Специальная теория относительности

УДК 530.12; 530.16, 535.14, 537, 539.17

Олейник В. П.

ОБЛАСТЬ ДЕЙСТВИЯ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ОГРАНИЧЕНА КЛАССИЧЕСКОЙ ТОЧЕЧНОЙ ЧАСТИЦЕЙ

О неэквивалентности инерциальных систем отсчета

Department of General and Theoretical Physics,
National Technical University of Ukraine "Kiev Polytechnic Institute"
Prospect Pobedy 37, Kiev, 03056, Ukraine;
e-mail: valoleinik@users.ntu-kpi.kiev.ua ; kinielolav@ukr.net

Дан детальный анализ **проблемы неэквивалентности движущихся друг относительно друга инерциальных систем отсчета (ИСО)** в отношении как классических, так и квантовых физических систем. Суть этой проблемы состоит в том, что времена, входящие в уравнения движения в различных ИСО, могут существенно отличаться от времен, которые входят в преобразования Лоренца, связывающие между собой пространственно-временные координаты систем отсчета. Указанное различие исчезает лишь в случае простейшей физической системы — классической точечной частицы, взаимодействующей с произвольным силовым полем, и по этой причине **область применимости специальной теории относительности сводится к классической одночастичной системе**. Показано, что из локальных времен, в которые переходит глобальное время при преобразованиях Лоренца, невозможно сконструировать глобальное время в той ИСО, в которую совершается переход. Дано строгое рассмотрение проблемы неэквивалентности ИСО в случае квантовой частицы. Показано, что **выводы теории в отношении неэквивалентности ИСО можно проверить опытным путем** в экспериментах по испусканию фотонов электронным пучком во внешнем электромагнитном поле. Рассмотрена связь между глобальными временами в движущихся друг относительно друга ИСО в случае классической точечной частицы. Обсуждается явление локальной динамической неоднородности времени, возникающее при движении классической частицы в силовом поле. Отмечается, что в релятивистской механике **сила является причиной не только ускорения частицы относительно ИСО, но и причиной изменения хода времени вдоль траектории движения частицы**, — в этом состоит физическое содержание динамического принципа, лежащего в основе релятивистской механики. Согласно полученным результатам, в рамках одночастичного подхода лоренцево сокращение длины отрезка следует из преобразований Лоренца лишь в предположении, что классическая точечная частица способна двигаться по траектории со сверхсветовой скоростью.

Ключевые слова: неэквивалентность инерциальных систем отсчета, принцип относительности, теория относительности, динамический принцип, глобальное и локальное время, динамическая неоднородность времени, относительный ход времени, управление ходом времени.

1. Введение

Принято считать, что специальная теория относительности (СТО) [1–4], подобно механике Ньютона, является всеобщей, универсальной физической теорией, которая описывает поведение физических систем в инерциальных системах отсчета (ИСО), движущихся друг относительно друга. **Данная работа**, завершающая цикл наших исследований [5–7], выполненных по случаю столетнего юбилея СТО, **определяет границы применимости СТО.**

Согласно результатам работ [6–9], из релятивистской инвариантности уравнений динамики не следует физическая эквивалентность ИСО. Это означает, что физическое содержание принципа относительности оказывается существенно более узким, чем принимается в современной физике. Поскольку принцип относительности лежит в основе СТО, то возникает необходимость в детальном анализе области ее применимости.

Главное содержание настоящей работы состоит в доказательстве того, что **принцип относительности**, понимаемый как утверждение о физической эквивалентности ИСО, **справедлив лишь в отношении классической одночастичной системы**. Вследствие этого, **областью применимости СТО является лишь классическая точечная частица**.

Следует подчеркнуть, что наши выводы касаются лишь той части релятивистской механики и электродинамики, включая квантовую теорию, в которой на основе принципа относительности описываются физические явления и процессы, происходящие в движущихся друг относительно друга ИСО. Как нам представляется, существующая ныне теоретическая схема описания динамики способна правильно описать физические явления и процессы, происходящие в каждой фиксированной ИСО, при условии, что должным образом учтены эффекты самоорганизации материи, т. е. учтены информационные поля, способные передавать возмущение со сверхсветовой скоростью [5, 9–18].

Впервые на неэквивалентность ИСО, движущихся друг относительно друга, указано в работе [8] (1978 г.). Предсказанный в этой работе эффект относительности квантовых процессов является следствием неэквивалентности ИСО. Эффект состоит в том, что при выполнении некоторых условий результаты экспериментов по рассеянию частиц, полученные независимо в двух ИСО находящимися в них наблюдателями и пересчитанные с помощью лоренцевых преобразований в одну систему отсчета, оказываются различными (при одинаковых начальных состояниях в рассматриваемом процессе рассеяния).

Ввиду того, что понятие инерциальной системы отсчета относится к числу фундаментальных понятий физики, **проблема неэквивалентности ИСО**, сформулированная в [7, 8], заслуживает самого пристального внимания. Суть этой проблемы состоит в том, что времена t и t', входящие в уравнения движения в инерциальных системах отсчета K и K', движущихся друг относительно друга (эти времена мы называем **глобальными**), могут существенно отличаться от времен t и t', входящих в преобразования Лоренца, связывающие между собой пространственно-временные координаты этих систем отсчета (эти времена мы называем **локальными**). В системе из нескольких классических точечных частиц при переходе из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K' время t расщепляется на локальные времена, число которых равно числу частиц в системе. В случае квантовой частицы ситуация становится еще более сложной [7]: при преобразованиях Лоренца каждый момент глобального времени расщепляется на бесконечно большое число локальных времен, относящихся к различным точкам пространства. **И только в классической системе, состоящей из одной точечной частицы**, как доказано в данной работе, времена t и t', входящие в уравнения движения, не отличаются от времен, фигурирующих в преобразованиях Лоренца.

Формально физическое состояние системы можно описать и на языке локальных времен отдельных частиц либо отдельных точек пространства. Однако такое описание неудовлетворительно с физической точки зрения, так как оно не позволяет получить аддитивные сохраняющиеся величины, представляющие с точки зрения физики особый интерес. Действительно, перейдя из ИСО с глобальным временем в любую другую ИСО, движущуюся относительно исходной, мы приходим к ситуации, когда каждая частица характеризуется своим локальным временем и начальные условия для различных частиц относятся к различным моментам времени. В этих условиях невозможно определить такие аддитивные величины, как энергию, импульс, момент импульса всей системы и, следовательно, невозможно получить законы сохранения этих величин, содержащие важную физическую информацию о поведении исследуемой системы. Поэтому описание физической системы на языке глобального времени кардинально отличается от описания, использующего локальные времена. Способ описания динамики в терминах локальных времен носит, очевидно, чисто формальный характер и не имеет физического значения.

Перейдя из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K', мы получаем описание состояния физической системы на языке локальных времен $\tilde{t}'$. Однако реальный наблюдатель, находящийся в системе отсчета K', оперирует не с локальным временем $\tilde{t}'$, а с глобальным t', на языке которого только и можно описать развитие физической системы в соответствии с уравнениями движения и которое существенно отличается от $\tilde{t}'$. Поэтому описание физической системы на языке локальных времен, получающееся в результате преобразований Лоренца, не является физическим и не имеет отношения к реальности. Суть дела состоит в том, что подобное описание отражает «точку зрения» некоторого фиктивного, воображаемого наблюдателя, не существующего в природе, «точку зрения», которая существенно отличается от точки зрения реального наблюдателя [6].

Неравноправие ИСО, движущихся друг относительно друга, проистекает из-за того, что **время в каждой инерциальной системе отсчета играет двоякую роль.** С одной стороны, время является параметром, определяющим развитие физической системы согласно уравнениям динамики и не зависящим от пространственных координат, а, с другой, время — это четвертая координата, которая вместе с пространственными координатами образует единое целое — 4-мерное пространство-время с псевдоевклидовой метрикой. Иными словами, возникает коллизия: на языке времени как величины, не зависящей от пространственных координат, реализуется динамический принцип, и вместе с тем время неотделимо от пространства, перепутываясь с пространственными координатами при переходе из одной ИСО в другую. **Неэквивалентность ИСО следует из невозможности согласовать динамический принцип и преобразования Лоренца, выражающие собой неразрывную связь пространства и времени,** в случае произвольной физической системы. Исключением оказывается лишь самый простой случай — классическая система, состоящая из одной-единственной точечной частицы. Двойственная природа времени, проявляющаяся в коллизии физических и геометрических свойств, приводит к тому, что глобальное время в каждой ИСО выделяет ее среди всех других систем отсчета, движущихся относительно нее равномерно и прямолинейно.

Перечислим основные результаты, изложенные в последующих разделах работы.

В **разделе 2** на примере квантовой частицы показано, что из локальных времен, в которые переходит глобальное время исходной ИСО при преобразованиях Лоренца, невозможно сконструировать глобальное время в той ИСО, в которую совершается переход. Этот результат свидетельствует о том, что движущиеся друг относительно друга ИСО существенно различаются между собой по своим физическим свойствам.

Строгое рассмотрение проблемы неэквивалентности ИСО в случае свободной квантовой частицы содержится в **разделе 3**. Состояние частицы описывается волновыми функциями $\text{Щ}(x)$ и $\text{Ш}'(x')$, подчиняющимися уравнению Дирака и заданному начальному условию, в инерциальных системах отсчета K и K', движущихся друг относительно друга. Дана сравнительная характеристика состояний $\text{Щ}(x)$ и $\tilde{\text{Щ}}(x)$, а также состояний $\text{Ш}'(x')$ и $\tilde{\text{Ш}}'(x')$, где состояния $\tilde{\text{Щ}}(x)$ и $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ являются отображениями состояний $\text{Ш}'(x')$ и $\text{Щ}(x)$ в системы отсчета K и K', соответственно. Анализ состояний частицы и их отображений показывает, что между волновыми функциями частицы и их отображениями имеется существенное различие, означающее физическую неэквивалентность систем отсчета K и K'.

В **разделе 4** исследованы квантовые переходы частицы под действием внешнего поля. Здесь показано, что неэквивалентность ИСО можно обнаружить опытным путем при исследовании квантовых процессов первого порядка по внешнему полю. Этот вывод существенно дополняет наши результаты, полученные в [8, 9], где впервые указывалось на возможность экспериментального изучения неэквивалентности ИСО с помощью эффектов второго порядка. Как явствует из полученных результатов, различие между состоянием частиц Ш и его отображением $\tilde{\text{Ш}}$ приводит к различным частотным спектрам фотонов, испускаемых электронным волновым пакетом, взаимодействующим с внешним полем. Предсказания теории можно проверить в экспериментах по излучению фотонов электронным пучком, проведенных в движущихся друг относительно друга ИСО.

Раздел 5 посвящен доказательству того, что в случае классической точечной частицы ИСО физически эквивалентны. Равноправие ИСО в случае классической одночастичной системы обусловлено тем, что в этом случае не происходит расщепления глобального времени при переходе из одной ИСО в другую.

Связь между глобальными временами в движущихся друг относительно друга ИСО в случае классической точечной частицы рассмотрена в **разделе 6**. Здесь обсуждается **явление локальной динамической неоднородности времени** [18-23], физическая сущность которого состоит в том, что течение времени вдоль траектории движения частицы в движущихся друг относительно друга ИСО зависит от характера движения частицы под действием силового поля. **Физическое содержание динамического принципа**, лежащего в основе релятивистской механики, **формулируется следующим образом: сила в релятивистской механике является не только причиной ускорения частицы относительно инерциальной системы отсчета, но и причиной изменения хода времени вдоль траектории движения частицы** [24]. Отмечается, что существование зависимости хода времени от состояния движения частицы в силовом поле указывает на реальную возможность управления ходом времени с помощью физических полей [23].

В **разделе 7** обсуждается лоренцево сокращение длины отрезка. Отмечается, что формулу для лоренцева сокращения длины можно вывести в рамках одночастичного подхода, лишь допустив, что классическая точечная частица может двигаться по траектории со сверхсветовой скоростью.

В **Заключении** формулируются основные выводы работы и отмечается, что исследования по созданию метода, систем и средств сверхсветовой коммуникации и по изучению физических свойств времени являются стратегически важными с точки зрения общественного развития.

