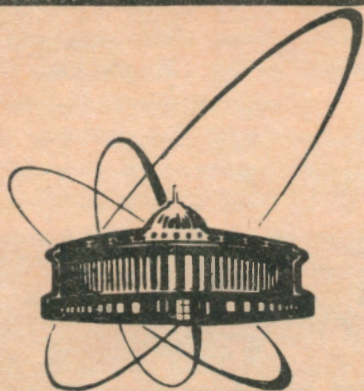


92-341



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

D2-92-341

В.Н.СТРЕЛЬЦОВ

СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

1992

ВВЕДЕНИЕ

Специальная теория относительности в ее общепринятом на настоящее время виде была сформулирована фактически в начале нашего столетия. При этом с самого возникновения ее построение опиралось на локационную процедуру, использовавшуюся, например, для синхронизации удаленных часов. Больше того, эта же процедура послужила затем Эйнштейну для прямого вывода преобразования Лоренца [1]. Как известно, исторически указанные преобразования были получены из условия инвариантности уравнений Максвелла при переходе к движущейся (инерциальной) системе отсчета.

Теория относительности внесла революционные изменения в существовавшие представления о пространстве и времени, восходящие еще к Ньютону. Она открыла новые пути осмысления естественных явлений и послужила основой для релятивизации многих разделов физики, начиная с электродинамики, механики, термодинамики и т.д. Однако процесс возникновения и становления принципиально новых представлений не может сразу полностью отделиться от прежних понятий. Ввиду своей привычности эти старые термины, «будучи незамеченными», остаются служить теории, которая, по существу, их отвергла. Сюда в первую очередь следует отнести понятие твердого стержня (масштаба). Действительно, такая основополагающая сущность, как система отсчета, мыслилась в виде каркаса из твердых стержней и множества расставленных в различных местах синхронизованных часов [2]. Напомним, что представление о твердом (недеформируемом) стержне было заимствовано из повседневной жизни, в которой мы имеем дело с очень малыми (по отношению к световой) скоростями. По существу, недеформируемость означает, что возмущение, например, от одного конца стержня к другому распространяется практически мгновенно. Иными словами, можно сказать, что твердый стержень реализует мгновенную (одновременную) длину. В нерелятивистском случае указанное условие действительно выполняется и такое представление вполне оправданно. Однако при переходе к скоростям движения, близким к световым, скорость распространения деформации будет уже представлять собою малую величину. Тем не менее подсознательно мы все же продолжаем оставаться на прежних позициях, т.е. пользоваться представлением о твердых телах. Характерным примером здесь может служить один извест-

ный элементарный вывод соотношения $E = mc^2$, где неявно предполагается, что за счет излучения светового импульса твердый цилиндр мгновенно приходит в движение [4]. До сих пор этот вывод зачастую приводится при изложении теории относительности (см., например, [5]).

Другая, локационная формулировка [6,7] оперирует с непосредственно наблюдаемыми на опыте световыми, или запаздывающими, расстояниями и опирается на локационный метод измерения расстояний [8]. Тем самым только в рамках этой формулировки мы избавляемся от целого ряда фиктивных понятий и, в первую очередь, таких, как твердые масштабы (стержни). Чисто математически этот подход находится в связи с так называемой асинхронной формулировкой [9].

Уже на основании вышеизложенного можно заключить, что основное отличие двух подходов должно быть связано с поведением пространственных размеров материальных тел. Действительно, если в первом случае мы имеем сокращение продольных размеров движущихся объектов, то во втором — их увеличение.

Главная цель настоящей работы заключается в изложении основных особенностей локационной формулировки, ее отличия от традиционного (эйнштейновского) подхода.

1. ТРАДИЦИОННЫЙ (ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ) ПОДХОД

Именно этот подход излагается во всех учебниках и монографиях по теории относительности. Интересующая нас сторона касается, главным образом, пространственной части пространственно-временной картины (т.е. таких понятий, как длина, расстояние, и образованных на их основе величин).

Напомним, что согласно Эйнштейну длиной движущегося стержня называется расстояние между одновременными положениями его концов [1]. Очевидно, что это определение охватывает и какие угодно малые скорости движения стержня, т.е. в пределе и покоящийся стержень. Таким образом, можно сказать, что в рамках традиционного подхода мы имеем дело с одновременными, или мгновенными, расстояниями (ср. с мгновенной формой релятивистской динамики Дирака [10]).

