{E}$; $\frac{m_0 v_k}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = p_k$

Следовательно

$$(4) \quad \psi_p = e^{i \frac{1}{\hbar} (\mathcal{E}t - \vec{p} \cdot \vec{r})}$$

Определим еще и выражение (5)

$$(5) \quad \psi_p = e^{i \frac{m_0 c}{\hbar \sqrt{1-v^2/c^2}} \left(ct - \frac{v_x}{c}x - \frac{v_y}{c}y - \frac{v_z}{c}z \right)}$$

Введем $\frac{\hbar}{m_0 c} = \lambda = \frac{\Lambda}{2\pi}$

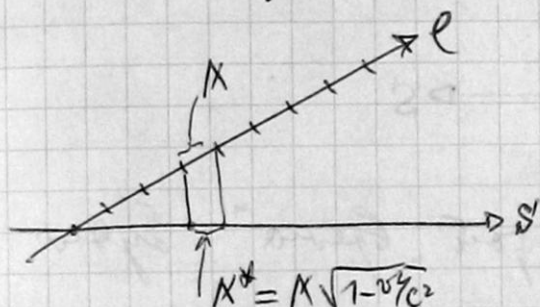
где Λ — компоновенное значение волны
 дебрита. Тогда (5) примет вид

$$(6) \quad \psi_p = e^{i \frac{1}{\lambda \sqrt{1-v^2/c^2}} \left(ct - \frac{v_x}{c}x - \frac{v_y}{c}y - \frac{v_z}{c}z \right)}$$

или $\varphi_p = e^{i \frac{t - u_x x - u_y y - u_z z}{\lambda^*}}$

где $u_k = \frac{v_k}{c}$; $\lambda^* = \lambda \sqrt{1 - v^2/c^2}$ (1)

Урок в приведенном пространстве как бы неподвижно движется вместе с движением волнового пакета (в $\sqrt{1 - v^2/c^2}$).



Собственно волновое пакет относительно волн движется

$$k_0^* = \frac{k_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

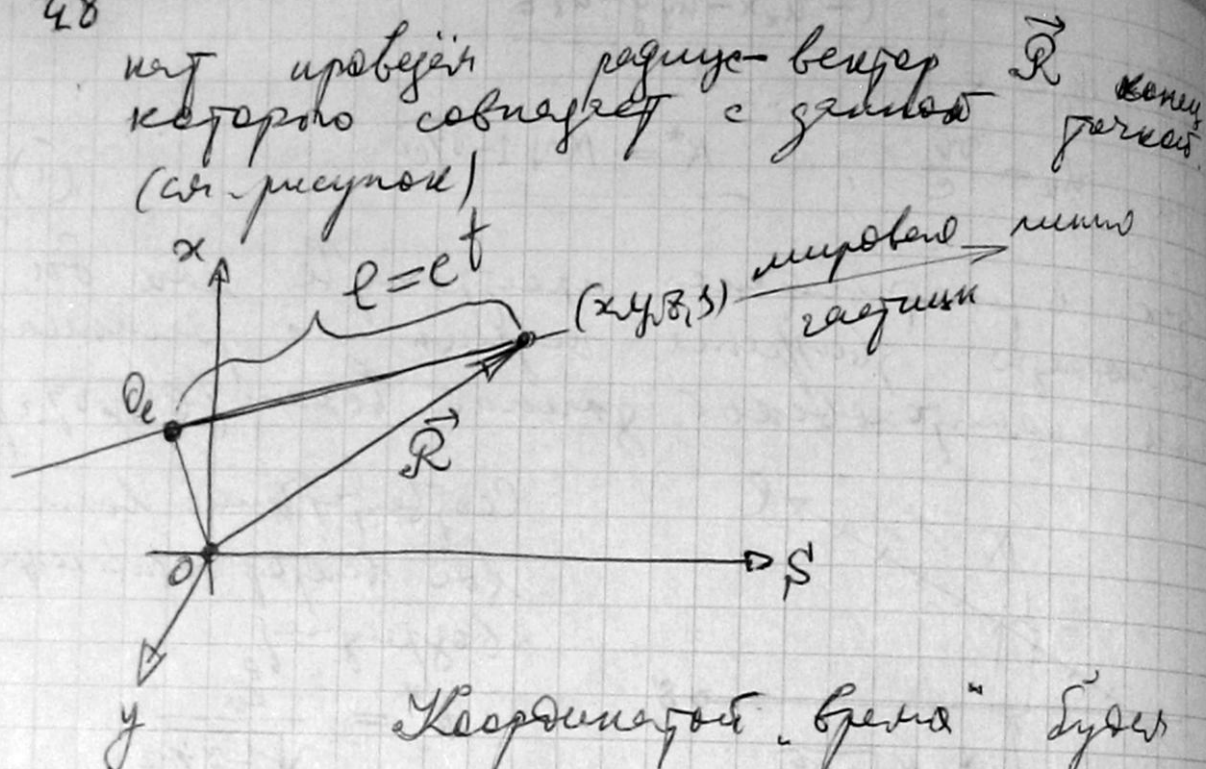
Для сравнения приведем выражение для φ_a

$$\varphi_a = e^{i \frac{t}{\lambda}} = e^{i \frac{1}{\lambda} \left(\frac{v_x}{c} x + \frac{v_y}{c} y + \frac{v_z}{c} z + \frac{v^2}{c} t \right)} \quad (2)$$

13. Определение времени как координаты

Говоря о времени мы будем оперировать длиной в пространстве мировой линии частицы в абсолютном пространстве, так как $t = ct$.