В работе рассматриваются инерциальные системы отсчета K и K' и предполагается, что система отсчета K' движется относительно системы отсчета K со скоростью $V = const$ вдоль оси z в ее положительном направлении, декартовы координаты в системах отсчета K и K' ориентированы таким образом, что оси z и z' совпадают, а оси x' и y' параллельны осям x и y. Системы отсчета K и K' связаны между собой преобразованиями Лоренца:

$$t' = \gamma\left(t - \frac{V}{c^2}z\right), \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = \gamma(z - Vt), \quad \gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \tag{1}$$

2. Можно ли сконструировать глобальное время, исходя из локальных времен?

Как показано в [7], при преобразованиях Лоренца применительно к квантовой частице каждый момент глобального времени исходной ИСО расщепляется на несчетное множество локальных времен в той ИСО, в которую совершается переход. Вследствие этого, СТО не может в принципе описать движение квантовой частицы.

Возникает следующий вопрос. Применив преобразования Лоренца к ИСО K с глобальным временем t, мы переходим в ИСО K' с локальными временами $\tilde{t}'$, зависящими от пространственных координат ($\tilde{t}' \equiv \tilde{t}'(\tilde{z}')$). Нельзя ли сконструировать непротиворечивым образом, в случае поля квантовой частицы, из величин $\tilde{t}'$ и $\tilde{z}'$ такой параметр t', который играл бы роль глобального времени в ИСО K'?

Исходя из ИСО K с глобальным временем t, перейдем в ИСО K' в соответствии с преобразованиями Лоренца (1), которые удобно записать в виде (выписываем формулы только для координат, изменяющихся при преобразованиях):

$$\tilde{t}' = \gamma\left(t - \frac{V}{c^2}z\right), \quad \tilde{z}' = \gamma\ z - Vt\ . \tag{2}$$

Обратные преобразования Лоренца

$$t = \gamma\left(\tilde{t}' + \frac{V}{c^2}\tilde{z}'\right), \quad z = \gamma\ \tilde{z}' + V\tilde{t}'\ .$$

запишем в виде:

$$\tilde{t}' = -\frac{V}{c^2}\tilde{z}' + t\gamma^{-1}, \quad \tilde{z}' = -V\tilde{t}' + z\gamma^{-1}. \tag{3}$$

Из (3) видно, что $\tilde{t}'$ - локальное время, которое слагается из локальной компоненты, $-\frac{V}{c^2}\tilde{z}'$, и глобальной компоненты, $t\gamma^{-1}$ (последняя величина является глобальной компонентой времени в силу того, что t — глобальное время в системе отсчета K). Величины $t\gamma^{-1}$ и $z\gamma^{-1}$, стоящие в правых частях формул (3), будем искать в следующей форме:

$$t\gamma^{-1} = a_1 t', \quad z\gamma^{-1} = a_2 z' + bt, \tag{4}$$

где t' и z' - глобальное время и координата в ИСО K', a_1, a_2 и b - постоянные, подлежащие определению. Очевидно, что параметр t' будет глобальным временем в K', если выполнится равенство

$$dS'^2 = dS^2, \tag{5}$$

где $dS'^2 = c^2dt'^2 - dz'^2, dS^2 = c^2dt^2 - dz^2$. С помощью (4) выводим:

$$dS'^2 = \left(\frac{cdt}{a_1\gamma}\right)^2 - \left(\frac{dz}{a_2\gamma} - \frac{b}{a_2}dt\right)^2 = \left[\left(\frac{c}{a_1\gamma}\right)^2 - \left(\frac{b}{a_2}\right)^2\right]dt^2 - \left(\frac{1}{a_2\gamma}\right)^2 dz^2 + 2\frac{b}{a_2{}^2\gamma}dtdz.$$

Подстановка последнего соотношения в (5) дает:

$$b=0,\quad a_1=a_2=\gamma^{-1}.$$

Это значит, в силу (4), что $t'=t, z'=z$. Следовательно, глобальное время t' можно ввести лишь в тривиальном случае: при условии, что система отсчета K' совпадает с K.

Нетрудно проверить, что этот вывод остается справедливым и в отношении системы, состоящей из $N, N>1$, классических точечных частиц.

3. Неэквивалентность ИСО в случае квантовой частицы[1]

Неэквивалентность инерциальных систем отсчета K и K', движущихся друг относительно друга, проиллюстрируем на примере свободной квантовой частицы, волновая функция которой подчиняется уравнению Дирака и заданному начальному условию. С этой целью исследуем поведение квантовой частицы с точки зрения независимых друг от друга наблюдателей, находящихся в системах отсчета K и K'. Затем, преобразовав результаты, полученные K'-наблюдателем, в систему отсчета K, сравним эти результаты с теми, которые получены независимо K-наблюдателем. Аналогичное сравнение выполним и при преобразовании результатов, полученных K-наблюдателем, в систему отсчета K'.

Обозначим через $Щ(x)$ волновую функцию частицы в системе отсчета K. Функция $Щ(x)$ удовлетворяет уравнению Дирака $(i\partial\!\!\!/-m)Щ(x)=0$ и начальному условию $Щ(x)\big|_{t=t_0}=Ц(\vec r)$, где $Ц(\vec r)$ — волновая функция, описывающая начальное состояние квантовой частицы в момент $t=t_0$ глобального времени в системе отсчета K. Явное выражение для волновой функции $Щ(x)$ можно получить, используя соотношение

$$Щ(x)=\int d\vec r_1\, S^{(0)}(x,x_1)\gamma_0 Ц(\vec r_1)\big|_{t_1=t_0},$$

где $S^{(0)}(x,x_1)$ — перестановочная функция свободного электронного поля [7],

$$S^{(0)}(x,x_1)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^4p\,(\hat p+m)\,sign(p_0)\,\delta(p^2-m^2)\,e^{-ip(x-x_1)}. \tag{6}$$

В качестве начального состояния частицы используем волновой пакет

$$Ц(\vec r)=\int d\vec q\, Ц_{\vec q}(x)\equiv Ц(x),\quad Ц_{\vec q}(x)=u_{\vec q}\,e^{-iqx}, \tag{7}$$

где $u_{\vec q}=const$ — биспинор, $q=(0,\vec q)$. Очевидно, что функцию $Щ(x)$ можно представить в виде

$$Щ(x)=\int d^4x_1\, S^{(0)}(x,x_1)\gamma_0 Ц(x_1)\delta(t_1-t_0). \tag{8}$$

С помощью преобразований Лоренца $x'=Lx$, L - матрица преобразований Лоренца, перейдем из исходной системы отсчета K в систему отсчета K'. Волновой функции $Щ(x)$ в новой системе отсчета соответствует функция [25]

$$\tilde{Ш}'(x')=ЛЩ(x), \tag{9}$$

где оператор $Л$ определяется равенствами $Л^{-1}\gamma^\alpha Л=\sum_\nu L_{\alpha\nu}\gamma^\nu$. Подстановка (8) в (9) приводит после несложных преобразований к следующей формуле (см. [7]):

$$\tilde{Ш}'(x')=\int d^4x_1'\, S'^{(0)}(x',x_1')(\gamma_0+V\gamma_z)Ц'(x_1')\delta\; t_1'+Vz_1'-t_0\gamma^{-1}, \tag{10}$$

где $S'^{(0)}(x',x_1')$ — перестановочная функция свободного электронного поля в системе отсчета K', $x_1'=Lx_1$,

$$Ц'(x')=ЛЦ(x). \tag{11}$$

Функция $\tilde{Ш}'(x')$ описывает частицу с точки зрения K'-наблюдателя при условии, что в системе отсчета K состояние частицы описывается волновой функцией $Щ(x)$. С другой стороны, если K'-наблюдатель исследует движение свободной квантовой частицы независимо от K-наблюдателя, то он описывает частицу волновой функцией $Щ'(x')$, которая удовлетворяет

[1] Для упрощения записи в разделах 3 и 4 используется система единиц, в которой $c=\hbar=1$ (c - скорость света в вакууме, $\hbar$ - постоянная Планка).

уравнению Дирака в системе отсчета K', $(i\partial' - m)\text{Ш}'(x') = 0$, и начальному условию в некоторый момент $t' = t'_0$ глобального времени t'. Поскольку речь идет об одном и том же состоянии частицы, описываемом в различных системах отсчета, то K'-наблюдатель использует следующее начальное условие:

$$\text{Ш}'(x')\big|_{t'=t'_0} = \text{Ц}'(x')\big|_{t'=t'_0}, \tag{12}$$

где функция $\text{Ц}'(x')$ определена равенством (11). Волновую функцию $\text{Ш}'(x')$ можно записать в следующей форме (ср. с (8)):

$$\text{Ш}'(x') = \int d^4x'_1\, S'^{(0)}(x', x'_1)\, \gamma_0 \text{Ц}'(x'_1)\delta(t'_1 - t'_0), \tag{13}$$

где $x'_1 = Lx_1$. Отметим, что равенства (8) и (13) совпадают по форме: если в (13) опустить штрихи, то получится соотношение, в точности совпадающее с соотношением (8), как и должно быть в силу того, что наблюдатели K и K', находящиеся в различных инерциальных системах отсчета, совершенно равноправны между собой. Следует подчеркнуть, что времена t и t', входящие в (8) и (13), представляют собой глобальные времена в системах отсчета K и K', соответственно.

Аналогичным образом волновой функции $\text{Ш}'(x')$ (13) соответствует в системе отсчета K функция $\text{Л}^{-1}\text{Ш}'(x') \equiv \tilde{\text{Щ}}(x)$, которую можно преобразовать к виду:

$$\tilde{\text{Щ}}(x) = \int d^4x_1\, S^{(0)}(x, x_1)(\gamma_0 - V\gamma_z)\text{Ц}(x_1)\delta(t_1 - Vz_1 - t'_0\gamma^{-1}). \tag{14}$$

В соотношениях (10) и (14), которые совпадают между собой по форме, времена t'_1 и t_1 являются локальными в системах отсчета K' и K, соответственно.

Подчеркнем, что если бы системы отсчета K и K' были физически эквивалентными, то выполнялись бы равенства:

$$\tilde{\text{Ш}}'(x') = \text{Ш}'(x'), \quad \tilde{\text{Щ}}(x) = \text{Щ}(x).$$

Чтобы ответить на вопрос, справедливы ли эти равенства в действительности, сопоставим выражения (8) и (14), (10) и (13).

Вследствие того, что 4-векторы x' в (10) и x в (8) связаны между собой преобразованиями Лоренца, причем t — глобальное время в системе отсчета K, время t' в (10) является локальным. Это приводит к тому, что если K-наблюдатель рассматривает эволюцию состояния частицы вперед во времени, начиная с момента t_0, $t > t_0$, то в системе отсчета K' это условие имеет вид: $\gamma(t' + Vz') > t_0$ и , следовательно, время t' может течь как в прямом направлении, так и в обратном, в зависимости от интересующей нас области на оси z'. Более того, если развитие квантового состояния в системе отсчета K происходит в интервале глобального времени $(t, t + dt)$, где dt — бесконечно малая величина, то время t', отвечающее этому интервалу в соответствии с преобразованиями Лоренца, изменяется на всей числовой оси: $t' \in (-\infty, +\infty)$. Вместе с тем следует подчеркнуть, что хотя время t' в формуле (10) является локальным, волновая функция $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ формально подчиняется тому же уравнению Дирака в системе отсчета K', что и функция $\text{Ш}'(x')$.

В работе [7] отмечалось, что между функциями $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ и $\text{Ш}'(x')$, как и между $\tilde{\text{Щ}}(x)$ и $\text{Щ}(x)$, имеется существенное физическое различие. Волновая функция $\text{Ш}'(x')$ описывает реальное, физическое состояние частицы в системе отсчета K', т. е. такое состояние, которое K'-наблюдатель может приготовить и исследовать. А волновая функция $\tilde{\text{Ш}}'(x')$, будучи отображением состояния $\text{Щ}(x)$ в систему отсчета K', описывает виртуальное состояние. Это состояние не может быть приготовлено непосредственно K'-наблюдателем, но по этому состоянию K'-наблюдатель судит о том, какие физические процессы протекают в системе отсчета K. Аналогично состояние $\tilde{\text{Щ}}(x)$ (14) служит отображением состояния $\text{Ш}'(x')$ (13) в систему отсчета K и является виртуальным состоянием в системе отсчета K, в отличие от реального состояния $\text{Щ}(x)$. Отметим, что функции $\text{Щ}(x)$ и $\tilde{\text{Щ}}(x)$ формально подчиняются одному и тому же уравнению Дирака.

