СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

УДК 530.12; 530.16, 535.14, 537, 539.17

Олейник В. П.

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОПРЕДЕЛЕНИИ СУЩНОСТИ ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

ОБ ОДНОМ ЗАБЛУЖДЕНИИ XX ВЕКА

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

Доказано, что инерциальные системы отсчета, движущиеся друг относительно друга, не являются физически эквивалентными. Содержание принципа относительности оказывается более узким, чем принимается ныне. Принцип относительности сохраняется как требование релятивистской инвариантности законов природы, на необходимость которого указывает релятивистская инвариантность уравнений Максвелла. Однако **из релятивистской инвариантности уравнений движения не следует физическая эквивалентность инерциальных систем отсчета**, движущихся друг относительно друга. Это связано с тем, что характер физических процессов в инерциальной системе отсчета не определяется полностью уравнениями движения. Для однозначного определения явлений и процессов необходимы **начальные условия**, которые формулируются на языке времени, не зависящего от пространственных координат (**глобального времени**). **При преобразованиях Лоренца глобальное время одной инерциальной системы отсчета переходит в локальные времена другой.** Это обстоятельство и приводит к физической неэквивалентности инерциальных систем отсчета. Одним из проявлений неэквивалентности инерциальных систем отсчета является предсказанный нами в 1978 г. **эффект относительности физических процессов.** В качестве примеров, иллюстрирующих основные выводы работы, рассмотрены простейшие физические системы — совокупность классических точечных частиц, свободное электронное поле и квантовая система во внешнем поле, вызывающем квантовые переходы. Показано, что при лоренцевых преобразованиях глобальное время расщепляется на некоторое число локальных времен. Хотя формально релятивистская инвариантность уравнений движения сохраняется, **зависимость локального времени от скорости относительного движения систем отсчета** свидетельствует о том, что каждая инерциальная система отсчета оказывается выделенной по отношению к другой. **Полученные результаты могут служить строгим обоснованием наших выводов относительно светового барьера и сверхсветовой коммуникации,** содержащихся в предыдущих работах, и открывают путь к построению последовательной теории физических процессов, происходящих в движущихся относительно наблюдателя инерциальных системах отсчета (например, на звездах).

Ключевые слова: принцип относительности, динамический принцип, принцип причинности, несовместимость принципа относительности с динамическим принципом, начальные условия, глобальное и локальное время, неэквивалентность инерциальных систем отсчета, эффект относительности физических процессов.

> Отыскание истины должно быть целью нашей деятельности; … не надо бояться истины, потому что только она прекрасна.
>
> *А. Пуанкаре*

1. Введение

Согласно **общепринятому толкованию** принципа относительности, лежащего в основе современной теоретической физики, инерциальные системы отсчета равноправны (эквивалентны) в отношении всех физических явлений и процессов [1–4]. Приведем формулировки принципа относительности, принадлежащие создателям специальной теории относительности: «…законы физических явлений должны быть одинаковыми для неподвижного наблюдателя и для наблюдателя, совершающего равномерное поступательное движение, так что мы не имеем и не можем иметь никакого способа определять, находимся ли мы в подобном движении или нет» (Пуанкаре [1]); «Законы, управляющие явлениями природы, не зависят от состояния движения системы координат, по отношению к которой эти явления наблюдаются, если эта система движется без ускорения» (Эйнштейн [2]). Математической формулировкой принципа относительности является утверждение, что **динамические уравнения**, управляющие физическими процессами, **релятивистски инвариантны**, т. е. сохраняют форму при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую [4].

При обсуждении принципа относительности обычно выпадает из поля зрения то важнейшее обстоятельство, что характер физических процессов, происходящих в инерциальных системах отсчета, не определяется полностью динамическими уравнениями. Для однозначного определения явлений и процессов необходимы начальные условия, накладываемые на состояние рассматриваемой физической системы в некоторый момент времени. С одной стороны, принцип причинности требует, чтобы состояние физической системы в данный момент времени t однозначно определяло ее состояние в следующий момент $t + dt,\ dt \to 0$, причем под временем t понимается параметр, не зависящий от пространственных координат (это время мы называем глобальным [5]). С другой стороны, принцип относительности основывается на преобразованиях Лоренца, связывающих между собой время и пространственные координаты инерциальных систем отсчета. Поэтому физическая теория, исходящая из принципа относительности, должна пройти проверку на внутреннюю непротиворечивость. Необходимо проверить, прежде всего, совместимы ли преобразования Лоренца с динамическим принципом, под которым мы понимаем уравнения движения и принцип причинности, позволяющие однозначно описать развитие физической системы во времени.

Главное содержание данной работы состоит в доказательстве того, что принцип относительности в его общепринятой трактовке не выдерживает такой проверки. В работе показано, что **требование релятивистской инвариантности уравнений движения не приводит к физической эквивалентности инерциальных систем отсчета**. Последние оказываются физически неравноправными между собой вследствие того, что в каждой системе отсчета время выступает не только как четвертая координата, но и как особая характеристика системы отсчета, описывающая эволюцию физической системы в соответствии с уравнениями движения. Преобразования Лоренца обладают тем свойством, что они выбивают решения динамических уравнений из класса решений, характеризующихся единым глобальным временем, на языке которого формулируется принцип причинности, и переводят их в решения, характеризующиеся локальными временами, не имеющими глубокого физического смысла.

Как видно из полученных результатов, имеется существенное различие между глобальным временем, в котором происходит развитие физической системы согласно динамическому уравнению в данной инерциальной системе отсчета, и локальным временем, в которое преобразуется глобальное время при переходе из данной инерциальной системы отсчета в другую в соответствии с преобразованиями Лоренца. **Различие между глобальным и локальным временем** обычно не принимается во внимание, но именно оно **является причиной физической неэквивалентности инерциальных систем отсчета.**

Дело обстоит так, что каждая инерциальная система отсчета характеризуется единым глобальным временем, которое представляет собой параметр, описывающий развитие физической системы в соответствии с уравнениями движения и не зависящий от пространственных координат. На первый взгляд, при преобразованиях Лоренца глобальное время исходной системы отсчета должно переходить в глобальное время той системы отсчета, в которую совершается переход. Однако этого не происходит: глобальное время переходит в локальные времена, зависящие от скорости относительного движения систем отсчета и изменяющиеся от точки к точке, так что глобальное время в новой системе отсчета вовсе не определяется преобразованиями координат. По этой причине **глобальное время, на языке которого формулируется принцип причинности в данной инерциальной системе отсчета, выделяет эту систему отсчета среди всех других, движущихся относительно нее равномерно и прямолинейно.** В результате глобальное время выступает как особая физическая характеристика самой системы отсчета, служащая для описания поведения физической системы в пространстве в соответствии с уравнениями движения и принципом причинности. Иными словами, **глобальное время в инерциальной системе отсчета становится ее индивидуальной характеристикой**, связывающей динамику с геометрией.

На принципиальную неэквивалентность движущихся друг относительно друга инерциальных систем отсчета мы обратили внимание еще в 1978 г. в работе [6] при исследовании квантовых процессов рассеяния, происходящих во внешнем электромагнитном поле. Как показано в [6, 7], причина неэквивалентности инерциальных систем отсчета весьма проста: если в инерциальной системе отсчета K возмущение, воздействующее на физическую систему и вызывающее в ней квантовые переходы, действует в течение лишь некоторого конечного интервала времени, то, перейдя согласно преобразованиям Лоренца в другую инерциальную систему отсчета (назовем ее системой отсчета K), обнаруживаем, что в системе отсчета K возмущение действует постоянно, не включаясь и не отключаясь. Это обстоятельство приводит к тому, что квантовый процесс, представляющий собой рассеяние взаимодействующих полей в системе отсчета K, вовсе не является процессом рассеяния с точки зрения исследователя, находящегося в любой другой инерциальной системе отсчета, движущейся относительно K. Поэтому результаты экспериментов по рассеянию, полученные независимо в двух инерциальных системах отсчета находящимися в них исследователями и пересчитанные с помощью лоренцевых преобразований к одной и той же системе отсчета, окажутся, вообще говоря, различными. Это явление, названное нами **эффектом относительности физических процессов**, имеет универсальный характер: оно имеет место для любых физических процессов, как классических, так и квантовых, наблюдаемых с точек зрения инерциальных систем отсчета, движущихся друг относительно друга.

Цель данной работы состоит в том, чтобы на простейших примерах классической и квантовой систем разъяснить, почему, несмотря на релятивистскую инвариантность уравнений движения, инерциальные системы отсчета оказываются принципиально неравноправными между собой, и указать физические следствия, вытекающие из неэквивалентности инерциальных систем отсчета.

Перечислим **основные результаты**, содержащиеся в последующих разделах работы.

В разделе 2 рассмотрена классическая система N заряженных точечных частиц $(N \gg 1)$, взаимодействующих с внешним электромагнитным полем. Показано, что при переходе согласно лоренцевым преобразованиям из одной инерциальной системы отсчета (K) в другую (K), движущуюся относительно первой, глобальное время в исходной системе отсчета K «расщепляется» на N различных локальных времен в системе отсчета K, **зависящих от скорости относительного движения систем отсчета**. Физическая ситуация, возникающая в системе отсчета K при переходе из системы отсчета K, характеризуется тем, что в K, в отличие от K, отсутствует глобальное время, на языке которого можно было бы сформулировать принцип причинности подобно тому, как это делается в K. Это означает, что в случае классической системы N точечных частиц $(N \gg 1)$ инерциальные системы отсчета K и K физически неэквивалентны, хотя уравнения движения частиц (уравнения Минковского) формально остаются релятивистски инвариантными. Следовательно, **принцип относительности в его общепринятой трактовке оказывается несовместимым с динамическим принципом**.