Пусть две сферы радиуса $0.5R$ в абсолютном пространстве
и пусть заданы точки с координатами x, y, z, t . Пусть сфера имеет координаты

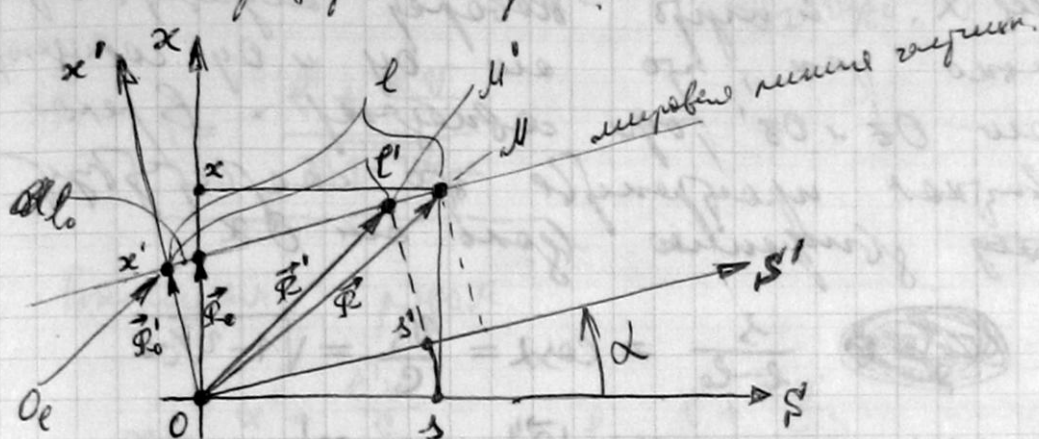


Координаты "время" будет
 карточка величину проекции радиус-
 вектор $\vec{R}$ на мировую линию
 времени, ~~которая совпадает~~ обозначим
~~эту координату~~ $l = ct$

Начало временной координаты обозначим
 через O_0 , точка куда проецируется
 начало радиус-вектор $\vec{R}$

14. Формулы преобразования коорди-
 нат и времени при переходе от
 движущегося системы координат
 к неподвижной.

Пусть даны две системы координат $Oxyz$ и $Ox'y'z's'$ в абсолютном пространстве. По началу пусть совпадают группы событий (переносные переноски интерес не представляют).



Пусть событие произошло в системе $Ox'y'z's'$. Это значит что ее мировая линия параллельна координате Os' .

Пусть положение события в системе $Ox'y'z's'$ будет описываться радиус-вектором $\vec{R}'$ координатах которого $\vec{R}' = \{x', y', z', s'\}$. Это проекция на мировую линию события равна $s' = s'$.

Положение события в системе $Oxyz$ будет описываться радиус-вектором $\vec{R}$ координатах которого $\vec{R} = \{x, y, z, s\}$, причем $s = s'$.

Найти формулы преобразования x, y, z, t с x', y', z', t' .

Рассмотрим угол между осью Ox и Ox' через α . Угол α между осями Ox и Ox' равен α , так как оси Oy и Oy' совпадают и оси Oz и Oz' тоже совпадают. В преобразовании проецируем z' на ось Ox .

$$1) \quad \frac{z}{l-l_0} = \cos \alpha = \frac{vz}{c} = \sqrt{1-v^2/c^2}$$

$$2) \quad |\vec{R}_0'| = x'; \quad |\vec{R}_0| = \frac{|\vec{R}_0'|}{\cos \alpha} = \frac{x'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$3) \quad x - |\vec{R}_0| = (l-l_0) \sin \alpha = (l-l_0) \sqrt{1-\cos^2 \alpha} = \\ = (l-l_0) \sqrt{1-1+\frac{v^2}{c^2}} = (l-l_0) \frac{v}{c}$$

$$4) \quad l' = l - l_0$$

$$5) \quad \text{из (1)} \quad l-l_0 = \frac{l'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$6) \quad x = |\vec{R}_0| + \frac{l'v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{x' + l'v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

или

$$x = \frac{x' + \frac{l'v}{c}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

Значит

$$1) \quad l = l_0 + \frac{l'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad \text{из (8) и (5)}$$

$$2) \quad l_0 = |\vec{R}_0| \sin \alpha = |\vec{R}_0| \frac{v}{c} = \frac{\frac{x'v}{c}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$3) \quad \underline{l = \frac{l' + \frac{x'v}{c}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}} \quad (1)$$

Выведем теперь

$$x = \frac{x' + \frac{l'v}{c}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} ; \quad l = \frac{l' + \frac{x'v}{c}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (2)$$

С учетом того, что $l' = ct'$ и $l = ct$ получим

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} ; \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (3)$$

Поэтому получим следующие преобразования Лоренца.

Вводя теперь $\beta = v/c$ можем

$$x = \frac{x' + \beta l'}{\sqrt{1-\beta^2}} ; \quad l = \frac{l' + \beta x'}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (4)$$

2. Распечатка рукописного текста

Тетрадь 7

(Подпись автора)

Орлов Е.П., ФИАН,

Лаб. КРФ

тел. сл. 132-66-70

тел. дом. 466-75-19

С. 34

29.01.76.