Более полную сравнительную характеристику состояний типа $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ и $\text{Ш}'(x')$, а также $\tilde{\text{Щ}}(x)$ и $\text{Щ}(x)$, могут дать явные выражения для волновых функций этих состояний, полученные для начальных состояний (7) и (11).

Прежде всего, приведем выражение для волновой функции $\text{Щ}(x)$ (8). Используя (6) и (7) и выполняя элементарные преобразования, получим:

$$
\begin{aligned}
&\text{Щ}(x) = \int d\vec{q}\,\text{Щ}_{\vec q}(x),\\
&\text{Щ}_{\vec q}(x) = \sum_{\nu=\pm}\frac{1}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}}(\hat{q}^{(\nu)}+m)\exp(-iq^{(\nu)}x + i\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}t_0)\,\gamma_0 u_{\vec q} =\\
&\quad = \sum_{\nu=\pm}\frac{1}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}}(\hat{q}^{(\nu)}+m)\exp(-i\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}(t-t_0))\,\gamma_0\text{Ц}_{\vec q}(x),
\end{aligned}
\tag{15}
$$

где

$$
q^{(\pm)} = (\varepsilon^{(\pm)}_{\vec q}, \vec{q}), \quad \varepsilon^{(\pm)}_{\vec q} = \pm\varepsilon_{\vec q}, \quad \varepsilon_{\vec q} = \sqrt{\vec{q}^{\,2}+m^2}\,. \tag{16}
$$

Из (15) следует, что волновая функция $\text{Щ}(x)$ подчиняется уравнению Дирака и требуемому начальному условию.

Функцию $\tilde{\text{Ш}}'(x') = \int d\vec{q}\,\tilde{\text{Щ}}'_{\vec q}(x')$ можно вычислить двумя способами: либо по формуле (9), используя выражение (15), либо непосредственно по формуле (10). Оба способа вычисления дают, как и должно быть, одинаковый результат:

$$
\begin{aligned}
\tilde{\text{Щ}}'_{\vec q}(x') &= \sum_{\nu=\pm}\frac{\gamma}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}}(\hat{\tilde{q}}'^{(\nu)}+m)\exp(-i\tilde{q}'^{(\nu)}x' + i\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}t_0)\,(\gamma_0 + V\gamma_z)\text{Л}u_{\vec q} =\\
&= \sum_{\nu=\pm}\frac{\gamma}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}}(\hat{\tilde{q}}'^{(\nu)}+m)\exp(-i\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q}(t-t_0))(\gamma_0 + V\gamma_z)\text{Ц}'_{\vec q}(x').
\end{aligned}
\tag{17}
$$

Здесь использованы преобразования Лоренца (1) и введены обозначения:

$$
\begin{aligned}
&t = \gamma(t' + Vz'), \quad \text{Ц}'_{\vec q}(x') = \text{Л}u_{\vec q}\exp(-iq'x'),\\
&q' = Lq = (q_0', \vec{q}\,'), \quad q = (0, \vec{q}), \quad q_0' = -Vq_z', \quad \vec{q}\,' = (q_x, q_y, \gamma q_z),\\
&\tilde{q}'^{(\pm)} = Lq^{(\pm)} = (\tilde{q}_0'^{(\pm)}, q_x', q_y', \tilde{q}_z'^{(\pm)}), \quad q_\perp'^2 = q_\perp^2 = q_x'^2 + q_y'^2,\\
&\tilde{q}_0'^{(\pm)} = \gamma(\varepsilon^{(\pm)}_{\vec q} - Vq_z), \quad \tilde{q}_z'^{(\pm)} = \gamma(q_z - V\varepsilon^{(\pm)}_{\vec q}).
\end{aligned}
\tag{18}
$$

Аналогично вычисляются функции $\text{Ш}'(x')$ (13) и $\tilde{\text{Щ}}(x)$ (14). Приведем окончательные формулы:

$$
\text{Щ}'_{\vec q}(x') = \sum_{\nu=\pm}\frac{1}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'}}(\hat{q}'^{(\nu)}+m)\exp(-i\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'}(t'-t_0'))\,\gamma_0\text{Ц}'_{\vec q}(x_0'), \tag{19}
$$

$$
q'^{(\nu)} = (\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'}, \vec{q}\,'), \quad x_0' = (t_0', \vec{r}\,'), \quad \vec{q}\,' = (q_x, q_y, \gamma q_z),
$$

$$
\tilde{\text{Щ}}_{\vec q}(x) = \sum_{\nu=\pm}\frac{\gamma}{2\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'}}(\hat{\tilde{q}}^{(\nu)}+m)\exp\ -i\tilde{q}^{(\nu)}x + i(\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'} - q_0')t_0'\ (\gamma_0 - V\gamma_z)u_{\vec q}, \tag{20}
$$

$$
\begin{aligned}
&\tilde{q}^{(\nu)} = L^{-1}q'^{(\nu)} = (\tilde{q}_0^{(\nu)}, q_x, q_y, \tilde{q}_z^{(\nu)}), \ \tilde{q}_0^{(\nu)} = \gamma(\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'} + Vq_z'), \ \tilde{q}_z^{(\nu)} = \gamma(q_z' + V\varepsilon^{(\nu)}_{\vec q'}),\\
&q_0' = -V\gamma q_z.
\end{aligned}
$$

Сравним между собой приведенные выше выражения для волновых функций.

Как видно из (17) и (19), ввиду того, что выполняются равенства $(\hat{\tilde{q}}'^{(\pm)})^2 - m^2 = 0$ и $(\hat{q}'^{(\pm)})^2 - m^2 = 0$, функции $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ и $\text{Ш}'(x')$ подчиняются формально одному и тому же уравнению Дирака: $(i\hat{\partial}' - m)\tilde{\text{Ш}}'(x') = 0, (i\hat{\partial}' - m)\text{Ш}'(x') = 0.$ Это обстоятельство позволяет K'-наблюдателю, не покидая системы отсчета K', выяснить, что происходит с квантовой частицей в системе отсчета K. Как уже отмечалось нами ранее, K'-наблюдатель анализирует движение квантовой частицы в системе отсчета K не по волновой функции $\text{Щ}(x)$ непосредственно, а по ее отображению в системе отсчета K', т. е. по функции $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ (9). Но так как обе функции, $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ и

$Ш'(x')$, подчиняются одному и тому же динамическому уравнению, то K'-наблюдатель не имеет возможности отличить время t', входящее в $\tilde{Ш}'(x')$, от времени t', входящего в $Ш'(x')$. Оба эти времени он рассматривает на равных основаниях — как глобальное время в системе отсчета K'. Согласно (19), функция $Ш'(x')$ подчиняется условию $Ш'(x')\big|_{t'=t'_0} = Ц'(x'_0)$, где $t' = t'_0$ — момент **глобального времени** в системе отсчета K'. Что же касается функции $\tilde{Ш}'(x')$, то из соотношений (17) видно, что не существует такого момента $t' = t'_0$ **глобального времени** в системе отсчета K', чтобы выполнилось начальное условие: $\tilde{Ш}'(x')\big|_{t'=t'_0} = Ц'(x')\big|_{t'=t'_0}$. Согласно (17), функция $\tilde{Ш}'(x')$ подчиняется начальному условию вида: $\tilde{Ш}'(x')\big|_{t=t_0} = Ц'(x')\big|_{t=t_0}$, которое отвечает моменту t' **локального времени** в системе отсчета K', определяемому равенством $t' = -Vz' + t_0\gamma^{-1}$. Функции $Щ_q(x)$ (15) и $\tilde{Щ}_q(x)$ (20) также подчиняются одному и тому же динамическому уравнению, но существенно различным начальным условиям.

Обратим внимание на следующую особенность волновых функций: функции $\tilde{Щ}'_q(x')$ и $Щ'_q(x')$ представляют собой суперпозиции экспонент $\exp(-i\tilde{q}'^{(\pm)}x')$ и $\exp(-iq'^{(\pm)}x')$, соответственно, а функции $\tilde{Щ}_q(x)$ и $Щ_q(x)$ — суперпозиции экспонент $\exp(-i\tilde{q}^{(\pm)}x)$ и $\exp(-iq^{(\pm)}x)$, соответственно. Как видно из приведенных экспонент, если функции $Щ(x)$ и $Ш'(x')$ обладают сферической симметрией, то функции $\tilde{Ш}'(x')$ и $\tilde{Щ}(x)$ — аксиальной симметрией с осью симметрии, направленной вдоль направления относительного движения систем отсчета K и K'. Различие между указанными функциями по свойствам симметрии обусловлено тем, что времена t'_1 в формуле (10) и t_1 в (14) являются локальными, а эти же времена в формулах (8) и (13) — глобальными. Важно также иметь в виду, что 4-векторы $q^{(\pm)}$ и $\tilde{q}^{(\pm)}$, согласно (16) и (20), отличаются между собой поведением пространственных компонент: $q_z^{(+)} = q_z^{(-)}$, но $\tilde{q}_z^{(+)} \neq \tilde{q}_z^{(-)}$, причем $\tilde{q}_z^{(+)} - \tilde{q}_z^{(-)} \sim V$. Эта особенность 4-векторов позволяет проверить опытным путем выводы теории относительно неэквивалентности ИСО (см. раздел 4).

Таким образом, хотя функции $\tilde{Ш}'(x')$ и $Ш'(x')$ формально подчиняются одному и тому же динамическому уравнению, различие между ними весьма существенно: они удовлетворяют различным начальным условиям и обладают различными свойствами симметрии. Это же справедливо и в отношении функций $\tilde{Щ}(x)$ и $Щ(x)$. **Полученные результаты доказывают, что в отношении свободной квантовой частицы движущиеся друг относительно друга ИСО физически неэквивалентны, неравноправны.** Очевидно, что этот вывод остается справедливым для любой системы заряженных квантовых частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем.

4. Квантовые переходы во внешнем поле

Неэквивалентность инерциальных систем отсчета можно обнаружить в экспериментах по рассеянию частиц. Впервые на возможность экспериментальной проверки неэквивалентности ИСО мы обратили внимание в 1978 г. в работе [8]. Здесь было показано, что неэквивалентность ИСО можно зарегистрировать, исследуя процесс испускания фотона электроном во внешнем поле, деформирующем энергетический спектр электрона. Очевидно, что амплитуда вероятности этого процесса является, строго говоря, величиной второго порядка по внешнему полю, поскольку смещение уровней энергии электрона под действием возмущения — эффект второго порядка по возмущению. В данном разделе показано, что неэквивалентность инерциальных систем отсчета можно обнаружить уже в процессах первого порядка по внешнему полю, если в качестве волновой функции электрона в начальном состоянии использовать волновые пакеты.

Рассмотрим квантовые переходы электрона, происходящие под действием внешнего поля, с точки зрения двух наблюдателей, находящихся в движущихся друг относительно друга ИСО K и K'. Внешнее поле, действующее на частицу, описывается 4-потенциалами $A_{ext}(x)$ в системе отсчета K и $A'_{ext}(x') = LA_{ext}(x)$ в системе отсчета K', где L — матрица лоренцева преобразования: $x' = Lx$. Обозначим через $Ш = Щ(x)$ и $Ш' = Ш'(x')$ волновые функции частицы в системах отсчета K и K', соответственно. Волновая функция Ш подчиняется уравнению Дирака и начальному условию (e — заряд электрона):

$$(i\hat{\partial} - e\hat{A}_{ext}(x) - m)\,Щ(x) = 0, \quad Щ(x)\big|_{t=T_0} = Ц(x_0), \quad x_0 = (T_0, \vec{r}). \tag{21}$$

Аналогично определяется волновая функция $Ш'$:

$$(i\hat{\partial}' - e\hat{A}'_{ext}(x') - m)\,Ш'(x') = 0, \quad Ш'(x')\big|_{t'=T'_0} = Ц'(x'_0), \quad x'_0 = (T'_0, \vec{r}'). \tag{22}$$

Здесь T_0 и T'_0 - начальные моменты глобального времени в системах отсчета K и K'.