Полученные результаты позволяют понять более глубоко, почему является ошибочным утверждение о существовании светового барьера. Напомним, что в [2] это утверждение сделано на основании того наблюдения, что сверхсветовые сигналы приводят к попятному течению времени в системе отсчета K, связанной преобразованиями Лоренца с системой отсчета K, в которой происходит передача сверхсветового сигнала. Ошибка состоит в том, что **попятный ход времени имеет место лишь в отношении локального времени,** поведение которого не играет существенной роли с точки зрения принципа причинности.

В разделе 3 исследовано поведение свободного электронного поля с точек зрения движущихся друг относительно друга инерциальных систем отсчета K и K. Сравниваются между собой волновая функция Щ(x) электронного поля в системе отсчета K и функция $\tilde{Ш}(\tilde{x})$, в которую переходит Щ(x) при лоренцевом преобразовании из K в K . При указанном преобразовании временная координата t электронного поля в системе отсчета K, т. е. глобальное время в K, переходит в локальное время $\tilde{t}$ электронного поля в K . Поскольку локальное время $\tilde{t}$, соответствующее глобальному времени t, зависит от пространственных координат, то при переходе из K в K происходит «расщепление» глобального времени t на несчетное число локальных времен в K . Таким образом, преобразования Лоренца, отвечающие переходу из системы отсчета K в систему отсчета K , переводят решения квантового уравнения движения (уравнения Дирака) из класса решений, характеризующихся единым глобальным временем, в решения, которые характеризуются локальными временами, **зависящими от скорости относительного движения систем отсчета** и изменяющимися от точки к точке.

Функция $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ сопоставляется с волновой функцией Ш(x), описывающей электронное поле в системе отсчета K с точки зрения K -наблюдателя. Отмечается, что если только не делать различия между глобальным t и локальным $\tilde{t}$ временами, то с точностью до несущественного числового множителя эти функции совпадают между собой. Однако действительное различие между функциями $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ и Ш(x) весьма велико, так как фаза первой из них содержит локальное время $\tilde{t}$, зависящее от пространственных координат, а фаза второй содержит глобальное время t , не зависящее от пространственных координат. Анализ соотношения между указанными функциями имеет принципиальное значение, так как он проливает свет на истинное содержание принципа относительности. Общепринятое толкование принципа относительности основано на отождествлении существенно отличающихся друг от друга величин — $\tilde{t}$ и t , а также $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ и Ш(x).

В работе сравниваются между собой функции типа Щ(x) и $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ и в том случае, когда волновые функции Щ(x) и Щ(x) подчиняются заданному начальному условию, и доказывается, что функции $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ и Ш(x) существенно отличаются друг от друга. Обсуждается физический смысл функций $\tilde{Ш}(\tilde{x})$ и Ш(x).

Как видно из полученных результатов, принципиально невозможен переход с помощью лоренцевых преобразований из инерциальной системы отсчета K с глобальным временем t в инерциальную систему отсчета K с глобальным временем t . Вследствие этого, каждая инерциальная система отсчета оказывается выделенной по отношению к другой системе отсчета, движущейся относительно исходной прямолинейно и равномерно; несмотря на релятивистскую инвариантность квантовых уравнений движения, движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчета оказываются физически неэквивалентными, неравноправными.

В разделе 4 рассмотрена задача о квантовых переходах под действием внешнего электромагнитного поля. В этой задаче наиболее полно раскрываются те особенности описания квантовой динамики, которые обусловлены различием между локальным и глобальным временем. Отмечается, что если K-наблюдатель исследует квантовые переходы, происходящие в системе отсчета K , то с точки зрения K -наблюдателя задача, которая рассматривается в системе отсчета K, существенно отличается от задачи о квантовых переходах [6]. Анализ физического процесса, протекающего в одной инерциальной системе отсчета (K), с точки зрения исследователя, находящегося в другой инерциальной системе (K), движущейся относительно первой, является нетривиальной физической задачей. Сложность этой проблемы обусловлена тем, что K -наблюдатель живет и работает в глобальном времени t , существенно отличающемся от локального времени $\tilde{t}$, в которое переходит глобальное время t при переходе из системы отсчета K в систему отсчета K согласно лоренцевым преобразованиям. Это отличие приводит к эффекту относительности физических процессов, предсказанному нами в [6].

В Заключении формулируются основные результаты и выводы работы, а также уроки, вытекающие из проведенных исследований. Согласно полученным результатам, сущность принципа относительности состоит в требовании релятивистской инвариантности всех законов природы. Однако из релятивистской инвариантности уравнений движения не вытекает физическая эквивалентность инерциальных систем отсчета, движущихся друг относительно друга. Это обусловлено тем, что при преобразованиях Лоренца глобальное время переходит в локальные времена, зависящие от скорости относительного движения систем отсчета. Глобальное время в инерциальной системе отсчета выступает как особая физическая характеристика, выделяющая систему отсчета среди всех других, движущихся относительно нее равномерно и прямолинейно.

2. Классическая система точечных частиц

Невозможность согласовать принцип относительности в общепринятой трактовке с динамическим принципом мы продемонстрируем вначале на примере классической системы точечных частиц.

Рассмотрим совокупность N заряженных точечных частиц, взаимодействующих с внешним электромагнитным полем, в некоторой инерциальной системе отсчета K. Движение частиц описывается уравнениями Минковского [8]

$$m_i \frac{du_i^\mu}{d\tau_i} = F_i^\mu \quad (i = 1, 2, \ldots, N, \quad N > 1), \tag{1}$$

где m_i — масса частицы, $u_i^\mu = \frac{dx_i^\mu}{d\tau_i}$ — 4-скорость, $x_i^\mu = (ct, \vec{r}_i)$ — 4-радиус-вектор, c-скорость света в вакууме, $d\tau_i = dt\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}}$ — дифференциал собственного времени частицы i, $\vec{v}_i = \frac{d\vec{r}_i}{dt}$, $F_i^\mu = F_i^\mu(x_i)$ — 4-вектор силы, действующей на частицу i. Отметим, что 4-радиусы-векторы частиц x_i имеют единую временную координату (t), которая является параметром, не зависящим от пространственных координат частиц, и разные пространственные координаты $(\vec{r}_i, \ i = 1, 2, \ldots, N)$. Решением уравнений движения (1) являются радиусы-векторы и векторы скорости, $\vec{r}_i = \vec{r}_i(t)$ и $\vec{v}_i = \vec{v}_i(t)$, ($i = 1, 2, \ldots, N$), которые определяются однозначно заданием начальных условий.

В механике состояние движения системы частиц в момент времени t полностью определяется радиусами-векторами и векторами скорости частиц в этот момент, т. е. величинами $\vec{r}_i(t)$ и $\vec{v}_i(t)$, определенными уравнениями движения и начальными условиями. Согласно **принципу причинности**, состояние движения системы частиц в момент времени $t + dt$, т. е. набор величин $\vec{r}_i(t + dt)$ и $\vec{v}_i(t + dt)$, $dt \to 0$, определяется однозначно с помощью уравнений движения заданием состояния движения частиц и закона действия на частицы сил в предшествующий момент времени t. Очевидно, что параметр t, использованный в приведенной выше формулировке принципа причинности и входящий в уравнения движения, играет в механике фундаментальную роль. Этот параметр мы называем **глобальным временем** в той инерциальной системе отсчета, в которой описывается движение частиц.

Используя преобразования Лоренца, преобразуем уравнения движения (1) в некоторую другую инерциальную систему отсчета K', движущуюся относительно K. В системе отсчета K' уравнения движения будут иметь ту же форму, что и в K (см. уравнения (1)), а именно:

$$m_i \frac{du_i'^\mu}{d\tau_i'} = F_i'^\mu, \tag{2}$$

где $u_i'^\mu = \frac{dx_i'^\mu}{d\tau_i'}$, $F_i'^\mu = F_i'^\mu(x_i')$. Однако теперь 4-радиус-вектор и дифференциал собственного времени частицы i имеют вид:

$$x_i'^\mu = (ct_i', \vec{r}_i'), \quad d\tau_i' = dt_i'\sqrt{1 - \frac{v_i'^2}{c^2}}, \ \vec{v}_i' = \frac{d\vec{r}_i'}{dt_i'}. \tag{3}$$

Из сравнения величин $x_i'^\mu$, $d\tau_i'$ и $\vec{v}_i'$ с соответствующими им величинами в системе отсчета K видно, что имеется существенное различие между описаниями движения частиц в системах отсчета K и K. Различие состоит в том, что если в системе отсчета K частицы рассматриваются в один и тот же момент времени t, который выступает как момент **глобального времени** в K, то в K' каждая частица имеет свое время t_i', т. е. время t при преобразованиях Лоренца «расщепляется» в системе отсчета K на N различных времен ($N \gg 1$) [5].

Чтобы прояснить физический смысл времен t и t_i и соотношение между ними, примем для простоты, что галилеевы координаты, связанные с системами отсчета K и K, ориентированы таким образом, что оси x и y параллельны осям x и y, оси z и z совпадают, причем система отсчета K движется со скоростью V относительно K вдоль оси z в ее положительном направлении. Согласно преобразованиям Лоренца,

$$t' = \gamma\left(t - \frac{V}{c^2} z_i\right) \equiv t_i', \quad z_i' = \gamma\, z_i - Vt\,, \quad \gamma = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} \tag{4}$$

(здесь выписаны формулы только для координат, изменяющихся при указанных преобразованиях). Отсюда получаем:

$$t_i' = -\frac{V}{c^2} z_i' + \frac{t}{\gamma}. \tag{5}$$

В силу (4) и (5) временная координата t_i частицы i в системе отсчета K зависит от пространственной координаты частицы z_i, т. е. зависит от положения частицы на траектории. Следовательно, время t_i является **локальным временем частицы** в системе отсчета K, причем, поскольку $z_i = z_i(t)$, локальное время принимает различные значения и течет по-разному для разных частиц, т. е. $t_i = t_i(t)$ и, вообще говоря, $t_i \neq t_k$ при $i \neq k$. Локальные времена частиц одинаковы лишь в тривиальном случае $z_i(t) = z_1(t)$ ($i = 2,\dots,N$), т. е. фактически при условии, что рассматриваемая система частиц сводится к одной точечной частице. Согласно (5), $t_i' - t_k' = -\frac{V}{c^2}(z_i' - z_k')$, т. е. разность локальных времен двух частиц зависит от скорости относительного движения систем отсчета K и K.