Пространственно-пространственная трактовка специальной теории относительности

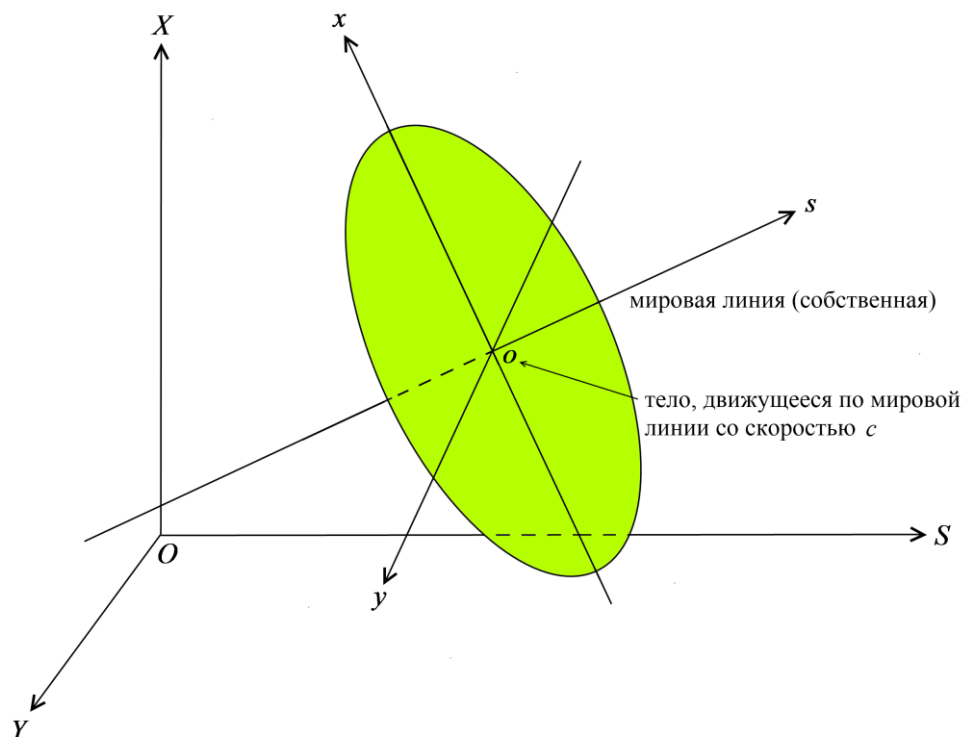
1. Движение частицы происходит по мировой линии в 4х-мерном пространстве. Координатные оси некоторой системы отсчёта в этом пространстве обозначим X, Y, Z, S .
2. Система $OXYZS$ выбрана произвольно и все четыре координаты X, Y, Z, S равноправны. Базисные векторы, направленные по осям OX, OY, OZ и OS взаимно ортогональны.
3. Движение по мировой линии происходит всегда с постоянной скоростью c , равной скорости света. Это справедливо в том случае, если пространство однородно и изотропно, что в специальной теории относительности постулируется.
4. Это движение по мировой линии воспринимается нами как бег времени.

5. Если пространство однородно и изотропно, то мировые линии частиц являются прямыми линиями.

С. 35

6. Четырёхмерное пространство воспринимается нами как трёхмерное, так как в своём движении по мировой линии мы не можем ни обогнать себя, ни отстать от самих себя. Само собой получается, что, выбирая систему координат жёстко-связанную с нами, мы автоматически полагаем четвёртую координату равной нулю и воспринимаем её только через движение по мировой линии в виде бега времени. Итак, наша свобода действий ограничивается трёхмерным подпространством четырёхмерного пространства.

7. Графически это можно представить так



Пусть по мировой линии пройден путь Δs . Тогда величина $\Delta t = \Delta s / c$ называется собственным временем.

Итак, ещё раз, четвёртая координата воспринимается нами через собственное время.

С. 36

Но это, как известно, есть интервал Δs , используемый в теории относительности.

8. Выражение для интервала имеет вид

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Обозначим $c^2 dt^2 = dl^2$. Тогда

$$ds^2 = dl^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Перенесём члены со знаком (-) в левую часть

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 + ds^2 = c^2 dt^2 = dl^2.$$

Если поделить обе части на dt^2 , то получается

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = c^2 = \left(\frac{dl}{dt}\right)^2.$$

$$\text{Или } v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + v_s^2 = c^2.$$

Итак, отсюда видим, что скорость вдоль мировой линии частицы равна c . То, что v_s оказывается не инвариантна относительно преобразования координат не препятствует тому факту, что сама величина интервала ds является инвариантом. Это будет ниже рассмотрено.

С. 37

9. Измерения времени и длин в спец.теории относительности

В теории относительности инвариантом считается интервал ds . Инвариантность интервала есть следствие того, что измерения времён и координат выполняются всегда посредством материальных тел (будь то частица или волна).

Действительно, пусть мы хотим измерить координаты двух положений частицы 3. В системе $OX_1Y_1Z_1S_1$ эти координаты $X_1^{(1)}, Y_1^{(1)}, Z_1^{(1)}, S_1^{(1)}$ и $X_1^{(2)}, Y_1^{(2)}, Z_1^{(2)}, S_1^{(2)}$. Разности соответственно $\Delta X_1, \Delta Y_1, \Delta Z_1, \Delta S_1$. Расстояние между двумя положениями частицы можем записать в виде

$$\Delta l_1^2 = \Delta X_1^2 + \Delta Y_1^2 + \Delta Z_1^2 + \Delta S_1^2.$$

Заметим, что с системой $OX_1Y_1Z_1S_1$ связана частица 1, с помощью которой производятся замеры. Причём ось O_1S_1 направлена по мировой линии этой частицы, так как из вышеизложенного следует (см. п.п. 6, 7), что другого направления мы выбрать не можем, так как частицей 1 собственно являемся мы сами с нашими приборами, и мы движемся по мировой линии в направлении S_1 со скоростью света. Если мы

С. 38

своими часами засечём отрезок времени Δt_0 , то это значит, что $\Delta S_1 = c\Delta t_0$.

Если мы перейдём в другую систему координат $OX_2Y_2Z_2S_2$, то координаты двух положений частицы 3 будут $X_2^{(1)}, Y_2^{(1)}, Z_2^{(1)}, S_2^{(1)}$ и $X_2^{(2)}, Y_2^{(2)}, Z_2^{(2)}, S_2^{(2)}$. Соответственно, разности будут $\Delta X_2, \Delta Y_2, \Delta Z_2, \Delta S_2$.