Нас интересует описание движения одной и той же квантовой системы в двух различных ИСО. Поэтому на функции $Ц(x)$ и $Ц'(x')$, определяющие начальные условия, накладываем условие связи (11). Очевидно, что волновые функции Ш и $Ш'$, определенные динамическими уравнениями и начальными условиями (21) и (22) и условием связи (11), описывают одно и то же состояние квантовой системы с точки зрения наблюдателей в системах отсчета K и K', соответственно.

Рассмотрим отображение волновой функции $Ш'$ в систему отсчета K, т. е. функцию

$$\tilde{Щ}(x) = Л^{-1} Ш'(x'). \tag{23}$$

Если бы системы отсчета K и K' были эквивалентными, то выполнялось бы равенство: $\tilde{Щ}(x) = Щ(x)$. Как видно из результатов предыдущего раздела, это равенство не выполняется уже в отсутствие внешнего поля. В данном разделе мы покажем, что функции $Щ(x)$ и $\tilde{Щ}(x)$ приводят к различным частотным спектрам фотонов, испущенных электроном во внешнем поле

$$A_{ext}(x) = a\exp(-\varepsilon|t|)\cos(kx), \tag{24}$$

где a — амплитуда потенциала электромагнитной волны с волновым 4-вектором $k = (\omega, \vec{k})$, множитель $\exp(-\varepsilon|t|)$, $\varepsilon \to +0$, учитывает адиабатически медленное включение и выключение внешнего поля. В качестве волновой функции электрона в начальном состоянии используется волновой пакет (7).

Амплитуду вероятности испускания фотона электроном в состоянии $Щ(x)$ в системе отсчета K запишем в виде [9]:

$$M = -\frac{ie}{\sqrt{2\omega_1}}\int_{T_0}^{T} dt \int d\vec{r}\; \bar{\chi}^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)\,\hat{e}_\lambda \exp(ik_1x)\,Щ(x), \tag{25}$$

где e_λ и $k_1 = (\omega_1, \vec{k}_1)$ — 4-вектор поляризации и волновой 4-вектор фотона, испускаемого электроном; T_0 и T — моменты времени, отвечающие включению и отключению взаимодействия, вызывающего квантовый переход; в конце расчета выполняется предельный переход: $T_0 \to -\infty$, $T \to +\infty$; $\bar{\chi}^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x) = \chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)^{+}\gamma_0$, $\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)$ — решение уравнения Дирака во внешнем поле $A_{ext}(x)$, подчиняющееся условию

$$\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x) \to \varphi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x) = u_\sigma(Q^{(\alpha)})\exp(-iQ^{(\alpha)}x) \text{ при } t = T \to +\infty, \tag{26}$$

$\varphi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)$ — волновая функция свободного электрона, $\vec{Q}, \sigma, \alpha = \pm$ — квантовые числа: импульс, спиновый индекс, знак частотности состояния, $u_\sigma(Q^{(\alpha)})$ — биспинор, $Q^{(\alpha)} = (\varepsilon^{(\alpha)}_{\vec{Q}}, \vec{Q})$.

Волновые функции $Щ(x)$ и $\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)$, подчиняющиеся указанным выше условиям, могут быть найдены с помощью запаздывающей функции Грина $G_{ret}(x, x_1)$ электрона в поле $A_{ext}(x)$ [9]:

$$\begin{aligned} Щ(x) &= i\int d\vec{r}_1\; G_{ret}(x, x_1)\,\gamma_0\,Ц(x_1)\big|_{t_1=T_0}, \\ \bar{\chi}^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x) &= i\int d\vec{r}_1\, \bar{\varphi}^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x_1)\,\gamma_0\, G_{ret}(x_1, x))\big|_{t_1=T}. \end{aligned} \tag{27}$$

Волновые функции разложим в ряды теории возмущений по внешнему полю, ограничиваясь лишь членами первого порядка. Соответствующие разложения проще всего получить с помощью интегрального уравнения

$$G_{ret}(x,x_1)=G^{(0)}{}_{ret}(x,x_1)+\int d^4x_2\, G^{(0)}{}_{ret}(x,x_2)e\hat{A}_{ext}(x_2)G_{ret}(x_2,x_1),$$

где $G^{(0)}{}_{ret}(x,x_1)$ — гриновская функция свободного электрона. Учитывая соотношение

$$G^{(0)}{}_{ret}(x,x_1)=-i\theta(t-t_1)\,S^{(0)}(x,x_1),$$

где $S^{(0)}(x,x_1)$ — перестановочная функция свободного электронного поля (6), после несложных преобразований получаем искомые выражения для волновых функций (27):

$$\text{Щ}(x)=\int d\vec{q}\,\text{Щ}_q(x),\quad \text{Щ}_q(x)=\text{Щ}^{(0)}_q(x)+\text{Щ}^{(1)}_q(x),\quad \chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)=\varphi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)+\text{Д}\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x), \qquad (28)$$

$$\text{Щ}^{(0)}_q(x)=\int d\vec{r}_1\,S^{(0)}(x,x_1)\gamma_0\text{Ц}_{\vec{q}}(x_1)\Big|_{t_1=T_0},$$

$$\text{Щ}^{(1)}_q(x)=-i\int_{T_0}^{t}dt_1\int d\vec{r}_1\,S^{(0)}(x,x_1)e\hat{A}_{ext}(x_1)\text{Щ}^{(0)}_q(x_1), \qquad (29)$$

$$\text{Д}\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)=-i\int_{t}^{T}dt_1\int d\vec{r}_1\,\varphi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x_1)e\hat{A}_{ext}(x_1)S^{(0)}(x_1,x).$$

Опуская несложные выкладки, приведем окончательные формулы для $\text{Щ}^{(1)}_q(x)$ и $\text{Д}\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)$ (выражение для $\text{Щ}^{(0)}_q(x)$ дается формулами (15) и (16) при $t_0=T_0$):

$$\text{Щ}^{(1)}_q(x)=-\sum_{\nu,\mu}(\hat{p}^{(\nu)}+m)\frac{e\hat{a}}{8\varepsilon^{(\nu)}_{\vec{p}}\varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}}}(\hat{q}^{(\mu)}+m)\gamma_0 u_{\vec{q}}\,\frac{\exp -i(q^{(\mu)}-k)x+i\varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}}T_0}{\varepsilon^{(\nu)}_{\vec{p}}+k_0-\varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}}}+$$

$$+(k\to -k),\ \vec{p}=\vec{q}-\vec{k},\ k=(k_0,\vec{k}),\ q^{(\mu)}=(\varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}},\vec{q}),\ p^{(\nu)}=(\varepsilon^{(\nu)}_{\vec{p}},\vec{p}),\ \varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}}=\mu\sqrt{\vec{q}^{\,2}+m^2}. \qquad (30)$$

$$\text{Д}\chi^{(\alpha)}_{\vec{Q}\sigma}(x)=\sum_{\nu}\bar{u}_\sigma(Q^{(\alpha)})\frac{e\hat{a}}{4\varepsilon^{(\nu)}_{\vec{p}}}(\hat{p}^{(\nu)}+m)\frac{\exp i(Q^{(\alpha)}+k)x}{\varepsilon^{(\alpha)}_{\vec{Q}}+k_0-\varepsilon^{(\nu)}_{\vec{p}}}+(k\to -k),\ \ \vec{p}=\vec{Q}+\vec{k}. \qquad (31)$$

В последних формулах опущены слагаемые, которые при $T_0\to-\infty, T\to+\infty$ обращаются в нуль из-за наличия множителя $\exp(-\varepsilon|t|),\ \varepsilon\to+0,$ в 4-потенциале (24).

Подстановка волновых функций в амплитуду вероятности (25) и последующее интегрирование по координатам и времени приводят после перехода к пределу $T_0\to-\infty, T\to+\infty$ к следующему закону сохранения энергии и импульса:

$$Q^{(\alpha)}+k_1=q^{(\mu)}\pm k\,. \qquad (32)$$

Для простоты рассмотрим лишь случай $\alpha=\mu=+$ и оставим в (32) верхний знак. Возведя обе части последнего равенства в квадрат и исключая из полученного выражения 4-вектор $Q^{(+)}$ с помощью закона сохранения, получаем соотношение

$$q^{(+)}k_1+kk_1=q^{(+)}k\,. \qquad (33)$$

Из (33) вытекает следующая формула для частоты ω_1 фотона, испущенного электроном (при $\vec{q}=0$):

$$\omega_1=\frac{\omega}{1+\dfrac{\omega}{m}(1-\cos\theta)}, \qquad (34)$$

где θ — угол между волновыми векторами $\vec{k}$ и $\vec{k}_1$.

Теперь необходимо вычислить волновую функцию $\text{Щ}'(x')$, определенную уравнением и начальным условием (22), и ее отображение в систему отсчета K, т. е. функцию $\tilde{\text{Щ}}(x)$, определенную формулой (23), и затем вычислить матричный элемент M (25), в котором функция $\text{Щ}(x)$ заменена на функцию $\tilde{\text{Щ}}(x)$ (обозначим этот матричный элемент через $\tilde{M}$). Функцию $\tilde{\text{Щ}}(x)$ можно записать в виде, аналогичном (28):

$$\tilde{\text{Щ}}(x)=\int d\vec{q}\,\tilde{\text{Щ}}_q(x),\quad \tilde{\text{Щ}}_q(x)=\tilde{\text{Щ}}^{(0)}_q(x)+\tilde{\text{Щ}}^{(1)}_q(x)\,.$$

Указанные вычисления проводятся совершенно аналогично тем, которые были выполнены выше при получении $\text{Щ}(x)$ и M, и поэтому мы их не приводим. Поскольку нас интересуют лишь законы сохранения энергии и импульса, то имеет значение только зависимость компонент $\tilde{\psi}^{(0)}_{q}(x)$ и $\tilde{\psi}^{(1)}_{q}(x)$ волновой функции от x. Приведем эту зависимость: компонента $\tilde{\psi}^{(0)}_{q}(x)$ содержит экспоненту $\exp(-i\tilde{q}^{(\nu)}x)$, см.(20), вместо экспоненты $\exp(-iq^{(\nu)}x)$, которая содержится в (15); а компонента $\tilde{\psi}^{(1)}_{q}(x)$ содержит $\exp\left[-i(\tilde{q}^{(\mu)}-k)x\right]$ вместо $\exp\left[-i(q^{(\mu)}-k)x\right]$, содержащейся в (30). Здесь используются обозначения: $\tilde{q}^{(\mu)}=L^{-1}q'^{(\mu)}$, $q'^{(\mu)}=(\varepsilon^{(\mu)}_{\vec{q}'},\vec{q}')$ (см. (19) и (20)).

Отсюда следует, что амплитуда вероятности $\tilde{M}$ приводит к закону сохранения (32), в котором нужно выполнить замену $q^{(\mu)}\to\tilde{q}^{(\mu)}$, т. е. получается закон сохранения вида

$$Q^{(\alpha)}+k_1=\tilde{q}^{(\mu)}\pm k\,. \tag{35}$$

Из (35) получается следующее равенство, аналогичное (33):

$$\tilde{q}^{(+)}\tilde{k}_1+k\tilde{k}_1=\tilde{q}^{(+)}k\,, \tag{36}$$

где через $\tilde{k}_1=(\tilde{\omega}_1,\vec{\tilde{k}}_1)$ обозначен 4-импульс испускаемого фотона, соответствующий амплитуде вероятности $\tilde{M}$.

При вычислении частоты $\tilde{\omega}_1$ следует учесть, что $q'=Lq,\quad \vec{q}'=(q_x,q_y,\gamma q_z)$, см. (18), где q — 4-вектор, входящий в функцию $\psi_{\vec{q}}(x)$ (7), определяющую начальное состояние электрона. Приведем формулу для $\tilde{\omega}_1$ при $\vec{q}=0$ (4-вектор $\tilde{q}^{(+)}=(\tilde{q}^{(+)}_0,\vec{\tilde{q}})$ при $\vec{q}=0$ имеет следующие компоненты: $\tilde{q}^{(+)}_0=\gamma m,\ \vec{\tilde{q}}=(0,0,V\gamma m)$):

$$\tilde{\omega}_1=\frac{\omega(1-V\cos\alpha)}{1-V\cos\alpha_1+\dfrac{\omega}{m}\gamma^{-1}(1-\cos\theta)}\,, \tag{37}$$

где α и α_1 — углы между осью z и векторами $\vec{k}$ и $\vec{\tilde{k}}_1$, θ — угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{\tilde{k}}_1$. Отметим, что формула (37) совпадает с (34), т. е. $\tilde{\omega}_1=\omega_1$, при $V=0$. При $V\ll 1$ и $\omega\ll m$ имеет место равенство

$$\frac{\tilde{\omega}_1-\omega_1}{\omega}=V(\cos\alpha_1-\cos\alpha)+\frac{\omega}{m}(\cos\tilde{\theta}-\cos\theta)\neq 0 \text{ при } V\neq 0\,. \tag{38}$$

Согласно (34), (37) и (38), различие между волновыми функциями Ψ и $\tilde{\Psi}$ приводит к различным частотным спектрам фотонов, испущенных электронным волновым пакетом, взаимодействующим с полем электромагнитной волны (24). Разъясним более подробно физический смысл полученных результатов.