Как видно из приведенного рассмотрения, хотя уравнения движения частиц и сохраняют свою форму при переходе из K в K согласно преобразованиям Лоренца, различие между ними оказывается существенным: если в K частицы характеризуются единым глобальным временем t, то в K они характеризуются различными локальными временами, т. е. в результате преобразований Лоренца глобальное время t «расщепляется» на N локальных времен t_i, $i = 1,...,N$, отдельных частиц, причем при таком переходе $t_i - t_k \sim V$ и глобальное время частиц в K не определено.

Представим себе теперь, что в системе отсчета K находится исследователь (назовем его K-наблюдателем), который изучает, независимо от K-наблюдателя, поведение совокупности N заряженных точечных частиц. С точки зрения K-наблюдателя поведение частиц нужно описывать так же, как это делает K-наблюдатель, т. е. уравнениями движения должны быть уравнения (2), в которых теперь величины $x_i'^{\mu}$ и $d\tau_i$ имеют следующий смысл:

$$x_i'^{\mu} = (ct', \vec{r}_i'),\ d\tau_i' = dt'\sqrt{1 - \frac{\vec{v}_i'^2}{c^2}},\ \vec{v}_i' = \frac{d\vec{r}_i'}{dt'}. \tag{6}$$

Здесь уместно подчеркнуть, что K- и K-наблюдатели, будучи независимыми и равноправными, используют при исследовании поведения частиц лишь те величины, которые относятся к их собственным системам отсчета. Например, при описании временного хода физических процессов, в которых участвуют частицы, K- и K-наблюдатели используют глобальные времена t и t, соответственно, которые рассматриваются как параметры, не зависящие от пространственных координат.

Из сравнения (6) и (3) следует, что величины (3), полученные в результате лоренцевых преобразований из K в K, существенно отличаются от величин (6). Чтобы различать эти величины между собой, снабдим знаком тильда величины, определенные в (3), т. е. введем обозначения:

$$\tilde{x}_i'^{\mu} = (ct_i', \vec{\tilde{r}}_i'),\ d\tilde{\tau}_i' = dt_i'\sqrt{1-\frac{\vec{\tilde{v}}_i'^2}{c^2}},\ \vec{\tilde{v}}_i' = \frac{d\vec{\tilde{r}}_i'}{dt_i'}. \qquad (7)$$

Различие между величинами (6) и (7) состоит в том, что в (6) входит глобальное время t частиц в системе отсчета K, а в (7), вместо глобального времени t, входят локальные времена частиц t_i, полученные из глобального времени t в системе отсчета K в результате лоренцевых преобразований. Отличие времени t от локальных времен t_i и обусловленное им отличие величин x_i, $d\tau_i$ от величин $\tilde{x}_i$, $d\tilde{\tau}_i$ означают **физическую неэквивалентность инерциальных систем отсчета** K и K. Этот вывод, ввиду его принципиальной важности, заслуживает более подробного обсуждения.

С точки зрения K-наблюдателя, состояние движения частиц в системе отсчета K описывается парами векторов $\vec{r}_i(t), \vec{v}_i(t),\ i = 1,\ldots,N,$ подчиняющихся некоторым начальным условиям. Если бы системы отсчета K и K были физически эквивалентными, то при переходе из K в K согласно преобразованиям Лоренца эти векторы перешли бы, при подходящем выборе начальных условий, в пары векторов вида $\vec{r}_i(t), \vec{v}_i(t),\ i = 1,\ldots,N,$ где t — глобальное время в системе отсчета K. Однако в действительности, из-за «расщепления» времени $t \to t_i$, происходит переход

$$\vec{r}_i(t), \vec{v}_i(t) \ \to\ \vec{\tilde{r}}_i'(t_i'), \vec{\tilde{v}}_i'(t_i'),\ \ i = 1,\ldots,N, \qquad (8)$$

из которого следует, что преобразования Лоренца «выбивают» решения уравнений движения из класса решений с единым глобальным временем, переводя их в решения с локальными временами отдельных частиц. Эта особенность преобразований Лоренца, примененных к системе точечных частиц, и означает, что лоренцевы преобразования несовместимы с принципом причинности: хотя при преобразованиях Лоренца уравнения движения и сохраняют свою форму, глобальное время в одной системе отсчета переходит в локальные времена частиц в другой и в результате движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчета оказываются физически неэквивалентными. Неэквивалентность систем отсчета видна из того, что скорость V относительного движения систем отсчета входит в уравнения движения (2) (через локальные времена t_i).

Указанная несовместимость обусловлена тем, что преобразования Лоренца устанавливают однозначное соответствие между пространственно-временными координатами точки в 4-пространстве в одной системе отсчета с соответствующими им величинами в другой системе отсчета. Принцип же причинности накладывает ограничения на возможные перемещения состояния физической системы из одной точки фазового пространства в другую, связывая состояние движения системы в один момент времени t с состоянием движения в бесконечно близкий момент $t + dt$ при условии, что время t является параметром, не зависящим от пространственных координат. Иными словами, **преобразования Лоренца связывают между собой моменты времени, из которых только один может относиться к глобальному времени, а принцип причинности формулируется на языке глобального времени.**

По этой причине трудно ожидать, чтобы ограничения, накладываемые принципом причинности на движение системы частиц, были совместимыми с преобразованиями Лоренца для произвольной физической системы. Так и получается в действительности: преобразования Лоренца оказываются совместимыми с динамическим принципом лишь в случае одночастичной системы $(N = 1)$, когда «расщепление» времени при лоренцевых преобразованиях, связывающих между собой системы отсчета, отсутствует. В этом случае временную координату t, в которую переходит время t в системе отсчета K при переходе из K в K, можно отождествить с глобальным временем в системе отсчета K (при условии, что направление хода времени в обеих системах отсчета одинаково). Если же последнее требование не выполняется, то, очевидно, системы отсчета K и K будут физически неравноправными даже в отношении одночастичной системы [5].

Вывод о том, что инерциальные системы отсчета, движущиеся друг относительно друга, физически неравноправны, позволяет прояснить физическую ситуацию с проблемой **светового барьера и сверхсветовых сигналов.** Напомним, что вывод о существовании светового барьера был сделан в работе [2] при рассмотрении перехода из одной инерциальной системы отсчета в другую согласно преобразованиям Лоренца. Из приведенного нами выше анализа следует, что, описывая поведение физической системы в некоторой инерциальной системе отсчета K и затем преобразуя все полученные результаты в другую систему отсчета K , движущуюся относительно первой, **невозможно в принципе вывести какие-либо ограничения** на поведение физической системы. Попятный ход времени в системе отсчета K , который послужил в [2] основанием для утверждения о том, что скорость света в вакууме является максимально возможной скоростью передачи сигнала, существующей в природе, указывает лишь на несовместимость преобразований Лоренца с динамическим принципом. Как разъясняется в [5], попятный ход времени, на который обращалось внимание в [2], имеет место по отношению к локальному времени частицы, переносящей сверхсветовой сигнал. Однако локальное время является вспомогательной величиной, поведение которой несущественно с точки зрения принципа причинности. Таким образом, аргументы, приведенные в [2], не могут служить основанием для запрета на сверхсветовые сигналы.

3. Свободное электронное поле[1]

Представим себе, что в инерциальной системе отсчета происходит физический процесс, который рассматривается исследователем, находящимся в этой же системе отсчета. Зададимся вопросом, как этот процесс развивается с точки зрения исследователя, находящегося в другой инерциальной системе отсчета, движущейся относительно первой. Иными словами, нас интересует поведение физической системы с точек зрения различных инерциальных систем отсчета, движущихся друг относительно друга.

Как отмечалось в предыдущем разделе, при описании физических процессов в различных инерциальных системах отсчета естественно исходить из представления о том, что исследователи, находящиеся в этих системах отсчета, полностью равноправны между собой и независимы друг от друга. Это означает, в частности, что каждый исследователь, наблюдая за развитием во времени некоторой физической системы в своей собственной системе отсчета, проводя измерения и анализируя полученные результаты, оперирует лишь теми физическими понятиями, которые относятся к этой системе отсчета, и использует лишь свои собственные измерительные приборы, например, время отсчитывает по своим собственным часам.

Особенности описания квантовой динамики физической системы в различных инерциальных системах отсчета проследим на простейшем примере — на примере свободного электронного поля. С точки зрения K-наблюдателя, т. е. исследователя, находящегося в системе отсчета K, свободное электронное поле описывается волновой функцией $\text{Ш} = \text{Щ}(x)$, которая подчиняется уравнению Дирака

$$i\partial - m\ \text{Щ}(x) = 0, \tag{9}$$

где $x = (t, \vec{r})$ - четырехмерный радиус-вектор, компонентами которого являются временная t и пространственные $x = x^1, y = x^2, z = x^3$ координаты, $\partial = \sum_{\text{м}} g^{\text{мм}} \text{г}^{\text{м}} \partial_{\text{м}}$, $\partial_{\text{м}} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right)$, суммирование ведется по значениям $\text{м} = 0,1,2,3$, г^0 и $\vec{\text{г}} = (\text{г}^1, \text{г}^2, \text{г}^3)$ — матрицы Дирака, $g^{00} = 1$, $g^{nn} = -1$ при $n = 1,2,3$, m — масса электрона. Волновую функцию $\text{Щ}(x)$ подчиним начальному условию

$$\text{Щ}(x)\Big|_{t=t_0} = \text{Ц}(\vec{r}), \tag{10}$$

[1] В данном разделе и далее используется для упрощения записи система единиц, в которой $c = \hbar = 1$ (c - скорость света в вакууме, $\hbar$ - постоянная Планка).