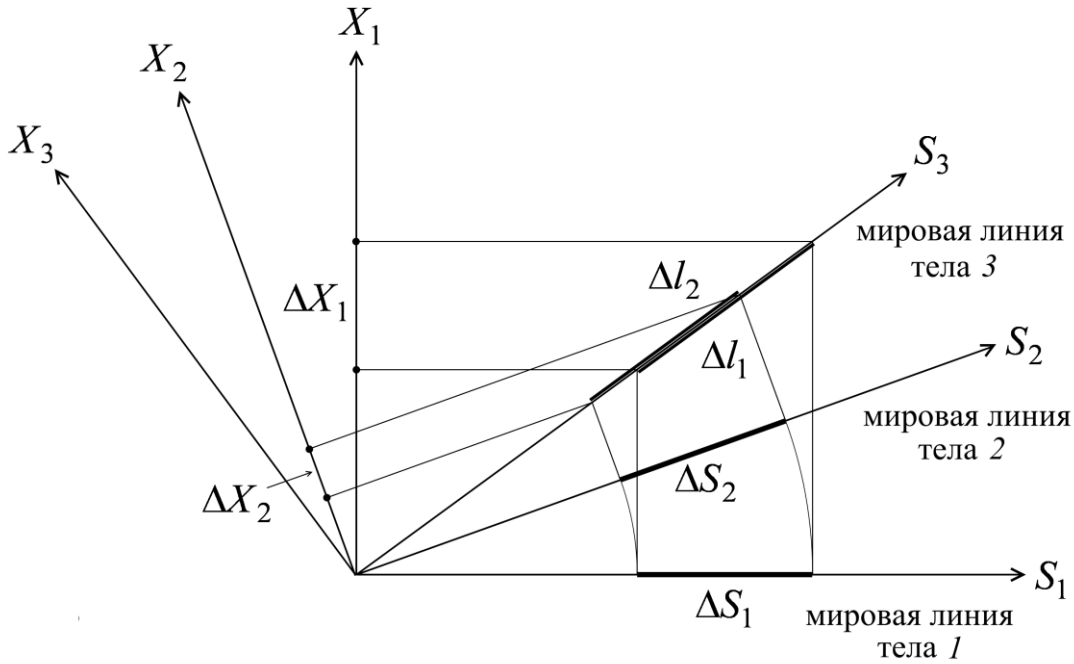
По той же самой причине, о которой говорилось выше, ось OS_2 совпадает с нашей мировой линией. За такое же время Δt_0 вдоль OS_2 мы пройдем расстояние $c\Delta t_0 = \Delta S_2$. Видим, что $\Delta S_1 = \Delta S_2$. При этом

$$\Delta l_2^2 = \Delta X_2^2 + \Delta Y_2^2 + \Delta Z_2^2 + \Delta S_2^2.$$

Рисунок иллюстрирует выше изложенное.

Итак, оказывается, что инвариантность интервала обусловлена тем, что положения частицы в мировом пространстве замеряются относительно положений другой частицы в том же мировом пространстве.

Вклейка



$$\begin{aligned} \Delta l_1^2 &= \Delta X_1^2 + \Delta Y_1^2 + \Delta Z_1^2 + \Delta S_1^2 \left\{ \Delta S_1^2 = c^2 \Delta t_0^2 \right\} \\ \Delta l_2^2 &= \Delta X_2^2 + \Delta Y_2^2 + \Delta Z_2^2 + \Delta S_2^2 \left\{ \Delta S_2^2 = c^2 \Delta t_0^2 \right\} \\ &= \Delta l_1^2 - \Delta X_1^2 - \Delta Y_1^2 - \Delta Z_1^2 = \\ &= \Delta l_2^2 - \Delta X_2^2 - \Delta Y_2^2 - \Delta Z_2^2 = \Delta S^2 \end{aligned}$$

При этом оси OS всегда оказываются направленными вдоль мировых линий частиц.

По существу мы связаны с той частицей, относительно которой производятся замеры. Мысленно мы можем оторваться от этой частицы и как бы остановиться в мировом пространстве. Тогда величина интервала не будет инвариантом.

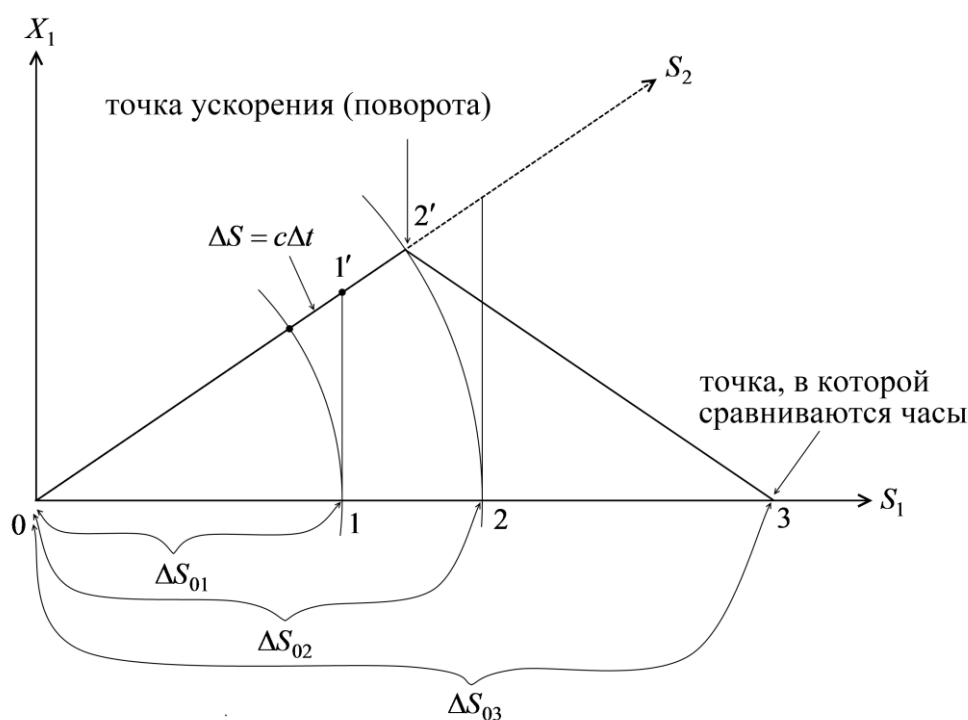
Инвариантом при этом окажется расстояние Δl между двумя положениями частицы в четырёхмерном мировом пространстве

$$\Delta l^2 = \Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2 + \Delta S^2,$$

при этом в нашем мысленном опыте фигурирует только одна частица (а не две).

10. «Парадокс близнецов» с точки зрения пространственно-пространственного рассмотрения.