Если K-наблюдатель ставит в своей системе отсчета эксперимент по испусканию фотонов электронным волновым пакетом $\psi(x)$ во внешнем поле, то его детектор регистрирует фотоны, частоты ω_1 которых определяются законами сохранения энергии и импульса (32) и даются формулой (34) (при $\vec{q}=0$). С другой стороны, если K'-наблюдатель ставит аналогичный эксперимент, независимо от K-наблюдателя, используя в качестве электронного волнового пакета $\psi(x')$ (11), то его детектор зарегистрирует фотоны, частотный спектр которых ω_1' определится законами сохранения, аналогичными (32):

$$Q'^{(\alpha)}+k_1'=q'^{(\mu)}\pm k'\,, \tag{39}$$

где все штрихованные 4-векторы имеют в системе отсчета K' тот же смысл, что и нештрихованные в (32). Суть дела состоит в том, что $L^{-1}q'^{(\mu)}\equiv\tilde{q}^{(\mu)}\neq q^{(\mu)}$. Это означает, что при переходе из системы отсчета K' в систему отсчета K согласно преобразованиям Лоренца 4-вектор $q'^{(\mu)}$ из (39) переходит не в 4-вектор $q^{(\mu)}$ из (32), как должно было бы быть в случае эквивалентности инерциальных систем отсчета, а в 4-вектор $\tilde{q}^{(\mu)}$, отличающийся от $q^{(\mu)}$ (ср. с [8]). Поэтому законы сохранения (39) переходят в (35), а не в (32), и приводят к частотам фотонов $\tilde{\omega}_1$, отличающимся от частот ω_1 (ср. (34) и (37)).

Различие между частотами ω_1 и $\tilde{\omega}_1$ свидетельствует, таким образом, о неэквивалентности инерциальных систем отсчета K и K'. Как видно из представленных результатов, рассмотренное явление можно зарегистрировать на опыте, проведя эксперименты по излучению фотонов электронами в движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета. Существенно при этом, что электронные волновые пакеты, отвечающие начальному состоянию электронных пучков, должны подчиняться условию (11).

5. Эквивалентность ИСО в случае классической точечной частицы

Согласно результатам работ [6, 7], если физическая система состоит из одной классической точечной частицы, то при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую глобальное время исходной системы отсчета не испытывает расщепления. Поэтому естественно ожидать, что применительно к классической одночастичной системе движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчета физически эквивалентны между собой. Ниже приведено доказательство эквивалентности ИСО в рассматриваемом случае.

Рассмотрим классическую точечную частицу в силовом поле в некоторой инерциальной системе отсчета K. Положение частицы на траектории в момент времени t характеризуется радиусом-вектором $\vec r=(x,y,z)$, $\vec r=\vec r(t)$. Ее движение описывается уравнением Пуанкаре-Минковского

$$m\frac{du^\mu}{d\tau}=F^\mu, \tag{40}$$

где m — масса частицы; $u^\mu=\dfrac{dx^\mu}{d\tau}$, $x^\mu=(ct,\vec r)$ и F^μ — 4-векторы скорости, положения частицы в пространстве и силы, действующей на частицу; $F^\mu=F^\mu(x,u)$; c — скорость света в вакууме; $d\tau=dt\sqrt{1-\vec v^2/c^2}$ — дифференциал собственного времени частицы; $\vec v=\dfrac{d\vec r}{dt}$. Решение уравнения (40) может быть представлено в виде пары векторов $\vec r=\vec r(t)$ и $\vec v=\vec v(t)$, которая определяется однозначно заданием начальных условий в некоторый момент времени t_0:

$$\vec r\big|_{t=t_0}=\vec r_0,\quad \vec v\big|_{t=t_0}=\vec v_0. \tag{41}$$

Время t, входящее в уравнение (40), представляет собой параметр, не зависящий от пространственных координат и использующийся для описания движения частицы в пространстве, т. е. является **глобальным временем** в ИСО K.

Используя преобразования Лоренца (2), преобразуем уравнение (40) в систему отсчета K'. Преобразованное таким способом уравнение движения совпадает по форме с уравнением (40):

$$m\frac{d\tilde u'^\mu}{d\tau'}=\tilde F'^\mu, \tag{42}$$

где

$$\tilde u'^\mu=\frac{d\tilde x'^\mu}{d\tau'},\ \ \tilde x'^\mu=(c\tilde t',\tilde{\vec r}'),\ \ \tilde F'^\mu=\tilde F'^\mu(\tilde x',\tilde u'),\ \ d\tau'=d\tilde t'\sqrt{1-\tilde{\vec v}'^2/c^2}\ ,\ \ \tilde{\vec v}'=\frac{d\tilde{\vec r}'}{d\tilde t'}. \tag{43}$$

Уравнение (42) описывает движение частицы на языке штрихованных координат, образующих радиус-вектор $\tilde{\vec r}'=(\tilde x',\tilde y',\tilde z')$, и параметра $\tilde t'$, который определяется формулой

$$\tilde t'=\gamma\left(t-\frac{V}{c^2}z(t)\right)\equiv\tilde t'(t), \tag{44}$$

следующей из первого из равенств (2) и соотношения $z=z(t)$. Равенства (2) дают параметрическую зависимость $\tilde{\vec r}'$ от $\tilde t'$; в качестве параметра выступает глобальное время t в системе отсчета K. Если $d\vec r$ — приращение радиуса-вектора частицы за время dt в системе отсчета K, а $d\tilde{\vec r}'$ и $d\tilde t'$ - соответствующие им величины в системе отсчета K', то, очевидно,

$$d\tilde S'^2=dS^2,$$

где $d\tilde S'^2=c^2d\tilde t'^2-d\tilde{\vec r}'^2$, $dS^2=c^2dt^2-d\vec r^2$. Отсюда следует, что параметр $\tilde t'$ играет в системе отсчета K' такую же роль, какую играет величина t в системе отсчета K, т. е. величину $\tilde t'$ можно рассматривать как физическое время в системе отсчета K'. В силу того, что зависимость $\tilde t'$

от t, определяемая формулой (44), однозначна и величина t служит глобальным временем в системе отсчета K, величина $\tilde{t}'$ является единственным претендентом на роль глобального времени в системе отсчета K'. Выразив из равенства (44) параметр t через $\tilde{t}'$, получаем функцию $t = t(\tilde{t}')$, с помощью которой радиус-вектор частицы в системе отсчета K' можно записать в обычной форме — как функцию глобального времени $\tilde{t}'$: $\tilde{\vec{r}}' = \tilde{\vec{r}}'(\tilde{t}')$. Радиус-вектор $\tilde{\vec{r}}'$ и вектор скорости $\tilde{\vec{v}}'$ подчиняются, очевидно, начальному условию:

$$\tilde{\vec{r}}'\Big|_{\tilde{t}'=\tilde{t}'_0} = \tilde{\vec{r}}'_0, \quad \tilde{\vec{v}}'\Big|_{\tilde{t}'=\tilde{t}'_0} = \tilde{\vec{v}}'_0, \tag{45}$$

где

$$\tilde{t}'_0 = \tilde{t}'\Big|_{t=t_0}, \quad \tilde{\vec{r}}'_0 = \tilde{\vec{r}}'\Big|_{t=t_0}, \quad \tilde{\vec{v}}'_0 = \tilde{\vec{v}}'\Big|_{t=t_0}. \tag{46}$$

Остается показать, что решение задачи о движении частицы в системе отсчета K', которое мы получили выше с помощью преобразований Лоренца, перейдя из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K', полностью совпадает с тем решением уравнения движения, которое получит K'-наблюдатель, изучая поведение частицы независимо от K-наблюдателя, в своей собственной системе отсчета.

K' - наблюдатель описывает поведение частицы на основе уравнения, совпадающего по форме с уравнением (40),

$$m\frac{du'^{\mu}}{d\tau'} = F'^{\mu}, \tag{47}$$

в котором используются обозначения (ср. с (43))

$$u'^{\mu} = \frac{dx'^{\mu}}{d\tau'}, \; x'^{\mu} = (ct', \vec{r}'), \; F'^{\mu} = F'^{\mu}(x', u'), \; d\tau' = dt'\sqrt{1-\vec{v}'^2/c^2}, \; \vec{v}' = \frac{d\vec{r}'}{dt'}, \tag{48}$$

где t' — глобальное время в системе отсчета K'. Обозначим через $\vec{r}' = \vec{r}'(t')$ и $\vec{v}' = \vec{v}'(t')$ решение уравнения (47), подчиняющееся начальному условию

$$\vec{r}'\Big|_{t'=t'_0} = \tilde{\vec{r}}'_0, \quad \vec{v}'\Big|_{t'=t'_0} = \tilde{\vec{v}}'_0,$$

где величины $\tilde{\vec{r}}'_0$ и $\tilde{\vec{v}}'_0$ определены формулами (46). Если положить $t' = \tilde{t}'$ и $t'_0 = \tilde{t}'_0$, то указанное решение, в силу единственности решения уравнения движения с заданным начальным условием и вследствие совпадения по форме уравнений (47) и (42), совпадает с решением $\tilde{\vec{r}}'$ и $\tilde{\vec{v}}'$, полученным ранее с помощью преобразований Лоренца. Это и означает физическую эквивалентность систем отсчета K и K' в отношении классической точечной частицы.

Отметим важное обстоятельство, касающееся первой из формул (3). Эта формула применима как к классической, так и к квантовой частице, однако ее физическое содержание в каждом из этих двух случаев нужно понимать по разному. Действительно, в случае квантовой частицы величина $-\frac{V}{c^2}\tilde{z}'$ представляет собой локальную компоненту времени, но в случае классической частицы указанная величина, будучи по внешней форме локальной, в силу преобразований Лоренца (2) и равенства $z = z(t)$ является функцией глобального времени t. Поэтому в классическом случае, в отличие от квантового, величина $\tilde{t}'$ (3) оказывается глобальным временем в системе отсчета K'. Это обстоятельство обеспечивает физическую эквивалентность инерциальных систем отсчета K и K' в отношении классической точечной частицы, с одной стороны, и приводит к неэквивалентности указанных систем отсчета применительно к полю квантовой частицы, с другой.

6. Соотношение между глобальными временами в движущихся друг относительно друга ИСО. Динамическая неоднородность времени

Соотношение между глобальными временами инерциальных систем отсчета, движущихся друг относительно друга, в случае классической точечной частицы легко получить с помощью преобразований Лоренца. Пусть $\vec{r} = \vec{r}(t)$ и $\vec{v} = \vec{v}(t)$ — радиус-вектор и вектор скорости частицы в системе отсчета K, удовлетворяющие начальному условию: $\vec{r}(t_0) = \vec{r}_0$, $\vec{v}(t_0) = \vec{v}_0$, а

$\vec{r}' = \vec{r}'(t')$ и $\vec{v}' = \vec{v}'(t')$ — соответствующие величины в системе отсчета K', подчиняющиеся условию: $\vec{r}'(t_0') = \vec{r}_0'$, $\vec{v}'(t_0') = \vec{v}_0'$. Считаем, что пространственно-временные координаты частицы в системах отсчета K и K' связаны между собой преобразованиями Лоренца (1), причем

$$t_0' = \gamma\left(t_0 - \frac{V}{c^2} z(t_0)\right), \quad x'(t_0') = x_0', \quad y'(t_0') = y_0', \quad z'(t_0') = \gamma(z(t_0) - Vt_0) \equiv z_0'.$$

Используя преобразования (1), получаем следующие формулы, связывающие штрихованные координаты с нештрихованными:

$$t' - t_0' = \gamma\left(t - t_0 - \frac{V}{c^2}(z(t) - z(t_0))\right), \quad x'(t') - x'(t_0') = x(t) - x(t_0),$$
$$y'(t') - y'(t_0') = y(t) - y(t_0), \quad z'(t') - z'(t_0') = \gamma\ z(t) - z(t_0) - V(t - t_0)\ . \tag{49}$$

Из (49) видно, что $t' = t_0'$, $\vec{r}'(t') = \vec{r}_0'$ при $t = t_0$.