где $\text{Ц}(\vec{r})$ - некоторая функция, заданная во всем пространстве, которую удобно записать в виде $\text{Ц}(\vec{r}) = \text{Ц}(x_0)$, $x_0 = (t_0, \vec{r})$. Уравнение движения (9) и начальное условие (10) определяют волновую функцию однозначно. Ее можно получить с помощью оператора временной эволюции $U = U(t,t_0)$,

$$\text{Щ}(x) = U\text{Ц}(x_0)\,, \tag{11}$$

который подчиняется уравнению $i\partial - m\ U = 0$ и условию $U(t_0,t_0) = 1$.

Напомним, что согласно принципам квантовой механики состояние квантовой частицы в некоторый момент времени t полностью определяется заданием в этот момент волновой функции $\text{Щ}(\vec{r},t)$ во всех точках пространства. **Принцип причинности в квантовой механике** утверждает, что состояние квантовой частицы в момент времени $t + dt$ определяется однозначно с помощью квантового уравнения движения по ее состоянию в предыдущий момент времени t. В самом деле, $\text{Щ}(\vec{r},t + dt) = \text{Щ}(\vec{r},t) + \frac{\partial \text{Щ}(\vec{r},t)}{\partial t}dt$ при малых dt, где $\frac{\partial \text{Щ}(\vec{r},t)}{\partial t}$ определяется из уравнения Дирака (9).

Время t, которое использует K-наблюдатель, описывая развитие волновой функции $\text{Щ}(x)$ согласно уравнению Дирака (9) (например, с помощью оператора эволюции U, см. (11)), будем называть **глобальным временем** электронного поля в инерциальной системе отсчета K. Следует подчеркнуть, что **понятие глобального времени в инерциальной системе отсчета имеет фундаментальный характер и в квантовом случае**: это именно то время, которое служит K-наблюдателю для описания временной эволюции физической системы в соответствии с квантовыми уравнениями движения и принципом причинности. Глобальное время является параметром, не зависящим от пространственных координат, причем особенность квантового описания состоит в том, что в каждый фиксированный момент t глобального времени K-наблюдатель располагает информацией о поведении волновой функции $\text{Щ}(x) = \text{Щ}(\vec{r},t)$ в любой точке $\vec{r}$ трехмерного пространства.

Теперь волновую функцию $\text{Щ}(x)$ преобразуем в другую инерциальную систему отсчета, K', движущуюся относительно системы отсчета K. Пространственно-временные координаты точки 4-пространства в этих системах отсчета, $x' = (t',\vec{r}')$ и $x = (t,\vec{r})$, связаны между собой преобразованием Лоренца L

$$x' = Lx\,, \tag{12}$$

или в развернутой форме $x'^{\text{м}} = \sum_{\text{н}} L_{\text{мн}} x^{\text{н}}$ $(\text{м} = 0,1,2,3)$. Для определенности примем, что оси галилеевых координат, связанных с системами отсчета K и K', ориентированы и движутся друг относительно друга так, как указано в разделе 2. В этом случае преобразования Лоренца запишутся следующим образом:

$$t' = \tilde{\text{г}}(t - Vz), \quad z' = \tilde{\text{г}}(z - Vt), \quad \tilde{\text{г}} = \left(1 - V^2\right)^{-1/2}. \tag{13}$$

Введем в рассмотрение функцию [9]

$$\tilde{\text{Ш}}'(x') = \text{Л}\text{Щ}(x), \tag{14}$$

где оператор Л определяется равенствами

$$\text{Л}^{-1}\text{г}^{\text{н}}\text{Л} = \sum_{\text{б}} L_{\text{нб}}\text{г}^{\text{б}}, \ (\text{н} = 0,1,2,3), \tag{15}$$

4-векторы x' и x связаны между собой преобразованием Лоренца (12). Нетрудно убедиться в том, что функция $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ подчиняется уравнению Дирака в системе отсчета K' [9]:

$$i\partial' - m\ \tilde{\text{Ш}}'(x') = 0\,. \tag{16}$$

Функцию $\tilde{\text{Ш}}'(x')$ естественно интерпретировать как волновую функцию, описывающую в системе отсчета K' с точки зрения K'-наблюдателя то состояние электронного поля, которое в системе отсчета K описывается волновой функцией $\text{Щ}(x)$.

При поверхностном рассмотрении представляется, что, в силу (16), время t', определенное согласно первому из уравнений (13) и входящее в функцию $\tilde{Ш}(x')$, является глобальным временем в системе отсчета K', подобно тому как время t является глобальным в системе отсчета K. Однако это утверждение ошибочно. Действительно, зафиксируем в системе отсчета K некоторый момент времени: $t = t_0$. 4-вектору $x_0 = (t_0, \vec{r})$ соответствует в системе отсчета K' 4-вектор $x_0' = Lx_0$, компоненты которого t_0' и $\vec{r}'$ можно определить по формулам (13), если в них положить: $t = t_0$, $t' = t_0'$. Исключая из этих формул z, получаем:

$$t_0' = -Vz' + \frac{t_0}{\Gamma} \equiv t_0'(z'). \qquad (17)$$

В силу (17) при фиксированном t_0 каждая точка оси z' характеризуется локальным временем $t_0' = t_0'(z')$, причем $t_0' \to -\infty$ при $z' \to \infty$ и $t_0' \to +\infty$ при $z' \to -\infty$. Как видим, перейдя из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K', мы получили, вместо ожидаемого глобального времени, величину t', зависящую от координаты z'. Момент глобального времени t_0 «расщепился» при преобразовании Лоренца на несчетное число моментов $t_0'(z')$ локального времени.

Временная координата t' оказывается, таким образом, **локальным временем точки 4-пространства** в системе отсчета K', т. е. временем, которое существенно отличается от глобального времени в этой системе отсчета. Чтобы отличать локальное время t' в системе отсчета K', полученное в результате лоренцева преобразования из системы отсчета K с глобальным временем t, от глобального времени в системе отсчета K', локальное время будем обозначать знаком тильда: $\tilde{t}'$, сохранив за глобальным временем в системе отсчета K' прежнее обозначение t'. Величины $\tilde{t}'$ и t связаны между собой равенством (ср. с (17)):

$$\tilde{t}' = -Vz' + \frac{t}{\Gamma} \equiv \tilde{t}'(z', t), \qquad (18)$$

согласно которому локальное время в системе отсчета K', отвечающее моменту t глобального времени в системе отсчета K, изменяется от точки к точке и принимает значения в интервале $(-\infty, +\infty)$.

Здесь важно уяснить, что, перейдя из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K', мы получили локальное время $\tilde{t}'(z', t)$, которое существенно, отличается от глобального времени t' (как параметра, не зависящего от пространственных координат). Переход с помощью преобразований Лоренца из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K' с глобальным временем t' **принципиально невозможен.** Именно это обстоятельство выделяет одну инерциальную систему отсчета по отношению к другой, приводя к физической неэквивалентности инерциальных систем отсчета, движущихся друг относительно друга. Заметим, что неэквивалентность систем отсчета становится совершенно очевидной, если учесть, что в силу (18) разность локальных времен в двух пространственных точках пропорциональна скорости относительного движения систем отсчета:

$$\tilde{t}'(z_1', t) - \tilde{t}'(z_2', t) = -V(z_1' - z_2'). \qquad (18^*)$$

Отметим еще одну особенность локального времени. В силу (18) при $dt > 0$ величина $d\tilde{t}'$ может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Это значит, что при течении глобального времени в системе отсчета K из прошлого в будущее локальное время в системе отсчета K' может течь как в прошлое, так и в будущее. Следовательно, принцип причинности не может формулироваться на языке локального времени; последнее является лишь вспомогательной величиной, не имеющей глубокого физического содержания. При этом модуль «локальной» скорости $u' = \frac{dz'}{d\tilde{t}'}$ может превышать скорость света в вакууме. Действительно, если ограничиться случаем $dt > 0$, то $u' < -\frac{1}{V}$ при $d\tilde{t}' < 0$.

Ввиду того, что между глобальным и локальным временами инерциальной системы отсчета имеется существенное различие, целесообразно ввести специальные обозначения, подчеркивающие это различие. Через $\tilde{x}$ обозначим 4-радиус-вектор x, временная компонента которого t является локальным временем в системе отсчета K, т. е. $t = \tilde{t}$. Аналогично через $\tilde{\partial}'$ обозначим оператор ∂', в котором производная $\partial/\partial t$ заменена на производную по локальному времени $\partial/\partial\tilde{t}$. Очевидно, что под функцией $\tilde{\text{Ш}}(x')$, определенной формулой (14), следует понимать, строго говоря, функцию $\tilde{\text{Ш}}(\tilde{x}')$, а уравнение Дирака (16) следует записывать в виде

$$i\partial' - m\ \tilde{\text{Ш}}'(\tilde{x}') = 0. \tag{19}$$

Чтобы уточнить соотношение между глобальным и локальным временами в инерциальной системе отсчета, введем в рассмотрение волновую функцию $\text{Ш} = \text{Ш}(x)$, которая описывает электронное поле в системе отсчета K с точки зрения K-наблюдателя, использующего глобальное время t. Функция $\text{Ш}(x)$ подчиняется уравнению Дирака

$$i\partial' - m\ \text{Ш}'(x') = 0 \tag{20}$$

(ср. с (19)) и некоторому начальному условию, например, условию (ср. с условием (10))

$$\text{Ш}'(x')\Big|_{t'=t_0'} = \text{Ц}'(x_0'), \quad x_0' = (t_0', \vec{r}\,'). \tag{21}$$

Решение уравнения Дирака (20), удовлетворяющее начальному условию (21), можно записать с помощью оператора эволюции $U = U(t, t_0)$:

$$\text{Ш}(x) = U\text{Ц}(x_0). \tag{22}$$

Здесь оператор U подчиняется уравнению (20) и условию $U(t_0, t_0) = 1$. Очевидно, что $\tilde{\text{Ш}}'(\tilde{x}') \neq \text{Ш}'(x')$, поскольку функция $\tilde{\text{Ш}}'(\tilde{x}')$ зависит от локального времени $\tilde{t}' = \tilde{t}'(z, t)$ (см. (18)), а функция $\text{Ш}(x)$ — от глобального времени t, которое является параметром, не зависящим от пространственных координат.