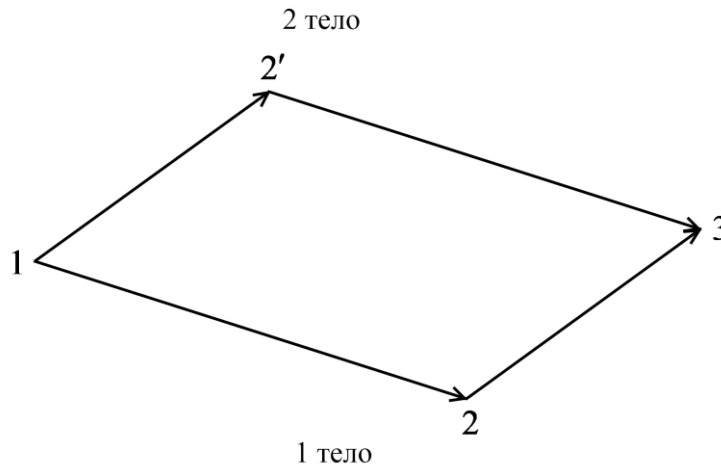
Этот «парадокс» теперь может быть рассмотрен графически.



С. 40

Видим, что пока тело проходит вдоль OS_1 расстояние $\Delta S_{01} = c\Delta t_{01}$, второе тело проходит вдоль OS_2 то же расстояние. Причём ΔS_{01} вдоль OS_1 соответствует отрезку вдоль OS_2 , величина которого $\Delta S_{01'} = \Delta S_{01} + \Delta S$. Таким образом за время $\Delta t = \Delta S_{01}/c$, протекшее в системе связанной с первым телом, в системе,

связанной со вторым телом, протекает время $\Delta t = (\Delta S_{01} + \Delta S)/c$. Одним словом видим, что длина при обходе по линии 02'3 больше, чем при обходе по линии 0123. Разность этих длин, деленная на c , покажет насколько часы, связанные со вторым телом, отстали от часов, связанных с первым телом. Здесь существенно то, что тело 2 претерпевает изменение скорости. Если оба тела изменяют скорость, то их пути могут оказаться равными и часы покажут одинаковое время.



С. 41

11. Соотношение между энергией и импульсом

В пространственно-пространственном представлении соотношение между импульсом и энергией получается простым и естественным способом.

В 4х-мерном пространстве, как мы уже говорили, инвариантом является величина расстояния между двумя положениями частицы

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + ds^2. \quad (1)$$

С другой стороны время, необходимое для того, чтобы частица перешла из одного положения в другое, определяется как

$$dt = dl / c. \quad (2)$$

Действительно, ведь dl берётся вдоль мировой линии частицы, и мы постулируем, что движение вдоль мировой линии происходит со скоростью света c . В результате получим

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + v_s^2 = c^2, \quad (3)$$

где $v_x = dx/dt$ и т.д.

Это тождество написано в пространстве, которое далее будем называть абсолютным 4х-мерным пространством.

Пространство-время, используемое в теории относительности, будем называть релятивистским 4х-мерным пространством.

С. 42

Домножим тождество (3) на m_0^2 . Получим

$$m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 v_s^2 = m_0^2 c^2. \quad (1)$$

Величина $m_0 c$ - импульс частицы в 4х-мерном абсолютном пространстве. Величины $m_0 v_x = p_x$, $m_0 v_y = p_y$, $m_0 v_z = p_z$, $m_0 v_s = p_s$ - проекции импульса на координатные оси 4х-мерного абсолютного пространства.

Пусть наша собственная абсолютная мировая линия совпадает с осью O_s 4х-мерного абсолютного пространства.

В релятивистском 4х-мерном пространстве все измерения привязываются именно к этой оси O_s , вдоль которой движется измеряющая частица.

При этом выражения (3) С. 41 и (1) просто рассматриваются по отношению к компоненте v_s , то есть

$$\left(\frac{v_x}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{v_y}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{v_z}{v_s}\right)^2 + 1 = \left(\frac{c}{v_s}\right)^2.$$

Отношения скоростей можно записать так

$$\frac{v_x}{v_s} = \frac{dx}{dt} \bigg/ \frac{ds}{dt} = \frac{dx}{ds} \text{ и т.д.}$$

С. 43

Тогда

$$\left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 - \left(\frac{c}{v_s}\right)^2 = -1. \quad (1)$$

Причём v_s можно очевидно представить в виде

$$v_s = \sqrt{c^2 - v^2} = c\sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (2)$$

где $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$.

Тогда (1) примет вид

$$\left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dz}{ds}\right)^2 - \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 = -1. \quad (3)$$

Получили известное соотношение

$$u_i^2 = -1,$$

где u_i - компоненты 4х-мерной скорости в релятивистском пространстве.

Аналогично, преобразуем (1) С. 42

$$m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 (c^2 - v^2) = m_0^2 c^2. \quad (4)$$

Или

$$m_0^2 v_x^2 + m_0^2 v_y^2 + m_0^2 v_z^2 + m_0^2 c^2 (1 - v^2 / c^2) = m_0^2 c^2. \quad (5)$$

Поделим на $1 - v^2 / c^2$, чтобы отнести всё к измеряющей частице, движущейся вдоль оси Ox

$$\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 + \left(\frac{m_0 v_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 + \left(\frac{m_0 v_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 - \left(\frac{m_0 c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 = -m_0^2 c^2. \quad (6)$$

Здесь $\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = p_x^r, \dots$ - компоненты импульса в релятивистском 4х-мерном

пространстве, $\frac{m_0 c}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{E}{c}$, где E - величина, называемая энергией частицы.

С. 44

В результате мы приходим к соотношению, фигурирующему в теории относительности

$$(p_x^r)^2 + (p_y^r)^2 + (p_z^r)^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m_0^2 c^2.$$

То, что $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ при $v=0$ отлична от нуля $E_0 = m_0 c^2$ в данной

трактовке очевидный факт, т.к. частица всегда движется вдоль своей мировой линии со скоростью c , и поэтому всегда обладает энергией, даже если в координатах x, y, z она покоится.