Пусть участок траектории в окрестности точки A, лежащей на траектории, частица проходит за время dt_A в системе отсчета K и за время dt_A' в системе отсчета K' ($\vec{r}(t_A)$ и $\vec{r}'(t_A')$ — радиусы-векторы точки A, t_A и t_A' — моменты времени, отвечающие точке A, в системах отсчета K и K', соответственно). В силу (49) величины dt_A и dt_A' связаны между собой равенством

$$dt_A' = \gamma\left(1 - \frac{V v_z(t_A)}{c^2}\right) dt_A. \tag{50}$$

Величина dt_A'/dt_A характеризует изменение хода времени в окрестности точки A на траектории движения частицы в системе отсчета K' по сравнению с системой отсчета K. Согласно (50), если в окрестности точки A z-компонента скорости частицы изменяется со временем ($v_z(t) \neq const$), то в окрестности этой точки изменяется также и **относительный ход времени**: $dt_A'/dt_A \neq const$. Если же на некотором участке траектории частица движется равномерно и прямолинейно, т. е. по инерции ($\vec{v}(t) = const$), то на этом участке ход времени не изменяется: $dt_A'/dt_A = const$. Отсюда следует важный вывод, впервые сформулированный в [19, 20]: поскольку, согласно основному постулату механики, изменение скорости движения частицы в инерциальной системе отсчета обусловлено силовым воздействием на частицу со стороны физического поля, то **сила, действующая на частицу в инерциальной системе отсчета, является причиной изменения относительного хода времени вдоль траектории движения частицы.**

Физическое содержание полученных результатов состоит в том, что время, как и пространство, обладает физическими свойствами. Вместе с пространством время является активным участником физических процессов. Эти выводы, ввиду их принципиальной важности, заслуживают подробного обсуждения.

Силовые поля, создаваемые материальными телами в окружающем пространстве (электромагнитные, гравитационные и др.), изменяют пространство, превращая его в особую физическую среду, способную взаимодействовать с другими телами. Тем самым **пространство приобретает физические свойства** и оказывает существенное влияние на происходящие в нем физические процессы.

Пространство и время не могут существовать независимо друг от друга. При переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую время перепутывается с пространственными координатами, так что время в одной системе отсчета является «смесью» времени и координат в другой. Поскольку пространство и время образуют единое целое — 4-мерное пространство-время, **время должно также обладать физическими свойствами** в том смысле, что его течение должно зависеть от физических процессов, в которых участвуют материальные тела, и изменение хода времени, обусловленное физическими процессами, должно, в свою очередь, влиять на поведение тел.

Таким образом, объединение двух идей — представления о 4-мерном пространстве-времени и идеи физического (силового) поля позволяет открыть существование физических свойств времени и осознать их важную роль в динамике.

Идея о существовании физических свойств времени принадлежит Н. А. Козыреву [26].

Согласно его результатам, события могут происходить не только во времени, но и с помощью времени, и тогда информация о событиях передается не через силовые поля, а особым способом — по временному каналу и перенос информации происходит мгновенно.

Формула (50) описывает **явление локальной динамической неоднородности времени**, исследованию которого посвящены работы [18–23]. Сущность этого явления состоит в том, что течение времени вдоль траектории движения частицы в движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета зависит от характера движения частицы под действием силового поля.

Прежде чем проиллюстрировать влияние силовых полей на изменение хода времени, рассмотрим случай равномерного и прямолинейного движения частицы:

$$\vec{r} = \vec{v}(t - t_0) + \vec{r}_0,\ \vec{r}_0 = const,\ \vec{v} = const.$$

В этом случае соотношения (49) приводятся к виду

$$t' - t_0' = \gamma\left(1 - \frac{Vv_z}{c^2}\right)(t - t_0), \tag{51}$$

$$x'(t') - x_0' = v_x(t - t_0),\ y'(t') - y_0' = v_y(t - t_0),\ z'(t') - z_0' = \gamma(v_z - V)(t - t_0).$$

Исключая $t - t_0$ из трех последних равенств с помощью формулы (51), получаем:

$$\vec{r}\,' = \vec{v}\,'(t' - t_0') + \vec{r}_0\,',$$

где $\vec{v}\,' = (v_x\gamma^{-1}, v_y\gamma^{-1}, v_z - V)\left(1 - \frac{Vv_z}{c^2}\right)^{-1}$ — скорость частицы в системе отсчета K'.

Согласно (51), при равномерном и прямолинейном движении частицы глобальные времена в системах отсчета K и K' связаны между собой линейно. При этом t' зависит не только от t, но и от скорости относительного движения систем отсчета и от скорости частицы. Соотношение, обратное к (51), можно записать в виде:

$$t - t_0 = \gamma\left(1 + \frac{Vv_z'}{c^2}\right)(t' - t_0'). \tag{52}$$

Если частица покоится в системе отсчета K', т. е. $v_z' = 0$, то величина $t' - t_0' \equiv d\tau$ представляет собой собственное время частицы, а величина $t - t_0 \equiv dt$ — время, отсчитываемое по часам, покоящимся в системе отсчета K. Используя (52), получаем знакомую формулу для собственного времени частицы:

$$d\tau = dt\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Обратимся теперь к движению частицы во внешнем поле, которое будем считать однородным: $\vec{F} = const$, $\vec{F}$ — сила, действующая на частицу. Решение уравнения Пуанкаре-Минковского для частицы с массой m, взаимодействующей с этим полем, можно записать в следующей форме (для упрощения записи полагаем, что движение частицы происходит вдоль оси z: $\vec{r} = (0,0,z)$, $\vec{v} = (0,0,v)$, $v = dz/dt$, причем $\vec{F} = (0,0,F) = const$) [27]:

$$z = \frac{c^2\gamma_0}{a}\left(\sqrt{1 + 2\frac{v_0}{c}\varsigma_t + \varsigma_t^2} - 1\right) + z_0,\quad v = \frac{v_0 + c\varsigma_t}{\sqrt{1 + 2\frac{v_0}{c}\varsigma_t + \varsigma_t^2}}, \tag{53}$$

где использованы обозначения:

$$\varsigma_t = \frac{a(t - t_0)}{c\gamma_0},\quad a = \frac{F}{m},\quad \gamma_0 = \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-1/2},\quad v_0 = v\big|_{t=t_0},\quad z_0 = z\big|_{t=t_0}.$$

Используя первую из формул (53), равенства (49) можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} t' - t_0' &= \gamma\left(t - t_0 - \frac{V\gamma_0}{a}\left(\sqrt{1 + 2\frac{v_0}{c}\varsigma_t + \varsigma_t^2} - 1\right)\right), \\ z' - z_0' &= \gamma\left(\frac{c^2\gamma_0}{a}\left(\sqrt{1 + 2\frac{v_0}{c}\varsigma_t + \varsigma_t^2} - 1\right) - V(t - t_0)\right). \end{aligned} \tag{54}$$

Приведем соотношение, связывающее $t'-t'_0$ с $t-t_0$ в предельных случаях малых и больших значениях параметра $|\varsigma_t|$:

$$t'-t'_0=\begin{cases}\gamma(t-t_0)\left(1-\dfrac{Vv_0}{c^2}-\dfrac{Va}{2c^2\gamma_0^3}(t-t_0)\right) & при \quad |\varsigma_t|<<1,\\ \sqrt{\dfrac{1-V/c}{1+V/c}}(t-t_0) & при \quad |\varsigma_t|>>1.\end{cases} \qquad (55)$$

В отсутствие внешнего поля, т. е. при $a=0$, формула (55) совпадает с (51) (так как $v_0=v_z$).

Согласно (54) и (55) при движении частицы в однородном внешнем поле глобальные времена t' и t в системах отсчета K' и K связаны между собой нелинейным соотношением. Относительный ход времени dt'/dt зависит от величины и направления внешней силы [20]. При движении частицы во внешнем поле время перестает быть однородным: величина dt'/dt зависит от выбора момента времени t, т. е. различные моменты времени t на временной оси физически неравноправны с точки зрения K'-наблюдателя.

Как показано в [18,20], динамическая неоднородность времени не противоречит закону сохранения полной энергии частицы при ее движении в произвольном однородном внешнем поле. Это объясняется тем, что закон сохранения энергии является следствием однородности времени в данной фиксированной инерциальной системе отсчета. Динамическая же неоднородность времени — такое свойство времени, которое проявляется при сопоставлении течения времени вдоль траектории движения частицы в различных инерциальных системах отсчета. Это свойство заключается в изменении хода времени в одной ИСО по отношению к ходу времени в другой.

Рассмотрим еще один пример движения частицы под действием внешней силы. Пусть в плоскости xz в системе отсчета K частица движется по окружности с частотой ω:

$$\vec{r}=\vec{r}_0+a(\cos\omega t, 0, \sin\omega t), \quad a=const.$$

Используя (49) и (50), получаем формулу, связывающую между собой глобальные времена в системах отсчета K и K',

$$t'-t'_0=\gamma\left(t-t_0-\frac{Va}{c^2}(\sin\omega t-\sin\omega t_0)\right)$$

и формулу для относительного хода времени:

$$\frac{dt'}{dt}=\gamma\left(1-\frac{V\omega a}{c^2}\cos\omega t\right).$$

Как видно из последних соотношений, зависимость времени t' от t содержит осциллирующую с частотой ω компоненту, наличие которой означает, что в системе отсчета K' время течет неравномерно. В течение периода вращения частицы течение времени в системе отсчета K' то убыстряется (при $\sin\omega t-\sin\omega t_0<0$), то замедляется (при $\sin\omega t-\sin\omega t_0>0$). Относительный ход времени является периодической функцией времени. Амплитуда осцилляций, происходящих с частотой ω, пропорциональна скорости относительного движения систем отсчета, радиусу окружности, по которой вращается частица, и частоте вращения.

Согласно [19] изменение хода времени при движении частицы под действием силового поля приводит к появлению дополнительной силы, действующей на частицу. Выражение для этой силы получено в [19] в явном виде, исходя из релятивистских уравнения движения Пуанкаре-Минковского. Появление дополнительных сил, связанных с физическими свойствами времени и способных совершать работу, свидетельствует, по-видимому, в пользу того, что время может служить источником энергии.

Величина dt'_A/dt_A, где промежутки времени dt'_A и dt_A связаны между собой равенством (50), определяет изменение хода времени вдоль траектории движения в системе отсчета K' по отношению к ходу времени в системе отсчета K. В работе [24] получено общее соотношение, связывающее ход времени на одном участке траектории движения частицы под действием силового поля с ходом времени на другом участке **в одной и той же инерциальной системе отсчета**. Приведем это соотношение:

$$\frac{dt_A}{dt_B} = \sqrt{\frac{c^2 - \vec{v}^2(t_B)}{c^2 - \vec{v}^2(t_A)}}\,.$$

Здесь A и B какие-либо две точки, лежащие на траектории движения частицы в инерциальной системе отсчета K, которые частица проходит в моменты времени t_A и t_B. Промежутки dt_A и dt_B отвечают равным по величине интервалам собственного времени в той системе отсчета, в которой частица движется в состоянии невесомости.

Из результатов [24] следует важный вывод: **сила в релятивистской механике является не только причиной ускорения частицы относительно инерциальной системы отсчета, но и причиной изменения хода времени вдоль траектории движения частицы**. В этом состоит физическое содержание динамического принципа, лежащего в основе релятивистской механики.