Определим функцию $\tilde{\text{Щ}}(x)$ по формуле

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

где $x = L^{-1}x'$, L^{-1} - матрица обратного преобразования Лоренца. Учитывая равенство $\text{Л}^{-1}\partial'\text{Л} = \partial$ и уравнение (20), выводим следующее уравнение для функции $\tilde{\text{Щ}}(x)$: $i\partial - m\ \tilde{\text{Щ}}(x) = 0$. Так как время t в равенстве (23) является глобальным, то параметр t в последнем уравнении представляет собой локальное время, которое в силу первого из равенств (13) можно записать в виде:

$$t = Vz + \frac{t'}{\tilde{\text{г}}} \equiv \tilde{t}(z, t'). \tag{24}$$

Следовательно, под функцией $\tilde{\text{Щ}}(x)$ в соотношении (23) следует понимать, строго говоря, функцию $\tilde{\text{Щ}}(\tilde{x})$, которая подчиняется уравнению (ср. с уравнением (19))

$$i\partial - m\ \tilde{\text{Щ}}(\tilde{x}) = 0. \tag{25}$$

Различие между волновыми функциями $\text{Щ}(x)$ и $\text{Ш}'(x')$, зависящими от глобальных времен t и t', с одной стороны, и функциями $\tilde{\text{Щ}}(\tilde{x})$ и $\tilde{\text{Ш}}'(\tilde{x}')$, зависящими от локальных времен $\tilde{t}$ и $\tilde{t}'$, с другой, проиллюстрируем с помошью явных выражений для волновых функций свободного электронного поля.

Полный набор решений уравнения Дирака (9), т. е. волновых функций электронного поля в системе отсчета K с глобальным временем t, имеет вид:

$$\text{Щ}^{(\text{н})}_{p\text{у}}(x) = (2\text{р})^{-3/2} u_{\text{у}}(p^{(\text{н})}) \exp\ -ip^{(\text{н})}x\ , \quad \text{н} = \pm, \quad \text{у} = \pm 1, \tag{26}$$

где $\vec{p}$, у и н — квантовые числа электронного состояния, $p^{(н)} = (p_0^{(н)}, \vec{p})$ — 4-вектор энергии-импульса, $p_0^{(н)} = н\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$, $p^{(н)}x = p_0^{(н)}t - \vec{p}\vec{r}$, $\hat{p}^{(н)} = г^0 p_0^{(н)} - \vec{г}\vec{p}$, $u_у(p^{(н)})$ - биспиноры, определенные формулами:

$$u_у(p^{(н)}) = \frac{1}{2\sqrt{p_0^{(н)}(p_0^{(н)} - p_z)}}(\hat{p}^{(н)} + m)u_у, \quad u_1 = \begin{pmatrix}1\\0\\1\\0\end{pmatrix}, \quad u_{-1} = \begin{pmatrix}0\\1\\0\\-1\end{pmatrix}. \tag{27}$$

Аналогично решения уравнения Дирака (20) в системе отсчета K' с глобальным временем t' даются формулой (ср. с (26))

$$Щ_{\vec{p}'у}^{(н)}(x') = (2р)^{-3/2} u_у(p'^{(н)}) \exp(-ip'^{(н)}x'), \quad н = \pm, \quad у = \pm 1, \tag{28}$$

где $p'^{(н)} = (p_0'^{(н)}, \vec{p}')$ - 4-вектор энергии-импульса в системе отсчета K', $p'^{(н)} = Lp^{(н)}$, $p_0'^{(н)} = н\sqrt{\vec{p}'^2 + m^2}$.

Выполняются следующие соотношения ортогональности и полноты:

$$\begin{aligned}
&\left[u_у\ p^{(н)}\right]^+ \left[u_{у'}\ p^{(н')}\right] = д_{уу'}д_{нн'},\\
&\int d\vec{r}\left[Щ_{\vec{p}у}^{(н)}(x)\right]^+ Щ_{\vec{q}у'}^{(н')}(x) = д(\vec{p} - \vec{q})д_{уу'}д_{нн'},\\
&\sum_{у,н}\int d\vec{p}\, Щ_{\vec{p}у}^{(н)}(x)\left[Щ_{\vec{p}у}^{(н)}(x_1)\right]^+\Big|_{t=t_1} = д(\vec{r} - \vec{r}_1).
\end{aligned} \tag{29}$$

Приведем соотношения, которые будут использованы в дальнейшем:

$$\begin{aligned}
&Л = \exp(-б_z\frac{\varphi}{2}) = \sqrt{\frac{\tilde{г}+1}{2}} - б_z\sqrt{\frac{\tilde{г}-1}{2}}, \quad б = г^0\vec{г}, \quad th\varphi = V,\\
&Лu_у = \sqrt{\tilde{г}(1-V)}u_у, \quad у = \pm 1, \quad Л^{-1}\hat{p}'Л = \hat{p}.
\end{aligned} \tag{30}$$

Учитывая соотношения (27), (28) и (30), вычисляем функцию

$$ЛЩ_{\vec{p}у}^{(н)}(x) \equiv \tilde{Щ}_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}'), \quad x' = Lx. \tag{31}$$

(см. (14)). Несложные вычисления приводят к следующей формуле:

$$\tilde{Щ}_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}') = Щ_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}')f_{\vec{p}'}(V), \qquad f_{\vec{p}'}(V) = \left(\frac{p_0'^{(н)}}{\tilde{г}(p_0'^{(н)} + Vp_z')}\right)^{1/2}. \tag{32}$$

где мы учли, что глобальное время t в системе отсчета K переходит при преобразовании Лоренца в локальное время $\tilde{t}'$, определяемое формулой (18).

Из сравнения функций $Щ_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}')$ (28) и $\tilde{Щ}_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}')$ (32) видно, что если только не замечать различия между глобальным t' и локальным $\tilde{t}'$ временами, то с точностью до несущественного числового множителя $f_{\vec{p}'}(V)$ эти функции совпадают между собой. Однако действительное различие между этими функциями весьма велико, так как фаза $\varphi_{\vec{p}'} = p'^{(н)}x'$ волновой функции (28) содержит глобальное время t', не зависящее от пространственных координат, а фаза $\varphi_{\vec{p}'} = p'^{(н)}\tilde{x}'$ функции (32) содержит локальное время $\tilde{t}'$, зависящее от z'. По этой причине функция $\tilde{Щ}_{\vec{p}'у}^{(н)}(\tilde{x}')$ (32), в отличие от функции $Щ_{\vec{p}'у}^{(н)}(x')$ (28), не удовлетворяет уравнению Дирака (20), хотя она и удовлетворяет уравнению Дирака (19). Подчеркнем, что в **квантовой механике динамический принцип формулируется** в инерциальной системе отсчета **в терминах глобального времени**, которое по этой причине играет в динамике фундаментальную роль. Локальное же время является вспомогательной величиной, не имеющей глубокого физического содержания.

Обсуждаемый здесь вопрос о различии между функциями $\tilde{Ш}(\tilde{x}')$ и $Ш(x')$ и между уравнениями Дирака (19) и (20) имеет принципиальное значение. Он важен для понимания истинного содержания принципа относительности. Суть дела состоит в том, что функция $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$ удовлетворяет уравнению Дирака (19), однако при этом нужно помнить, что локальное время $\tilde{t}'$ **подчиняется условию связи** (18) для любого фиксированного значения параметра t. Функция же $Ш(x)$ удовлетворяет уравнению Дирака (20), и при этом **отсутствует какое-либо условие связи** между временем t и пространственными координатами (время t не зависит от пространственных координат, в отличие от времени $\tilde{t}'$, — см. соотношение (18*)). При поверхностном рассмотрении различие между t и $\tilde{t}'$ ускользает от внимания и складывается впечатление, будто глобальное время t можно отождествить с локальным $\tilde{t}'$. Однако такой вывод является серьезной ошибкой, так как t, как видно из приведенного анализа, существенно отличается от $\tilde{t}'$ (важно помнить, что в (31) время t зафиксировано как глобальное время в системе отсчета K). Общепринятое толкование принципа относительности основывается, фактически, на отождествлении величин t' и $\tilde{t}'$, различие между которыми свидетельствует о неэквивалентности инерциальных систем отсчета K и K', движущихся друг относительно друга.

В чем же состоит **физическое различие** между волновыми функциями (28) и (32)?

Волновые функции (28) описывают такие состояния электронного поля в системе отсчета K', с которыми работает находящийся в ней K'-наблюдатель (эти состояния он может приготовить, наблюдать, анализировать, не обращаясь к другим инерциальным системам отсчета). Если K'-наблюдатель хочет установить, какие физические процессы происходят в системе отсчета K (другими словами, хочет проследить, чем занимается K-наблюдатель), он должен преобразовать волновую функцию $Щ(x)$, описывающую поведение поля в системе отсчета K с точки зрения K-наблюдателя, в систему отсчета K'. В результате такого преобразования и получаются волновые функции типа $\tilde{Ш}'(x')$, определенные формулой (14), которые K'-наблюдатель может исследовать с помощью спектрального разложения [10] по некоторому полному набору состояний.