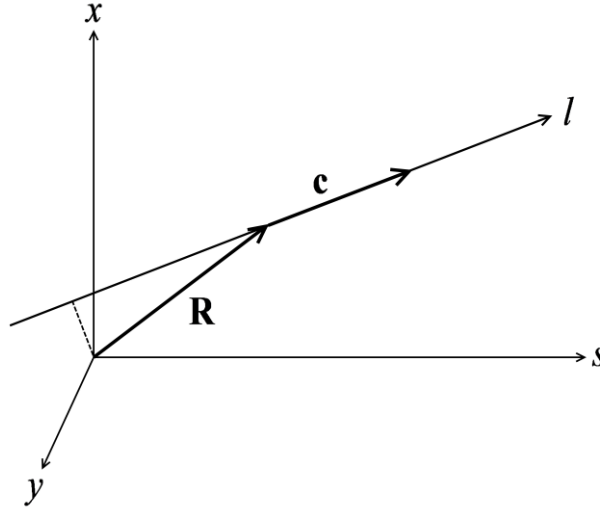
8.02.76.

12. Построение волновых функций в абсолютном и релятивистском пространстве

Пусть в 4х-мерном абсолютном пространстве, в котором введена система координат $Oxyzs$, распространяется волна с вектором $\mathbf{k} = m_0\mathbf{c}/\hbar$ (см. рис.).

Проекции $\mathbf{c}$ на оси есть $\mathbf{c} = \{v_x, v_y, v_z, v_s\}$.

C. 45



Образует скалярное произведение

$$\mathbf{R}\mathbf{c} = xv_x + yv_y + zv_z + sv_s. \quad (1)$$

С другой стороны $\mathbf{R}\mathbf{c}$ можно представить как

$$\mathbf{R}\mathbf{c} = cl, \quad (2)$$

где l – проекция $\mathbf{R}$ на направление скорости $\mathbf{c}$. В результате получаем волновую функцию в абсолютном пространстве

$$\psi_a = e^{im_0cl/\hbar} = e^{i\frac{m_0}{\hbar}(xv_x + yv_y + zv_z + sv_s)}. \quad (3)$$

$$\text{Запомним, что } cl = xv_x + yv_y + zv_z + sv_s. \quad (4)$$

Перейдём теперь к релятивистскому пространству. Для этого, как уже говорилось, надо выделить члены с s . Из (4) получим

$$k_0l = k_0\left(\frac{v_x}{c}x + \frac{v_y}{c}y + \frac{v_z}{c}z\right) + \frac{v_s}{c}k_0s, \quad (5)$$

где $k_0 = m_0c/\hbar$, а

$$v_s/c = \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (6)$$

Тогда

$$k_0 s = \frac{k_0 \left(l - \frac{v_x}{c} x - \frac{v_y}{c} y - \frac{v_z}{c} z \right)}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \quad (7)$$

С. 46

Релятивистская волновая функция будет тогда иметь вид

$$\psi_r = e^{ik_0 s} = e^{ik_0 \frac{l - \frac{v_x}{c} x - \frac{v_y}{c} y - \frac{v_z}{c} z}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}}. \quad (1)$$

Подставим сюда $k_0 = m_0 c / \hbar$ и $l = ct$. Получим

$$\psi_r = e^{i \frac{m_0}{\hbar} \frac{cl - v_x x - v_y y - v_z z}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}}. \quad (2)$$

$$\psi_r = e^{i \frac{1}{\hbar} \frac{m_0 c^2 t - m_0 v_x x - m_0 v_y y - m_0 v_z z}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}}. \quad (3)$$

Как известно $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = E$, $\frac{m_0 v_k}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = p_k$. Следовательно,

$$\psi_r = e^{i \frac{1}{\hbar} (Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}. \quad (4)$$

Обратимся снова к выражению (2)

$$\psi_r = e^{i \frac{m_0 c}{\hbar \sqrt{1 - v^2 / c^2}} \left(l - \frac{v_x}{c} x - \frac{v_y}{c} y - \frac{v_z}{c} z \right)}. \quad (5)$$

Величина $\frac{\hbar}{m_0 c} = \Lambda = \frac{\Lambda}{2\pi}$, где Λ - комптоновская длина волны частицы. То-

гда (5) примет вид

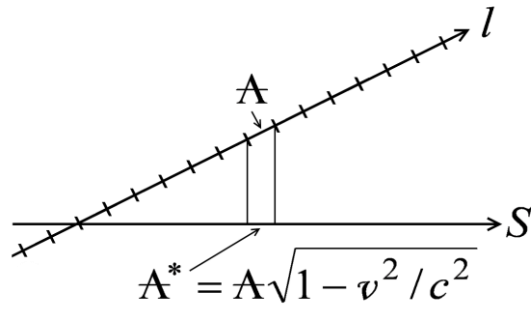
$$\psi_r = e^{i \frac{1}{\Lambda \sqrt{1 - v^2 / c^2}} \left(l - \frac{v_x}{c} x - \frac{v_y}{c} y - \frac{v_z}{c} z \right)}. \quad (6)$$

С. 47

Или $\psi_r = e^{i \frac{l - u_x x - u_y y - u_z z}{\Lambda^*}}$, где $u_k = v_k / c$,

$$\Lambda^* = \Lambda \sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (1)$$

Итак, в релятивистском пространстве как бы наблюдается движение частицы с уменьшенной комптоновской длиной волны (в $\sqrt{1 - v^2 / c^2}$ раз).



Соответственно, волновой вектор возрастает $k_0^* = \frac{k_0}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$.