Вместе с тем одной из главных заслуг теории относительности считается установление относительности понятия одновременности, т.е. его неинвариантности, или зависимости от системы отсчета. Очевидно, что физическому понятию, опирающемуся на условие одновременности ($t = \text{const.}$), будет присущ тот же недостаток. Именно поэтому общепринятое определение длины (связанное с установлением одновременного положения концов

стержня) противоречит принципу относительности, поскольку зависит от системы отсчета¹.

На математическом языке приведенные рассуждения сводятся к очень простому требованию. Вводимое физическое понятие должно быть ковариантным. В данном случае это означает, что длина движущегося стержня должна быть компонентой 4-вектора².

Проверим, удовлетворяет ли этому требованию общепринятое определение.

Для движущегося (в некоторой системе S_1) со скоростью v_1 вдоль оси x стержня будем иметь четырехкомпонентную величину

$$X_{E1} = (0, l^* \gamma_1^{-1}, 0, 0). \quad (1)$$

Здесь l^* — длина стержня в покое, γ_1 — лоренц-фактор. С точки зрения другой аналогичной системы S_2 имеем

$$X_{E2} = (0, l^* \gamma_2^{-1}, 0, 0). \quad (2)$$

Если представленные величины суть 4-векторы, то их квадраты должны быть равны. Поскольку в данном случае отличны от нуля только X_E^1 -компоненты, то должно выполняться их равенство. Но, как нетрудно видеть,

$$X_{E1}^1 = l^* \sqrt{1 - v_1^2/c^2} \neq l^* \sqrt{1 - v_2^2/c^2} = X_{E2}^1. \quad (3)$$

Таким образом, сокращенная длина не является компонентой 4-вектора [12], а тем самым общепринятое определение не удовлетворяет условию лоренц-ковариантности.

Но с точки зрения теории относительности это страшный приговор, означающий, по существу, что одновременной (мгновенной) длине нет места в этой теории.

Здесь может быть уместно напомнить также о принципе наблюдаемости. Согласно ему в науку не следует вводить ненаблюдаемые величины. Иначе говоря, для измерения этих величин нельзя предлагать такие операции, которые неосуществимы. Известная эйнштейновская (макроскопическая) процедура засечки одновременного положения концов движущегося стержня наблюдателями с помощью множества расставленных в пространстве и предварительно синхронизованных часов, на первый взгляд, не

¹ В этой связи см. также [11].

² Или иначе: соответствующие значения в разных системах отсчета должны быть связаны преобразованиями Лоренца.

вызывает возражений. Однако на практике основная область применимости теории относительности — это явления микромира, к которым она попросту неприменима.

2. СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (ЛОКАЦИОННАЯ ФОРМУЛИРОВКА)

2.1. Концепция релятивистской длины

Сущность локационной формулировки заключается в том, что она имеет дело именно с непосредственно наблюдаемыми на опыте (измеряемыми локационным методом) расстояниями между неодновременными точками. В электродинамике, как известно, такие расстояния получили название запаздывающих. Еще раньше подобные (световые) расстояния применялись при установлении угла aberrации света звезд.

Можно сказать, что переход к локационной формулировке связан с устранением фактически ненаблюдаемых (т.е. фиктивных) мгновенных расстояний. В результате пространственно-временная структура — основа теории относительности — претерпевает коренное изменение.

Световые, или «запаздывающие», расстояния. Понятие «световое расстояние» возникло, по существу, задолго до зарождения теории относительности. Именно световое расстояние определяет угол aberrации. Aberrация же света звезд — давно известное явление, которое впервые наблюдалось Бродлеем еще в 1727 г. [13].

Однако непосредственное использование таких расстояний, которые в электродинамике получили название запаздывающих, связано с потенциалами Лиенара — Вихерта [14,15]. Для электрического потенциала, создаваемого движущимся со скоростью \vec{v} точечным зарядом e , имеем

$$\varphi = \frac{e}{R_{ret} (1 - \beta \vec{n}_{ret})} = \frac{e}{R_{ret} (1 - \beta \cos \theta)}. \quad (4)$$