Разложим функцию (32) по базисному (в системе отсчета K') набору функций (28):

$$\tilde{Щ}'^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}') = \sum_{н',у'} \int d\vec{q}'\, a^{(н')}_{\vec{q}'у'} Щ'^{(н')}_{\vec{q}'у'}(x'), \tag{33}$$

где коэффициенты разложения легко вычислить, используя соотношение ортогональности (29):

$$a^{(н')}_{\vec{q}'у'} = \int d\vec{r}' \left[Щ'^{(н')}_{\vec{q}'у'}(x')\right]^{+} \tilde{Щ}'^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}').$$

Учитывая (28) и (32), получаем:

$$\begin{gathered} a^{(н')}_{\vec{q}'у'} = f_{\vec{p}'}(V)\left[u_{у'}(q'^{(н')})\right]^{+} u_{у}(p'^{(н)})\,д(\vec{q}' - \vec{P}')\exp i(q_0'^{(н')}t' - p_0^{(н)}t/\text{г}), \\ \vec{P}' = (p_x', p_y', p_z' + Vp_0'^{(н)}). \end{gathered} \tag{34}$$

Согласно (34) коэффициенты разложения $a^{(н')}_{\vec{q}у'}$ зависят от времени t, как и должно быть, так как функции $\tilde{Щ}'^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}')$ не подчиняются уравнению Дирака (20) с глобальным временем t. Из сравнения соотношений (28), (32) и (33) следует, что если функция $Щ'^{(н)}_{\vec{p}у}(x')$ (28) описывает стационарное состояние в системе отсчета K', то функция $\tilde{Щ}'^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}')$ (32) является суперпозицией стационарных состояний с коэффициентами $a^{(н')}_{\vec{q}'у}$, зависящими от t.

Аналогичным образом вычисляется и функция

$$Л^{-1}Щ'^{(н)}_{\vec{p}у}(x') \equiv \tilde{Щ}^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}) \tag{35}$$

(см. (23)). Приведем окончательную формулу:

$$\tilde{Щ}^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x}) = Щ^{(н)}_{\vec{p}у}(\tilde{x})g_{\vec{p}}(V), \qquad g_{\vec{p}}(V) = \left(\frac{p_0^{(н)}}{\text{г}(p_0^{(н)} - Vp_z)}\right)^{1/2}. \tag{36}$$

Разложение функции (36) по базисному (в системе отсчета K) набору функций (26) имеет вид:

$$\tilde{Щ}^{(н)}_{\vec p у}(\tilde x) = \sum_{н',у'} \int d\vec q\, b^{(н')}_{\vec q у'} Щ^{(н')}_{\vec q у'}(x), \tag{37}$$
$$b^{(н')}_{\vec q у'} = g_{\vec p}(V)\left[u_{у'}(q^{(н')})\right]^+ u_у(p^{(н)})д(\vec q - \vec P)\exp i(q_0^{(н')}t - p_0^{(н)}t' / \tilde{г}),$$
$$\vec P = (p_x, p_y, p_z - Vp_0^{(н)}).$$

Выше мы рассматривали состояния электронного поля, описываемые базисными волновыми функциями (26) в системе отсчета K и функциями (28) в системе отсчета K . Теперь обратимся к таким состояниям, волновые функции которых подчиняются начальному условию в некоторый момент глобального времени (см. (10) и (21)) и затем развиваются со временем согласно динамическому уравнению.

Введем в рассмотрение перестановочную функцию электронного поля
$$S(x_1,x_2) = \sum_{н,у} \int d\vec p\, Щ^{(н)}_{\vec p у}(x_1)\left[Щ^{(н)}_{\vec p у}(x_2)\right]^+ г^0, \tag{38}$$
где волновые функции $Щ^{(н)}_{\vec p у}(x)$ определены формулой (26). Функция $S(x_1,x_2)$ подчиняется уравнениям $(i\partial_1 - m)S(x_1,x_2) = 0,\quad S(x_1,x_2)(-i\overleftarrow{\partial}_2 - m) = 0$ и начальному условию
$$S(x_1,x_2)\Big|_{t_1=t_2} = г^0 д(\vec r_1 - \vec r_2), \tag{39}$$
которое следует из условия полноты набора функций (26) (см. последнее из равенств (29)).

Используя равенства (29), (38) и (39), нетрудно убедиться в том, что при любых значениях квантовых чисел $\vec p$, н и у выполняется соотношение
$$\int d\vec r_1\, S(x,x_1)г^0 Щ^{(н)}_{\vec p у}(x_1) = Щ^{(н)}_{\vec p у}(x), \tag{40}$$
из которого видно, что перестановочная функция $S(x,x_1)$ переносит состояние электронного поля из точки x_1 в точку x. Следует подчеркнуть, что **времена t и t_1 в** (40) **представляют собой моменты глобального времени в системе отсчета K**.

Решение уравнения Дирака (9), подчиняющееся начальному условию (10), можно представить в виде
$$Щ(x) = \int d\vec r_1\, S(x,x_1)г^0 Ц(x_1)\Big|_{t_1=t_0} = \int d^4x_1\, S(x,x_1)г^0 Ц(x_1)д(t_1 - t_0). \tag{41}$$

Это же решение можно записать и с помощью оператора эволюции $U = U(t,t_0)$ (см. (11)). В силу однозначности решения уравнения Дирака, подчиняющегося заданному начальному условию, можно утверждать, что правые части равенств (11) и (41) являются различными представлениями одной и той же волновой функции, которая описывает развитие электронного поля в системе отсчета K в глобальном времени из начального состояния $Ц(x_0)$ в момент $t = t_0$ с переходом в состояние $Щ(x)$ в момент t $(t > t_0)$.

В дальнейшем нам потребуется следующее представление перестановочной функции:
$$S(x_1,x_2) = \frac{1}{(2p)^3}\int d^4p\, \mathrm{sign}(p_0)\,(\hat p + m)д(p^2 - m^2)\exp(-ip(x_1 - x_2)), \tag{42}$$
где $\mathrm{sign}(p_0) = и(p_0) - и(-p_0)$, $и(p_0)$ − разрывная функция Хевисайда. Выражение (42) нетрудно получить, используя представление (38) для перестановочной функции и формулу (26) для волновой функции.

Функция $S(x_1,x_2)$ является перестановочной функцией электронного поля в системе отсчета K. Перестановочную функцию в системе отсчета K можно записать в виде, аналогичном (42):
$$S'(x'_1,x'_2) = \frac{1}{(2p)^3}\int d^4p'\, \mathrm{sign}(p'_0)\,(\hat p' + m)д(p'^2 - m^2)\exp(-ip'(x'_1 - x'_2)), \tag{43}$$

где 4-векторы p', x'_1 и x'_2 относятся к системе отсчета K'. Очевидно, что решение $Ш'(x')$ уравнения Дирака (20), подчиняющееся начальному условию (21), можно представить следующим образом (ср. с (41)):

$$Ш'(x') = \int d^4x'_1\, S'(x', x'_1)г^0Ц'(x'_1)д(t'_1 - t'_0). \tag{44}$$

Представление функции $Ш'(x')$ с помощью оператора эволюции дается формулой (22).

Чтобы установить связь между функциями $S(x_1, x_2)$ и $S'(x'_1, x'_2)$, выполним в соотношении (42) замену переменной интегрирования $p \to p' = Lp$ и используем последнее из равенств (30). Сравнивая преобразованное таким путем равенство с выражением (43), получаем искомую формулу:

$$Л^{-1}S'(x'_1, x'_2)Л = S(x_1, x_2), \quad x_n = L^{-1}x'_n \quad (n = 1,2) \tag{45}$$

Отметим, что если в (45) переменные t'_1 и t'_2 являются моментами глобального времени, то переменные t_1 и t_2 — моменты локального времени и наоборот.

Преобразуем теперь волновую функцию $Щ(x)$ (41) в систему отсчета K', подставив выражение (41) в формулу (14). Учитывая равенство (45), после элементарных преобразований получаем следующее выражение для функции $\tilde{Ш}'(x')$:

$$\tilde{Ш}'(x') = \int d^4x'_1\, S'(x', x'_1)(г^0 + Vг^3)\tilde{Ц}'(x'_1)д(t'_1 + Vz'_1 - \frac{t_0}{\tilde{г}}), \tag{46}$$

где $\tilde{Ц}'(x'_1) = ЛЦ(x_1)$, $x'_1 = Lx_1$. При выводе формулы (46) использовано равенство (ср. с равенством (15))

$$Лг^мЛ^{-1} = g^{мм}\sum_б g^{бб}L_{бм}г^б, \quad м = 0,1,2,3.$$

Очевидно, что время t' в (46) является локальным временем в системе отсчета K', которое выражается формулой (18), и поэтому функция $\tilde{Ш}'(x') \equiv \tilde{Ш}'(\tilde{x}')$ подчиняется уравнению Дирака (19), но не удовлетворяет, в отличие от функции $Ш'(x')$ (44), уравнению (20). Имеется еще одно различие между выражениями (44) и (46): в их правые части входят $д$-функции от разных аргументов, из которых видно, что t'_1 - глобальное время в (44) и локальное время в (46). Как видим, функции $Ш'(x')$ (44) и $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$ (46) существенно отличаются друг от друга.

Следует подчеркнуть, что различие между функциями $Ш'(x')$ и $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$ обусловлено отличием глобального времени t' в системе отсчета K' (это время является параметром, не зависящим от пространственных координат) от локального времени $\tilde{t}'$ (18), получающегося при переходе из системы отсчета K с глобальным временем t в систему отсчета K'. Функция $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$ является отображением волновой функции $Щ(x)$, описывающей в системе отсчета K реальное состояние электронного поля, в систему отсчета K'. Особенность отображения состоит в том, что при преобразовании Лоренца глобальное время t в системе отсчета K «расщепляется» на несчетное число локальных времен $\tilde{t}'$, которые с точки зрения K'-наблюдателя не имеют физического значения. Действительно, в инерциальной системе отсчета все динамические законы формулируются на языке глобального, а не локального времени.