Подчеркнем, что существование зависимости хода времени от состояния движения частицы в силовом поле указывает на реальную возможность **управления ходом времени с помощью физических полей.**

7. О лоренцевом сокращении длины

При чисто формальном отношении к обсуждаемой теме лоренцево сокращение длины отрезка можно получить многими различными способами (см., напр., [3, 27, 28]). Так, если два события, происходящие на оси z, одновременны в системе отсчета K и не одновременны в системе отсчета K', т. е.

$$dt = 0, \quad dt' \neq 0, \tag{56}$$

то пространственно-временной интервал между событиями можно записать в виде $ds^2 = -dz^2$ в системе отсчета K и $ds^2 = c^2 dt'^2 - dz'^2$ в системе отсчета K'. Приравнивая эти выражения и учитывая, что согласно преобразованиям Лоренца $dt = \gamma\left(dt' + \frac{V}{c^2}dz'\right)$ и поэтому в силу (56) выполняется равенство

$$dt' = -\frac{V}{c^2}dz', \tag{57}$$

получаем:

$$-dz^2 = c^2 dt'^2 - dz'^2 \quad \rightarrow \quad dz^2 = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)dz'^2.$$

Обозначая $dz = dl, \quad dz' = dl_0$, выводим отсюда искомую формулу:

$$dl = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}\,dl_0, \tag{58}$$

где dl_0 — собственная длина отрезка, dl — длина отрезка в системе отсчета, относительно которой отрезок движется со скоростью V.

Формулу (58) можно получить еще проще: нужно подставить dt' из (57) в формулу для обратного преобразования Лоренца $dt' = \gamma\left(dt - \frac{V}{c^2}dz\right)$. Тогда, учитывая (56), сразу же получаем формулу

$$dz' = \gamma\, dz, \tag{59}$$

которая совпадает с (58).

Проанализируем эти рассуждения применительно к физической системе, состоящей из одной-единственной классической точечной частицы. Очевидно, что в одночастичной теории длина отрезка появляется лишь как расстояние, которое проходит в течение некоторого промежутка времени частица, движущаяся по траектории в ИСО. Обозначим через $d\vec{r}$ приращение радиуса-вектора частицы за время dt в системе отсчета K, а через $d\vec{r}'$ и dt' — соответствующие величины, относящиеся к системе отсчета K', движущейся относительно K со скоростью

V. Величины $\frac{d\vec{r}}{dt}=\vec{v}(t)$ и $\frac{d\vec{r}'}{dt'}=\vec{v}'(t')$ представляют собой скорости частицы в системах отсчета K и K'.

Рассмотрим два события, 1 и 2, происходящие с точечной частицей при ее движении по траектории, в двух бесконечно близких точках с координатами: $(t_1,z_1)=(t,z)$ и $(t_2,z_2)=(t+dt,z+dz)$ в системе отсчета K, $(t_1',z_1')=(t',z')$ и $(t_2',z_2')=(t'+dt',z'+dz')$ в системе отсчета K'. Считая, что эти события одновременны в системе отсчета K и не одновременны в системе отсчета K', т. е. выполняются условия (56), и повторяя рассуждения, которые привели к формуле для лоренцева сокращения (58), обнаруживаем на основании соотношений (56), (57) и (59), что $v_z=\frac{dz}{dt}=\infty$, $v_z'=\frac{dz'}{dt'}=-\frac{c^2}{V}$, $|v_z'|>c$. Следовательно, **в рамках одночастичного подхода лоренцево сокращение длины имеет место лишь в том случае, если частица движется по траектории со сверхсветовой скоростью**. Поскольку такое движение недопустимо, то отсюда можно сделать вывод, что явление лоренцева сокращения длины не существует как наблюдаемое, физическое явление.

Рассмотрим теперь лоренцево сокращение длины стержня с точки зрения многочастичного подхода. Представим себе стержень, занимающий область (a,b), $b>a$, вдоль оси z в инерциальной системе отсчета K. Стержень будем рассматривать как совокупность материальных точек (частиц) с координатами

$$z_n=a+(n-1)d,\quad n=1,2,\ldots,N+1.$$

Величины $z_1=a$ и $z_{N+1}=a+Nd=b$ представляют собой координаты концов стержня, $b-a\equiv l_0$ — собственная длина стержня, $d=l_0/N$ — расстояние между соседними материальными точками, из которых состоит стержень. Зафиксировав в системе отсчета K некоторый момент времени t, мы можем рассматривать стержень как совокупность $N+1$ элементарных событий, описываемых 4-радиусами-векторами $(ct,z_n)\equiv R_n$ (выписываем лишь те компоненты 4-вектора, которые изменяются при преобразованиях Лоренца).

Перейдем в систему отсчета K', движущуюся и ориентированную относительно системы отсчета K так, как указано во Введении. В соответствии с преобразованиями Лоренца, 4-вектору R_n в системе отсчета K соответствует 4-вектор $(ct',z_n')\equiv R_n'$ в системе отсчета K', где

$$t'=\gamma\left(t-\frac{V}{c^2}z_n\right),\quad z_n'=\gamma\,(z_n-Vt),\quad \gamma=\left(1-\frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \tag{60}$$

Из (60) видно, что время t' зависит от номера n материальной точки, т. е. $t'=t_n'$, причем $t_{N+1}'=\gamma\,(t-Vb/c^2)\le t_n'\le t_1'=\gamma\,(t-Va/c^2)$. Момент времени t расщепился, таким образом, на $N+1$ различных времен, лежащих на временной оси в системе отсчета K' в интервале шириной $\gamma l_0V/c^2$. Моменты t_n' — это моменты **локального времени** частиц, составляющих стержень, в системе отсчета K', соответствующие моменту t **глобального времени** в системе отсчета K.

Как видим, перейдя согласно преобразованиям Лоренца из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K', мы получили описание движения стержня, рассматриваемого как система точечных частиц, в системе отсчета K' на языке локальных времен отдельных частиц. Такое описание поведения физической системы **качественно отличается** от описания на языке глобального времени в системе отсчета K. Чтобы подчеркнуть это отличие, величины R_n', t_n', z_n', полученные в результате преобразования Лоренца из системы отсчета K с глобальным временем t, будем отмечать далее знаком тильда ~:

$$\tilde{R}_n'=(c\tilde{t}_n',\tilde{z}_n'),\quad \tilde{t}_n'=\gamma\left(t-\frac{V}{c^2}z_n\right),\quad \tilde{z}_n'=\gamma\,(z_n-Vt). \tag{61}$$

Отметим важную особенность описания системы частиц на языке тильдованных величин. Если t_0 — начальный момент глобального времени в системе отсчета K, т. е. в этот момент заданы состояния всех частиц в рассматриваемой физической системе, то в любой другой системе отсчета K', связанной с K преобразованиями Лоренца, начальному состоянию отвечают различные моменты времени для различных частиц: $\gamma(t_0 - Vz_n/c^2) \equiv \tilde{t}'_{n0}$, $n = 1, 2, \cdots$. При этом не существует такой системы отсчета, в которой моменты времени $\tilde{t}'_{n0}$ были бы одинаковыми. Иными словами, если в системе отсчета K элементарные события, состоящие в том, что частицы находятся в определенных точках пространства, одновременны, то не существует такой инерциальной системы отсчета K', движущейся относительно K, в которой эти события оставались бы одновременными. Это и означает, что системы отсчета K и K' физически неэквивалентны. Следует подчеркнуть, что **в системе отсчета K указанные выше элементарные события остаются одновременными при эволюции системы согласно уравнениям движения в любой момент глобального времени t.**

Вычислим длину стержня l в системе отсчета K', относительно которой стержень движется со скоростью $-V$. Величину l определим, в соответствии с общепринятым соглашением, как разность значений координат правого и левого концов стержня, взятых в один и тот же момент времени. Использовав в качестве такого момента $\tilde{t}'_1 = \tilde{t}'_{N+1}$, получаем формулу

$$l = \tilde{z}'_{N+1} - \tilde{z}'_1 \text{ при } \tilde{t}'_1 = \tilde{t}'_{N+1}. \quad (62)$$

Последнее условие означает, что в системе отсчета K' одновременны два события — положение левого и положение правого концов стержня. Очевидно, что в системе отсчета K эти два события не одновременны. Приписывая первое из этих событий моменту времени t_I, а второе — моменту t_{II} глобального времени в системе отсчета K, из равенства $\tilde{t}'_1 - \tilde{t}'_{N+1} = 0$ выводим, с помощью второй из формул (61), соотношение

$$t_I - t_{II} = \frac{V}{c^2}(z_1 - z_{N+1}).$$

Используя последнюю формулу и определение (62) длины стержня l, получаем, в силу преобразований Лоренца (60), формулу для лоренцева сокращения длины стержня:

$$l = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} l_0. \quad (63)$$

Выше, в качестве отправной точки, мы рассмотрели инерциальную систему отсчета K, в которой стержень покоится, с глобальным временем t и затем совершили переход с помощью преобразований Лоренца в систему отсчета K'. Теперь поступим иначе: рассмотрим поведение стержня в системе отсчета K' с точки зрения K'-наблюдателя, оперирующего глобальным временем t'. Как и ранее, стержень мы рассматриваем как совокупность $N+1$ точечных частиц с координатами

$$z'_n = a' + (n-1)d' - Vt', \quad n = 1, 2, \ldots, N+1,$$

соответствующими моменту времени t'. Величины $z'_1 = a' - Vt'$ и $z'_{N+1} = b' - Vt'$ определяют положения концов стержня в системе отсчета K', поэтому длина стержня в этой системе отсчета составляет

$$l = z'_{N+1} - z'_1 = b' - a'.$$

Величина $d' = l/N$ представляет собой расстояние между соседними частицами стержня.

Используя преобразования Лоренца, перейдем в систему отсчета K, т. е. выполним переход $R'_n = (ct', z'_n) \to \tilde{R}_n = (c\tilde{t}_n, \tilde{z}_n)$, где

$$\tilde{t}_n = \gamma\left(t' + \frac{V}{c^2} z'_n\right), \quad \tilde{z}_n = \gamma\ z'_n + Vt'\ ..$$

Величины $\tilde{z}_n$ — координаты материальных точек, из которых состоит стержень, в системе отсчета K в моменты $\tilde{t}_n$ **локального времени**. Так как стержень в системе отсчета K покоится, то собственная длина стержня $l_0 = b - a$ составляет

$$l_0 = \tilde{z}_{N+1} - \tilde{z}_1 = \gamma(z'_{N+1} - z'_1) = \gamma(b' - a') = \gamma l.$$

Отсюда вновь получается формула (63) для лоренцева сокращения длины стержня.

Таким образом, двумя независимыми методами мы получаем одну и ту же формулу (63). Однако следует подчеркнуть, что при выводе этой формулы были использованы **локальные времена** — моменты локального времени $\tilde{t}'_n$ в системе отсчета K' и $\tilde{t}_n$ в системе отсчета

K, которые не имеют прямого физического смысла, поскольку наблюдатели, находящиеся в различных ИСО, имеют дело не с локальными временами отдельных частиц, а с глобальным временем, относящимся к рассматриваемой ИСО.

Эти соображения вместе с приведенным в начале раздела доказательством того, что в рамках одночастичного подхода формулу для лоренцева сокращения длины невозможно обосновать, указывают, по-видимому, на то обстоятельство, что лоренцево сокращение длины отрезка не имеет физического смысла. Как разъясняется во Введении, суть дела состоит в том, что описание поведения физической системы на языке локальных времен является чисто формальным, нефизическим описанием, которое неспособно адекватно отразить ту реальность, с которой сталкивается наблюдатель, находящийся в инерциальной системе отсчета [6].

8. Заключение

Как видно из проведенного в работе исследования, специальная теория относительности, в отличие от механики Ньютона, имеет весьма ограниченную область применимости: она пригодна лишь для описания классической точечной частицы. На основании полученных результатов можно утверждать, что теория относительности была бы универсальной физической теорией, адекватно отражающей реальный физический мир, если бы последний сводился к одной-единственной классической точечной частице.

Тем не менее, СТО имеет, на наш взгляд, значительную эвристическую ценность как простейшая теоретическая модель, которая на примере точечной частицы вскрывает существование глубокой связи между динамикой и геометрией. Нет сомнения в том, что нетривиальная связь между физикой и геометрией должна существовать и в реальном мире, несравненно более сложном, чем одночастичная модель. Одна из задач дальнейших исследований состоит в том, чтобы установить подобную связь для более реалистических, многочастичных моделей. По-видимому, с помощью СТО можно получить подсказки относительно того, как это сделать.