Для сравнения приведём выражение для ψ_a :

$$\psi_a = e^{i \frac{l}{A}} = e^{i \frac{1}{A} (\frac{v_x}{c} x + \frac{v_y}{c} y + \frac{v_z}{c} z + \frac{v_s}{c} s)} \quad (2)$$

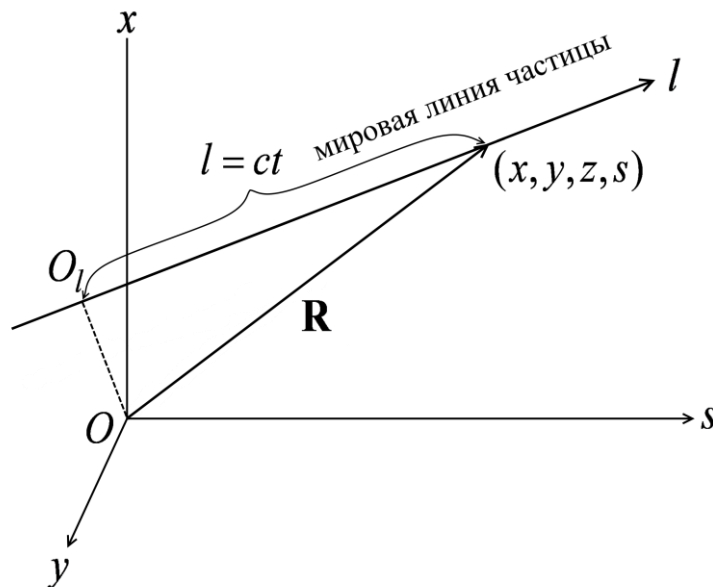
13. Определение времени как координаты

Говоря о времени мы будем оперировать длиной l вдоль мировой линии частицы в абсолютном пространстве, так как $l = ct$.

Пусть дана система координат $Oxyzs$ в абсолютном 4х-мерном пространстве и пусть задана точка с координатами x, y, z, s . Из центра системы координат

С. 48

нат проведём радиус-вектор $\mathbf{R}$, конец которого совпадает с данной точкой (см. рисунок)



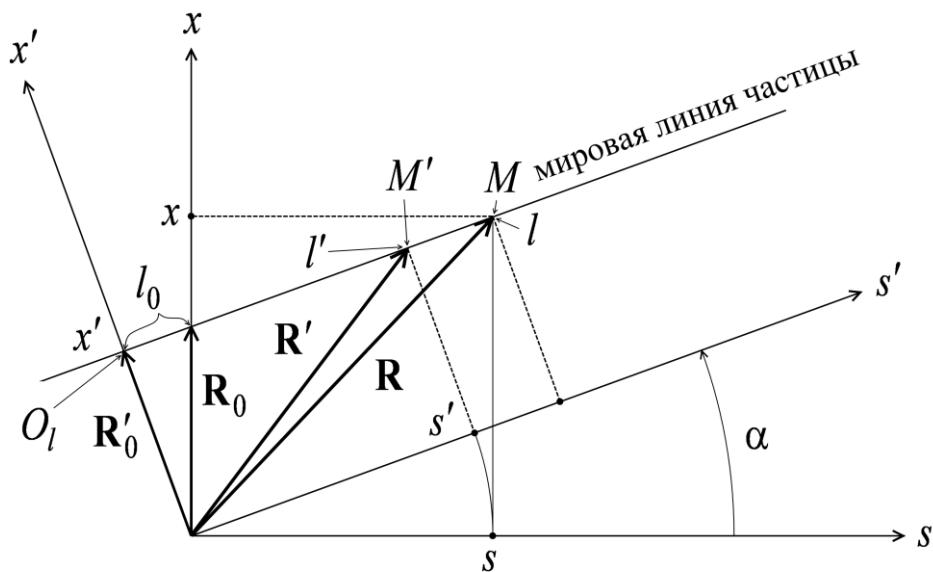
Координатой «время» будем называть величину проекции радиус-вектора $\mathbf{R}$ на мировую линию частицы. Обозначим эту координату посредством $l = ct$.

Начало временной координаты обозначим через O_l , точка куда проецируется начало радиус-вектора $\mathbf{R}$.

14. Формулы преобразования координат и времени при переходе от движущейся системы координат к неподвижной

С. 49

Пусть даны две системы координат $Oxyzs$ и $Ox'y'z's'$ в абсолютном пространстве. Их начала пусть совпадают друг с другом (параллельные переносы интереса не представляют).



Пусть частица покоится в системе $Ox'y'z'$. Это значит, что её мировая линия параллельна координате Os' .

Пусть положение частицы в системе $Ox'y'z's'$ будет описываться радиус-вектором $\mathbf{R}'$, координаты которого $\mathbf{R}' = \{x', y', z', s'\}$. Его проекция на мировую линию частицы равна $l' = s'$.

Положение частицы в системе $Oxyzs$ будет описываться радиус вектором $\mathbf{R}$, координаты которого $\mathbf{R} = \{x, y, z, s\}$, причём $s = s'$.

С. 50

Найдём формулы, связывающие x, y, z, s с x', y', z', s' .

Обозначим угол между осями Os и Os' через α , и пусть поворот осуществляется только так, что оси Oy и Oy' совпадают и оси Oz и Oz' тоже совпа-

дают. В релятивистском пространстве это соответствует движению вдоль оси Ox .

$$1) \quad \frac{l}{s - s_0} = \cos \alpha = \frac{v_s}{c} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

$$2) \quad |\mathbf{R}'_0| = x', \quad |\mathbf{R}_0| = \frac{|\mathbf{R}'_0|}{\cos \alpha} = \frac{x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

$$3) \quad x - |\mathbf{R}_0| = (l - l_0) \sin \alpha = (l - l_0) \sqrt{1 - \cos^2 \alpha} = (l - l_0) \sqrt{1 - 1 + \frac{v^2}{c^2}} = (l - l_0) \frac{v}{c}.$$

$$4) \quad l' = s' = s.$$

$$5) \quad \text{Из (1)} \quad l - l_0 = \frac{l'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

$$6) \quad x = |\mathbf{R}_0| + \frac{l'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{x' + l'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Итак,

$$x = \frac{x' + l'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

С. 51

Далее.

$$1) \quad l = l_0 + \frac{l'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{из (5) С. 50}$$

$$2) \quad l_0 = |\mathbf{R}_0| \sin \alpha = |\mathbf{R}_0| \frac{v}{c} = \frac{x'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

$$3) \quad l = \frac{l' + x'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (1)$$

Выпишем рядом

$$x = \frac{x' + l'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad l = \frac{l' + x'v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (2)$$

С учётом того, что $l' = ct'$ и $l = ct$ получим

$$x = \frac{x' + ct'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (3)$$

то есть получили формулы преобразования Лоренца.