Чтобы уточнить физический смысл состояния $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$, представим себе, что K-наблюдатель проводит в своей системе отсчета эксперимент, а K'-наблюдатель следит за действиями K-наблюдателя, анализируя полученные им результаты. В момент времени $t = t_0$ K-наблюдатель приготовил некоторое состояние электронного поля, временная эволюция которого привела к состоянию $Щ(x)$. K'-наблюдатель не имеет возможности исследовать состояние $Щ(x)$ непосредственно, так как его измерительные приборы находятся в системе отсчета K', а состояние $Щ(x)$ относится к системе отсчета K. Он вынужден анализировать состояние $Щ(x)$ по его отображению в систему отсчета K', т. е. по волновой функции $\tilde{Ш}'(\tilde{x}')$. Проблема, с которой сталкивается K' -наблюдатель, состоит в том, что он работает с глобальным временем t', а волновая функция $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$ зависит от локального времени $\tilde{t}'$, которое существенно отличается от времени t'. У K' -наблюдателя нет иного способа изучить состояние $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$, кроме использования общепринятой схемы [10], основанной на спектральном разложении исследуемого состояния по полному набору состояний, относящихся к системе отсчета K' в некоторый момент глобального времени в этой системе отсчета. Таким образом, волновая функция $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$ имеет следующий смысл: она описывает, с точки зрения K' -наблюдателя, состояние электронного поля, с которым K -наблюдатель работает непосредственно. Иными словами, $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$ — это та функция, по поведению которой K' -наблюдатель имеет возможность составить представление о том, что происходит в системе отсчета K.

Как видно из изложенного, состояние электронного поля, описываемое функцией $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$, качественно отличается от состояния $\psi(x')$. Состояния типа $\psi(x')$ — это реально наблюдаемые состояния, которые K' -наблюдатель может приготовить непосредственно в своей собственной системе отсчета. Состояния же типа $\tilde{\psi}(\tilde{x}')$, будучи отображением состояний $\psi(x)$ из системы отсчета K в систему отсчета K', являются **виртуальными состояниями**, которые не могут быть в принципе приготовлены K' -наблюдателем.

4. Квантовые переходы под действием электромагнитного поля

Теперь перейдем к электронному полю, взаимодействующему с внешним электромагнитным полем. Для простоты рассмотрим электрическое поле, описываемое в системе отсчета K 4-потенциалом

$$A = (A_0, \vec{A}), \quad A_0 = A_x = A_y = 0, \quad A_z = -E_0(t - t_0)\,\theta(t - t_0).$$

$$A = (A_0, \vec{A}),\ A_0 = A_x = A_y = 0,\ A_z = -E_0(t - t_0)\theta(t - t_0). \tag{47}$$

Напряженность этого поля дается формулой

$$\vec{E} = \left(0, 0, E_0\theta(t - t_0)\right),$$

согласно которой электрическое поле с напряженностью $\vec{E}_0 = (0, 0, E_0)$ включается в системе отсчета K в момент времени $t = t_0$.

Очевидно, что волновая функция электронного поля, подчиняющаяся уравнению Дирака

$$(i\hat{\partial} - e\hat{A} - m)\psi(x) = 0, \quad \hat{A} = \gamma^0 A^0 - \vec{\gamma}\vec{A}, \tag{48}$$

может быть представлена в виде:

$$\psi(x) = \theta(t_0 - t)\psi_1(x) + \theta(t - t_0)\psi_2(x), \tag{49}$$

где функция $\psi_1(x)$ подчиняется свободному уравнению Дирака (9), а функция $\psi_2(x)$ — уравнению Дирака (48), в котором

$$A = (0, \vec{A}), \quad \vec{A} = (0, 0, -E_0(t - t_0)). \tag{50}$$

Волновая функция $\psi(x)$ должна быть непрерывной в точке $t = t_0$. Отсюда вытекает следующее условие:

$$\psi_1(x)\Big|_{t=t_0} = \psi_2(x)\Big|_{t=t_0}.$$

Перейдя с помощью преобразований Лоренца в систему отсчета K', получаем 4-потенциал

$$\begin{gathered} A' = (A'_0, \vec{A}'), \quad A'_0 = -VA'_z, \quad A'_x = A'_y = 0, \\ A'_z = -\gamma E_0\left(\gamma(t' + Vz') - t_0\right)\theta\left(\gamma(t' + Vz') - t_0\right). \end{gathered} \tag{51}$$

4-потенциал A' описывает электромагнитное поле, в котором ($\vec{B}'$ — вектор магнитной индукции)

$$\vec{B}' = 0, \quad \vec{E}' = \ 0,0,E_0 и\ \tilde{г}(t' + Vz') - t_0 \quad . \tag{52}$$

Волновая функция $\tilde{Ш}(x')$, определяемая формулами (14) и (49), имеет вид:

$$\tilde{Ш}(x') = и\ t_0 - \tilde{г}(t' + Vz')\ \tilde{Щ}_1(x') + и\ \tilde{г}(t' + Vz') - t_0\ \tilde{Щ}_2(x'), \tag{53}$$

где функция $\tilde{Щ}_1(x')$ подчиняется уравнению Дирака (16) для свободного электронного поля, а $\tilde{Щ}_2(x')$ - уравнению Дирака для электронного поля, взаимодействующего с полем (51), в системе отсчета K .

Из сравнения 4-потенциалов A (47) и A (51) видно, что если в системе отсчета K электрическое поле включается в момент времени $t = t_0$, будучи равным нулю при $t < t_0$, то в системе отсчета K электрическое поле не включается по времени t и не отключается, так как для любого момента t найдется такая пространственная область, в которой $A \neq 0$. Аналогично обстоит дело и с волновой функцией электронного поля: волновая функция $Щ(x)$ (49) описывает свободное электронное поле при $t < t_0$ и электронное поле, взаимодействующее с электрическим при $t > t_0$; однако в системе отсчета K электронное поле, согласно (53), всегда взаимодействует с электрическим. Можно сказать, что в системе отсчета K взаимодействие электронного поля с электрическим включается по локальному времени $t = \tilde{t}$, определяемому формулой (18), начиная действовать с момента $\tilde{t}(z, t_0)$. Однако здесь уместно еще раз подчеркнуть, что с точки зрения K -наблюдателя локальное время не имеет физического смысла, так как часы в системе отсчета K отсчитывают глобальное время.

Полученные результаты приобретают особое значение при рассмотрении центральной задачи квантовой динамики — задачи о квантовых переходах [10]. Напомним общепринятую формулировку этой задачи. До момента времени $t = t_0$, в некоторой инерциальной системе отсчета K, квантовая система находится в состоянии, волновая функция которого $Ц_0(\vec{r},t)$ удовлетворяет квантовому уравнению движения с гамильтонианом H_0. В момент $t = t_0$ включается возмущение, которое воздействует на систему, вызывая в ней квантовые переходы. При $t > t_0$ система описывается полным гамильтонианом $H_0 + H_{\text{int}}(t)$, где оператор $H_{\text{int}}(t)$ описывает действие возмущения на рассматриваемую систему. Волновая функция системы при $t > t_0$, которую обозначим через $Ц(\vec{r},t)$, подчиняется квантовому уравнению движения с полным гамильтонианом и начальному условию $Ц(\vec{r},t_0) = Ц_0(\vec{r},t_0)$. В момент времени $t = t_1 > t_0$ возмущение отключается, и волновая функция $Ц(\vec{r},t)$ в этот момент анализируется по волновым функциям невозмущенной задачи. Если $\varphi_n(\vec{r},t)$ - полная ортонормированная система волновых функций, подчиняющихся квантовому уравнению движения с невозмущенным гамильтонианом H_0, то волновая функция $Ц(\vec{r},t)$ в момент времени $t = t_1$ может быть разложена по состояниям $\varphi_n(\vec{r},t)$:

$$Ц(\vec{r},t_1) = \sum_n c_n \varphi_n(\vec{r},t_1),$$

где коэффициенты разложения c_n — постоянные, представляющие собой амплитуды вероятности перехода квантовой системы из состояния $Ц_0(\vec{r},t)$ в состояние φ_n за время $t_1 - t_0$.

Подчеркнем, что в задаче о квантовых переходах существенно наличие следующих элементов:

1. начального состояния квантовой системы, приготовленного в некоторый момент времени $t = t_0$,
2. возмущающего поля, действующего на квантовую систему и изменяющего ее состояние, и
3. спектрального анализатора, осуществляющего разложение возмущенного состояния в момент времени $t = t_1 > t_0$ по некоторому полному набору волновых функций.

При этом нет необходимости в том, чтобы возмущение действовало только в интервале времени (t_0, t_1); вообще говоря, возмущение может действовать постоянно во времени, непрерывно изменяя поведение квантовой системы. Однако здесь мы будем предполагать, что действующее на систему возмущение включается в некоторый момент времени и затем отключается, так как в этом случае наиболее полно раскрываются те особенности описания квантовых переходов с точки зрения движущихся друг относительно друга систем отсчета, которые обусловлены различием между локальным и глобальным временем.

Если результаты эксперимента по квантовым переходам, проводимого в системе отсчета K, анализируются в системе отсчета K, то K-наблюдатель, который судит о событиях, происходящих в системе отсчета K, по функциям типа $\tilde{Ш}(\tilde{x})$, отмечает следующие особенности физических процессов в системе отсчета K:

1. возмущение, действующее на систему, не включается и не отключается (часы в системе отсчета K отсчитывают глобальное время t) и
2. волновая функция системы не подчиняется какому-либо начальному условию (по времени t).

Следовательно, с точки зрения K–наблюдателя задача, которую исследует K–наблюдатель, существенно отличается от задачи о квантовых переходах [6].

Сущность затруднения, с которым сталкивается K-наблюдатель, пытаясь описать физическую ситуацию в системе отсчета K, состоит в том, что физический процесс, развивающийся в системе отсчета K в глобальном времени в соответствии с законами динамики, K-наблюдатель должен описать на языке динамических законов, которые хотя и совпадают по форме с динамическими законами в системе отсчета K, однако реализуются в глобальном времени t, существенно отличающемся от локального времени $\tilde{t}$, возникающего при переходе из системы отсчета K в K.