В частности, СТО позволила вывести простое соотношение между глобальными временами движущихся друг относительно друга ИСО в случае одной точечной частицы. Этот результат наводит на мысль, что аналогичная связь должна существовать и для многочастичных систем, если только их поведение рассматривать на основе статистического подхода. Представляет также значительный интерес исследование тех дополнительных сил, которые связаны с изменением хода времени вдоль траектории частицы. Появление таких сил свидетельствует о том, что время может быть источником энергии в более реалистических моделях. Исследования в указанном направлении имеют, очевидно, огромное прикладное значение.

Помимо исследований, направленных на изучение физических свойств времени, стратегическое значение для развития общества имеет и ряд других направлений, среди которых нужно указать следующие [22, 23, 29–34]:

- создание метода сверхсветовой коммуникации и разработка на его основе средств и систем сверхсветовой связи;
- исследования в области собственных полей как физических носителей сверхсветовых сигналов с целью овладения энергией этих полей как энергией самоорганизующихся систем;
- исследования по холодному ядерному синтезу и осуществление ядерных реакций при малых энергиях.

Упомянутые выше направления исследований, составляющие ныне передний край физической науки, заслуживают всесторонней поддержки со стороны общества, поскольку они приведут к возникновению качественно новых технологий во многих областях науки и техники, использование которых обеспечит невиданный технический прогресс общества.

В связи с обсуждаемой темой нельзя не отметить тот факт, что научные исследования, упомянутые выше как стратегически важные с точки зрения общественного развития, в течение многих десятилетий находились под запретом со стороны официальной науки, будучи причисленными к лженауке. Естественно возникает вопрос: почему так случилось, что академические структуры превратились из штаба науки в серьезнейшую помеху на пути научных исследований, задержавшую развитие на стратегически важных для общества направлениях на многие десятилетия?

Имеется много причин сложившегося положения, выявление и анализ которых поможет в будущем снять оковы, мешающие исследовательской работе.

Одна из причин состоит в глубоко укоренившейся в общественном сознании привычке рассматривать физические принципы и законы как незыблемые и непререкаемые научные истины, которые следует принимать безоговорочно, пресекая как крамольные любые сомнения в их справедливости. Религиозно благоговейное отношение к существующим принципам и законам, запреты на проведение исследований, недопущение критики и инакомыслия наносят непоправимый ущерб обществу, приводя к застою в науке, превращая науку в ремесленничество, бесконечно далекое от интересов подлинной науки, состоящих в раскрытии тайн природы.

Физические принципы и законы, лежащие в основе любой научной теории, не могут существовать независимо, изолированно друг от друга. Они образуют сложную динамическую систему, которая обязана удовлетворять естественному требованию внутренней непротиворечивости. Как видно из наших результатов, принцип относительности совместим с динамическим принципом лишь в простейшем случае — для классической точечной частицы. Этот факт мог быть установлен еще сто лет назад, в период становления СТО, при проверке упомянутых принципов на совместимость. И тогда не было бы гонений на исследователей сверхсветовых сигналов, сверхсветовая связь давно была бы изобретена, обеспечив качественно более высокий уровень цивилизации, и были бы сэкономлены многие миллиарды долларов, растраченные впустую на тупиковые направления в науке.

Наша многолетняя (с 1963 г.) исследовательская работа в области фундаментальной теоретической физики подтверждает правильность подхода, при котором критическому анализу физических принципов уделяется самое пристальное внимание. Суть дела состоит в том, что любой физический принцип или закон — не более чем абстракция, идеализация, имеющая заведомо ограниченную область применимости в силу принципиальной невозможности полностью учесть бесконечное разнообразие явлений и процессов реального мира. Только критический анализ существующих принципов и законов способен вскрыть их ограниченность и открыть путь к их обобщению и дальнейшему развитию, указывая тем самым на новые горизонты в развитии науки и техники.

Данной работой завершен этап наших многолетних исследований, **основной итог** которого **состоит в том, что доказана полная несостоятельность идеи о существовании светового барьера и всесторонне обоснована возможность сверхсветовой коммуникации и неизбежность ее создания**.

Автор признателен В. П. Прокофьеву за интерес к работе, просмотр рукописи статьи и многочисленные критические замечания, способствовавшие уточнению физического содержания работы. Автор благодарит также Ю. Д. Арепьева за интерес к работе, стимулирующие дискуссии и сотрудничество.

Литература:

1. *Лоренц Г. А.* Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей скорости света // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 67–90.
2. *Пуанкаре А.* Настоящее и будущее математической физики. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 22–44.
3. *Эйнштейн А.* Принцип относительности и его следствия в современной физике. // Собрание научных трудов, т.1. — М.: Наука, 1965. — С. 138–164; Einstein A. Principe de relativité et ses conséquences dans la physique moderne. Arch. sci. phys. Natur., ser. 4, 1910, **29**, 5–28, 125–144.
4. *Минковский Г.* Пространство и время. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 167–180.
5. *Олейник В. П.* Световой барьер и сверхсветовая передача информации. Накануне революции в системах коммуникации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2005. — № 2. — С. 20–40.
6. *Олейник В. П.* Сверхсветовые сигналы, причинно-следственная связь и явление относительности физических процессов. Заблуждение века: истоки, суть, преодоление. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2005. — № 3. — С. 37–53.
7. *Олейник В. П.* Новые результаты в определении сущности принципа относительности. Об одном заблуждении XX века. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2006. — № 1. — С. 39–59.
8. Олейник В. П. Влияние коллективных возбуждений на характер квантовых процессов рассеяния во внешнем электромагнитном поле. // Квантовая электроника. — 1978. — Вып. 15. — С. 88–97.

9. *Олейник В. П., Белоусов И. В.* Проблемы квантовой электродинамики вакуума, диспергирующих сред и сильных полей. — Кишинев, Штиинца, 1983.
10. *Арепьев Ю. Д., Буц А. Ю., Олейник В. П.* К проблеме внутренней структуры электрически заряженных частиц. Спектры внутренней энергии и распределение заряда свободного электрона и атома водорода. — Киев, ИП АН УССР, Препринт №8–91, 1991. — 36 с.
11. *Oleinik V. P.* Quantum Theory of Self-Organizing Electrically Charged Particles. Soliton Model of Electron. // Proceedings of the NATO-ASI "Electron Theory and Quantum Electrodynamics. 100 Years Later." — Plenum Press, N.-Y., London, Washington, D. C., Boston, 1997. — P.261–278.
12. *Oleinik V. P.* Nonlinear Quantum Dynamical Equation for the Self-Acting Electron. // J. Nonlinear Math. Phys. **4**, N1–2, p.180–189 (1997).
13. *Oleinik V. P.* Quantum Equation for the Self-Organizing Electron. // Photon and Poincare Group — Nova Science Publishers, New York, Inc., 1999. — P. 188–200.
14. *Oleinik V. P.* Superluminal Transfer of Information in Electrodynamics. // SPIE Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics, **3890**, p.321-328, 1998 (http://www.spie.org).
15. *Oleinik V. P.* Faster-than-Light Transfer of a Signal in Electrodynamics. // Instantaneous action-at-a-distance in modern physics — Nova Science Publishers, Inc., New York, 1999. — P. 261–281.
16. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Superluminal Signals. (Contemporary Fundamental Physics) — Nova Science Publishers, Inc., Huntington, New York, 2001.
17. *Олейник В. П.* Проблема сверхсветовой коммуникации: сверхсветовые сигналы в электромагнитном поле и их физический носитель. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2003. — № 1. — С. 21–42.
18. *Олейник В. П.* Новейшее развитие квантовой электродинамики: самоорганизующийся электрон, сверхсветовые сигналы, динамическая неоднородность времени. // Физический вакуум и природа, **4**, 3-17 (2000).
19. *Oleinik V. P., Borimsky Ju. C., Arepjev Ju. D.* New Ideas in Electrodynamics: Physical Properties of Time. // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, **3**, №4, 558-565 (2000). E-print: **quant-ph/0010027**.
20. *Олейник В. П.* Сверхсветовые сигналы, физические свойства времени и принцип самоорганизации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2001. — № 1. — С. 68–76.
21. *Боримский Ю. Ц., Олейник В. П.* Ход времени в классической и квантовой системах и динамический принцип. // Физический вакуум и природа, **6**, (2001).
22. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Physical Properties of Time: To the Electron Technologies of the 21st Century. // New Energy Technologies, #**1** (4), p. 60–66 (2002).
23. *Oleinik V. P., Borimsky Yu. C., Arepjev Yu. D.* On the Possibility of the New Communication Method and Controlling of the Time Course. // New Energy Technologies, #9, p.6–13, 2002.
24. *Oleinik V. P.* The Problem of Time: Force as the Cause of Change in the Course of Time. Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory. // Proceedings of the XXIV Workshop on High Energy Physics and Field Theory. Protvino, June 27–29, 2001. Protvino, 2001, p.251–269. http://arxiv. org/abs/physics/0306074. Олейник В. П. *Изменение хода времени в силовом поле и невесомость*. Физика сознания и жизни, космология и астрофизика, **2**, 20-37 (2001).
25. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1976.
26. *Козырев Н. А.* Избранные труды. — Л.: Изд. ЛГУ, 1991.
27. *Паули В.* Теория относительности. Под ред. Гинзбурга В. Л. и Фролова В. П. — М.: Наука, 1983.
28. *Логунов А. А.* Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. — М.: Наука, 1987.
29. *Олейник В. П. и Арепьев Ю. Д.* К теории ядерных реакций при низких энергиях: физический механизм реакций. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2002. — № 4. — С. 30–43.
30. *OleinikV. P., Arepjev Yu. D.* Physical Mechanism of Nuclear Reactions at Low Energies. // New Energy Technologies, #**3** (6), p.17-24, (2002).
31. *Oleinik V. P.* Superluminal Transfer of Information in Electrodynamics. // SPIE Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics, **3890**, p.321-328, 1998 (http://www. spie. org /).
32. *Арепьев Ю. Д.* Скорость света: от нуля до бесконечности (обзор). // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2003. — № 2. — С. 40–61.
33. *Олейник В. П.* К электронным технологиям XXI века: на пороге революции в системах коммуникации. // Сборник докладов Международной конференции «С инновациями в XXI век», Миллениум 2002, Одесса, 13 апреля 2002. — 2002. — С. 268–273.
34. *Олейник В. П.* Информационное поле и сверхсветовая коммуникация. // Доклады VIII Международного научного конгресса «Биоинформационные и энергоинформационные технологии в производственной, в социальной и в духовной сферах», т.2. — Москва-Барнаул, 2005. — С. 84–91.

Статья поступила в редакцию 03.05.2006 г.

V. P. Oleinik

The Scope of the Theory of Relativity Is Limited by Classical Point Particle

On the nonequivalence of inertial reference frames

A detailed analysis of the nonequivalence problem of inertial frames of reference (IFR) moving relative to each other in respect to both classical and quantum physical systems is given. The essence of the problem is that the times which enter into the equations of motion in various IFR can differ from those which enter into Lorentz's transformations connecting space and time coordinates of the reference frames. The distinction mentioned above disappears only in the case of the most simple physical system — the classical point particle interacting with a force field, and for this reason **the field of applicability of the special theory of relativity is reduced to classical one-partial system**. It is shown that global time cannot be constructed of the local times which are formed from global time when going over from one reference frame to another. Strict consideration of the nonequivalence problem of IFR is given in the case of quantum particle. The results obtained as to the nonequivalence problem of IFR can be checked in experiments on emission of photons by electronic beam in external electromagnetic field. The relationship between global times in different IFR moving relative to each other in the case of classical point particle is derived. The phenomenon of local dynamic inhomogeneity of time, arising when classical particle moves in a force field, is discussed. It is noted that **in relativistic mechanics the force is not only the cause of acceleration of particle relative to IFR, but also the cause of change of the course of time along the particle's trajectory**. Therein lies the physical content of the dynamic principle underlying relativistic mechanics. According to the results received, within the framework of one-partial approach the Lorentz's reduction of length follows from Lorentz's transformations merely under the assumption that classical point particle is capable of moving on trajectory at superluminal speed.

Key words: nonequivalence of inertial reference frames, the principle of relativity, the theory of relativity, dynamic principle, global and local time, dynamic inhomogeneity of time, the relative course of time, control of the course of time.