Обозначим через $\beta = v/c$. Тогда

$$x = \frac{x' + \beta l'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad l = \frac{l' + \beta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4)$$

Заключение

Сравнивая приведённый выше текст с текстами статей, упомянутых во введении авторов, видим, что в нём содержатся все основные положения евклидовой трактовки теории относительности, в том числе и специфические косоугольные системы координат евклидова пространства, связанные как с неподвижным, так и с движущимся наблюдателем. Последующие исследования показали плодотворность предлагаемой трактовки. В частности автором настоящей работы на примере мод плоскопараллельного неограниченного 4-мерного резонатора с рассеивающим зеркалом доказано, что из такой трактовки вытекает гипотеза псевдоевклидовости пространства-времени для любых форм материи, а также второй постулат Эйнштейна [3, 4].

На основе введенного понятия евклидова пространства событий с косоугольными системами координат получены все кинематические эффекты теории относительности [4, 5], решения релятивистского уравнения Дирака для свободной частицы представлены в форме, позволяющей дать их геометрическую интерпретацию [6], найдена связь биспиноров Дирака с характеристиками, как эффекта Доплера, так и явления абберации света [7]. В релятивистском случае ускоренного движения введено понятие риманова (в отличие от псевдориманова) пространства событий с локальными косоугольными пространственно-временными базисами [9]. На его основе предложен метод построения пары, состоящей из системы отсчёта неподвижного наблюдателя и глобально-равноускоренной локально-жёсткой по Борну системы отсчёта прямолинейно ускоренного наблюдателя, и получены преобразования пространства-времени между этими системами [9]. Показано, что из них, как предельные случаи, следуют преобразования Мёллера, Подосёнова, преобразования Ву и Ли, обобщённые преобразования Мёллера-Ву-Ли, полученные Ксу и Клефф и усовершенствованные Эрнстом.

Показана связь потенциала электрического поля с изменением фазы волны при отражении от зеркал 4-резонатора. Получены также преобразования пространства-времени между системами отсчёта, связанными с противоположно заряженными частицами, а также между системами отсчёта, связанными с частицей и её античастицей, ускоряемыми электрическим полем. Развита новая методика решения задачи о рассеянии фотонов, как на медленных [8], так и на релятивистских электронах [10] без обращения к законам сохранения импульса и энергии, которые сами являются следствием рассматриваемого подхода.

Список литературы

1. <http://www.euclideanrelativity.com>.
2. Gribov I. *Dark Matter as Pico-Windows to physically equal Multiverse Worlds with Myriads Civilizations around Us (in extra dimension)*. Leibniz Online, 13/2012, V. 110, S. 2; <http://vixra.org/pdf/1304.0135v1.pdf>.
3. Орлов Е.П. *Пространственно-временные отношения между модами резонатора с параллельными плоскими зеркалами*. Препринт ФИАН № 16. Москва, 2004.
4. Орлов Е.П. *Описание пространственно-временных отношений между модами плоскопараллельного резонатора с помощью косоугольных систем координат*. Препринт ФИАН № 16. Москва, 2009.
5. Манкевич С.К., Орлов Е.П. Препринт ФИАН № 7. Москва, 2010.
6. Орлов Е.П. Препринты ФИАН № 1, № 15, № 40. Москва, 2011.
7. Орлов Е.П. Препринт ФИАН № 10, Москва, 2012.
8. Орлов Е.П. Препринты ФИАН №8, № 10, Москва, 2013.
9. Орлов Е.П. Препринты ФИАН № 3, № 7, № 19, Москва, 2014.
10. Орлов Е.П. Препринт ФИАН № 1, Москва, 2016.
11. Пестов А.Б. Сообщения Объединённого института ядерных исследований. P2-2012-140, P2-2012-141, P2-2012-142, P2-2012-143. Дубна, 2012.
12. <http://www.chronos.msu.ru/old/lab-kaf/Urusovsky/urus-issled.html>
13. Atkinson R.d'E. *General Relativity in Euclidean Terms*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Volume 272, Issue 1348, P. 60-78, 02-1963(!).
14. Newburgh R.G., Phipps T.E. US Air Force research paper. *A Space-Proper Time Formulation of Relativistic Geometry*. Air Force Cambridge Research Laboratories, Office of Aerospace Research, U.S. Air Force, 1969.
15. Орлов Е.П. . Пространственно-пространственная трактовка специальной теории относительности. Рабочая тетрадь №7. Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), Лаборатория Квантовой радиофизики, 1976, С. 34-51..
16. Gersten A. *Euclidean Special Relativity*. Foundations of Physics. 2003. V.33, No.8. P.1237-1251.
17. Неванлинна Р. *Пространство, время и относительность*. // Пер. с нем. Г.А.Вольперта, под ред. И.М.Яглома. М.: Мир, 1966. С.180.

18. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. Вып.8 // Под ред. Л.В.Гессен. М.: Мир, 1965. С. 111.
19. Либшер Д.-Э. *Теория относительности с циркулем и линейкой*. // Пер. с нем. В.Е.Маркевич, под ред. Н.В.Мицкевич. М.: Мир, 1980. 152 с.

Евгений Прохорович ОРЛОВ

**О РАЗРАБОТКЕ ЕВКЛИДОВОЙ ТРАКТОВКИ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ФИАНЕ В 1976 ГОДУ**

Формат 60x84/16. П. л. 2,75. Тираж 140 экз. Заказ №49
Отпечатано с оригинал-макета заказчика в типографии РИИС ФИАН
119991 Москва, Ленинский проспект 53