Простейший способ описать в системе отсчета K те физические процессы, которые происходят в системе отсчета K, состоит в том, что нужно рассмотреть спектральное разложение функции $\tilde{Ш}(\tilde{x})$, полученной при преобразовании Лоренца, по некоторой полной системе волновых функций $\varphi_n(x)$ вида

$$\tilde{Ш}(\tilde{x}) = \sum_n a_n(t)\varphi_n(x)$$

в два последовательных момента t_1 и t_2 глобального времени. По изменению коэффициентов этого разложения, $a_n(t_1)$ и $a_n(t_2)$, со временем можно судить о том, какой физический процесс происходит в системе отсчета K.

Проблема квантовых переходов, которой мы коснулись, является фундаментальной физической проблемой и имеет огромное общетеоретическое и прикладное значение. Без ее решения невозможно, например, получить истинное представление о физических процессах, происходящих в инерциальных системах отсчета, движущихся относительно наблюдателя (например, на звездах). Речь идет об анализе физического процесса, протекающего в одной инерциальной системе отсчета (K), с точки зрения исследователя, находящегося в инерциальной системе отсчета K, движущейся относительно первой. Нетривиальность этой проблемы обусловлена тем, что K-наблюдатель живет и работает в глобальном времени t, которое существенно отличается от локального времени $\tilde{t}$, в которое переходит глобальное время t при переходе из системы K в K согласно лоренцевым преобразованиям. Это отличие приводит к эффекту относительности физических процессов, предсказанному нами в [6, 7]. Подчеркнем, что хотя физические процессы, происходящие в движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета и подчиняются одинаковым по форме динамическим уравнениям, из-за несовпадения локального времени $\tilde{t}$ с глобальным t точки зрения наблюдателей, находящихся в этих системах отсчета и анализирующих физический процесс, происходящий в какой-либо одной системе отсчета, на характер этого процесса могут быть существенно различными. В этом состоит физическая сущность явления относительности физических процессов.

5. Заключение

Как видно из результатов, изложенных в предыдущих разделах, содержание принципа относительности оказывается более узким, чем принималось до сих пор. Принцип относительности сохраняется как требование релятивистской инвариантности всех законов природы, требование, на необходимость которого указывает релятивистская инвариантность уравнений Максвелла для электромагнитного поля [1, 3]. Однако, **как доказано в данной работе, из релятивистской инвариантности уравнений движения не следует физическая эквивалентность инерциальных систем отсчета**. Последние оказываются неравноправными из-за особой роли, какую играет в каждой системе отсчета глобальное время: оно является индивидуальной характеристикой системы отсчета, позволяющей описать течение физических процессов и их развитие в пространстве в соответствии с динамическими уравнениями. Тем самым принцип относительности лишается, в некоторой степени, физического основания, приобретая более формальный характер.

Основные выводы можно кратко сформулировать следующим образом. В работе показано, что:

1) принцип относительности в общепринятой трактовке несовместим с принципом причинности как в классической, так и в квантовой механике;
2) движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчета не являются физически эквивалентными;
3) время, в котором происходит эволюция физической системы (глобальное время), при преобразованиях Лоренца расщепляется на некоторое множество локальных времен, зависящих от скорости относительного движения систем отсчета.

Сформулированные выше выводы, полученные в результате проверки на совместимость принципа относительности с динамическим принципом, показывают, что истинное содержание принципа относительности по ряду пунктов существенно отличается от его общепринятой трактовки, в которой:

1) не замечается, что времена, входящие в преобразования Лоренца между инерциальными системами отсчета, не совпадают с временами, входящими в динамические уравнения в этих системах отсчета;
2) упускается из виду то обстоятельство, что при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую согласно преобразованиям Лоренца глобальное время в исходной системе отсчета не только не переходит в глобальное время в системе отсчета, в которую совершается переход, но и расщепляется на некоторое множество локальных времен, не имеющих глубокого физического смысла;
3) отождествляются между собой величины типа $\text{Ш}(x)$ и $\tilde{\text{Ш}}(\tilde{x})$, которые в действительности существенно отличаются друг от друга (см. раздел 3); различие между этими величинами свидетельствует о несовместимости принципа относительности с динамическим принципом в квантовой механике и объясняет явление относительности физических процессов, предсказанное в [6, 7].

Результатом недостаточно глубокого понимания сущности принципа относительности явились иллюзии, заблуждения и предрассудки, существовавшие в общественном сознании в течение многих десятилетий, среди которых следует указать, в частности, на представление о существовании светового барьера и невозможности сверхсветовой передачи информации [5, 11].

В работе сформулирована фундаментальная проблема описания физических процессов, протекающих в инерциальной системе, движущейся относительно наблюдателя, и схематически указан способ ее решения. В связи с неэквивалентностью инерциальных систем отсчета значительный интерес представляет исследование эффекта относительности на примере конкретных физических процессов.

Как нам кажется, несовместимость принципа относительности в общепринятой трактовке с динамическим принципом могла быть установлена в электродинамике сразу же после того, как принцип относительности был высказан, т. е. сто лет назад [1]. В этой связи возникают вопросы: почему указанная несовместимость не была замечена до сих пор? почему стандартная трактовка принципа относительности принималась на веру, без проверки непротиворечивости системы основных физических положений, дополненной принципом относительности? **Урок**, вытекающий из результатов данной работы, состоит в том, что добавление к основам физической теории нового принципа требует тщательной проверки на совместимость этого принципа с другими законами, среди которых нужно рассмотреть, в первую очередь, основной физический закон — динамический принцип.

Еще один **важный урок**, следующий из исследований по сверхсветовым сигналам, можно сформулировать таким образом. **В науке недопустимы какие-либо запреты на проведение исследований**, ибо любые ограничения такого рода несовместимы с главной целью науки — поиском истины в раскрытии тайн природы. Как видно на примере со сверхсветовыми сигналами, **запреты и ограничения в области фундаментальных исследований способны на длительное время серьезно затормозить развитие науки и техники.**

В заключение подчеркнем, что данная работа содержит строгое обоснование полученных нами ранее результатов [5, 11–13] относительно светового барьера и сверхсветовой коммуникации. Значение исследований по созданию метода сверхсветовой коммуникации определяется тем, что появление качественно новых средств и систем связи, использующих сверхсветовые сигналы, произведет революционный переворот во многих областях науки и техники.

Автор признателен В. П. Прокофьеву за внимательное чтение рукописи статьи и многочисленные замечания, учет которых способствовал существенному прояснению и уточнению физического содержания работы.

Литература:

1. *Пуанкаре А.* Настоящее и будущее математической физики. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 22–44.
2. *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.
3. *Паули В.* Теория относительности. Под ред. Гинзбурга В. Л. и Фролова В. П. — М.: Наука, 1983.
4. *Логунов А. А.* Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. — М.: Наука, 1987.
5. *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.
6. *Олейник В. П.* Влияние коллективных возбуждений на характер квантовых процессов рассеяния во внешнем электромагнитном поле. // Квантовая электроника. — 1978. — Вып..15. — С. 88–97.
7. *Олейник В. П., Белоусов И. В*. Проблемы квантовой электродинамики вакуума, диспергирующих сред и сильных полей. — Кишинев, Штиинца, 1983.
8. *Терлецкий Я. П., Рыбаков Ю. П.* Электродинамика. — М.: Высшая школа, 1990.
9. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1976.
10. *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. — М.: Высшая школа, 1961.
11. *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.
12. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Superluminal Signals. (Contemporary Fundamental Physics) (Nova Science Publishers, Inc., Huntington, New York, 2001).
13. *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.

Статья поступила в редакцию 30.12.2005 г.

V. P. Oleinik

New Results in Formulation of the Relativity Principle Essence

About one delusion of the 20th century

The evidence for the physical nonequivalence of inertial reference frames moving relative to each other is given. The content of relativity principle is shown to be narrower than it is accepted now-

adays. The principle of relativity is kept as the requirement of relativistic invariance of the laws of nature, the requirement, which results from the relativistic invariance of Maxwell equations for electromagnetic field. However, according to the results of the paper, **the physical equivalence of inertial reference frames** moving relative to each other **does not follow from the relativistic invariance of equations of motion**. This is due to the fact that the character of physical processes in inertial reference frames is not defined completely by equations of motion. To define phenomena and processes uniquely, the initial conditions should be used and formulated in terms of the time independence of spatial coordinates (**global time**). **The transition of the global time of one inertial reference frame to the local times of the other frame, related to each other by Lorentz transformations, results in the physical nonequivalence of inertial reference frames.** The above mentioned nonequivalence is a consequence **of incompatibility of Lorentz transformations with dynamic principle:** these transformations knock solutions of the dynamic equations out of the class of solutions with global time transferring them to solutions with local time. One manifestation of nonequivalence of inertial reference frames is the effect of physical processes relativity predicted by us in 1978. As the examples, illustrating basic conclusions of the paper, we consider elementary physical systems — the set of classical point particles, a free electron field and a quantum system in an external field causing quantum transitions. Under Lorentz transformations, the global time is shown to be split into some number of local times. Though, formally, the relativistic invariance of equations of motion is kept, **the local time dependence on the velocity of relative motion of reference frames** testifies that each inertial reference frame proves to be singled out among the others. **The received results can serve as a strict substantiation of our previous conclusions concerning light barrier and superluminal communication,** and open the way to the construction of the consecutive theory of physical processes occurring in inertial frames moving relative to an observer (for example, on stars).

Key words: principle of relativity, dynamic principle, causality principle, incompatibility of the principle of relativity with dynamic principle, check on consistency, initial conditions, global and local time, nonequivalence of inertial reference frames, effect of physical processes relativity.