Здесь \vec{R}_{ret} — вектор запаздывающего расстояния, проведенный из точки нахождения заряда в точку наблюдения, $\beta = v/c$, $\vec{n}_{ret} = \vec{R}_{ret}/R_{ret}$. Привлекая формулу преобразования для потенциала и учитывая, что в системе покоя заряда поле описывается кулоновским потенциалом

$$\varphi^* = \frac{e}{R^*}, \quad (5)$$

найдем [16], что

$$R^* = R_{ret} (1 - \beta \cos \theta) \gamma. \quad (6)$$

Это выражение описывает закон преобразования запаздывающего расстояния при переходе от собственной системы источника S^* к S -системе, где он движется со скоростью \vec{v} . Конечно, представленную формулу можно вывести также прямо из преобразования Лоренца для временной координаты. При этом для двух наиболее характерных случаев, когда поле распространяется в направлении движения источника (вперед, $\theta = 0$) и в противоположном направлении (назад, $\theta = \pi$),

$$R_f = (1 + \beta) R^* \gamma, \quad (7)$$

$$R_b = (1 - \beta) R^* \gamma. \quad (8)$$

Следует отметить, что в терминах запаздывающих расстояний эквипотенциальные поверхности электрического поля движущегося заряда имеют форму эллипсоидов вращения, вытянутых в направлении движения [17].

Релятивистская («локационная») длина. Нетрадиционное определение релятивистской длины [18,19] основано на локационном методе измерения расстояний*. В его рамках длина быстро движущегося (например, вдоль своего максимального размера) стержня определяется полусуммой расстояний, пройденных световым сигналом в прямом и обратном направлениях по стержню, т.е. от одного его конца до другого и обратно. При этом процедура измерения времени распространения светового сигнала тождественна соответствующей процедуре, служащей для проверки формулы релятивистского замедления времени. Фактически на основе последней формулы мы и приходим к формуле удлинения для продольных размеров. Здесь, однако, мы приведем другой ее вывод.

Пусть для простоты стержень ориентирован и движется в направлении оси x (слева направо) со скоростью $v = \beta c$. Сигнал посылается в момент пролета левого конца. Свет достигает правого конца, отражается там и возвращается назад, к левому концу. Для расстояния, пройденного световым сигналом, когда он движется вперед, в одном направлении с источником («догоняет» правый конец стержня), будем иметь

$$l_f = l^* (1 + \beta) \gamma. \quad (9)$$

Здесь l^* — длина данного стержня в покое. Когда световой сигнал (после отражения) движется назад, в направлении, противоположном направлению движения источника (навстречу левому концу стержня), он проходит расстояние

$$l_b = l^* (1 - \beta) \gamma. \quad (10)$$

* Можно сказать, что при его введении движущийся наблюдатель попросту «подсмотрел» процедуру измерения длины покоящегося стержня (в другой системе отсчета), но воспользовался своими измерительными приборами (часами).

В результате для релятивистской длины найдем

$$l_r = \frac{1}{2} (l_f + l_b) = l^* \gamma \quad (\text{формула удлинения}). \quad (11)$$

Подчеркнем, что величины l_f и l_b определяют расстояния между точками, которые берутся в разные моменты времени, т.е., очевидно, в точности соответствуют двум самым характерным модификациям запаздывающих расстояний (7) и (8) в электродинамике.

В рамках четырехмерного представления 4-вектор релятивистской длины дается полуразностью двух 4-векторов, описывающих процессы распространения света в прямом и обратном направлениях вдоль стержня, и имеет вид

$$l_r^{\mu} = (\beta l^* \gamma, l^* \gamma, 0, 0). \quad (12)$$

2.2. «Косвенные» свидетельства в пользу локационной формулировки

«Парадокс» прямоугольного рычага Льюиса — Толмена [20]. Суть этой известной проблемы заключается в появлении крутящего момента ($N_z \neq 0$) в системе отсчета S , где угольник движется, тогда как в его собственной системе S^*

$$N_z^* = X^* F_y^* - Y^* F_x^* = 0. \quad (13)$$

Здесь X^* и Y^* — плечи рычага, направленные вдоль осей x и y соответственно, F_y^* и F_x^* — приложенные к ним силы, причем $X^* = Y^* = l^*$, $F_x^* = F_y^* = F^*$. На основании принципа относительности и в S -системе должно выполняться аналогичное равенство, которое мы представим в виде

$$\frac{X}{Y} = \frac{F_x}{F_y}. \quad (14)$$

На основе формул преобразования для компонент силы $F_x/F_y = \gamma$, откуда для преобразования продольного плеча имеем формулу удлинения [21]. В то же время применение формулы Лоренца сокращения ведет к нарушению равенства (14) и появлению одного из самых известных «парадоксов» теории относительности.

«Проблема 4/3» и «парадокс» Рундлера — Денура. Их суть заключается в том, что при вычислении энергии и импульса электромагнитного поля движущегося заряда в первом случае и конденсатора во втором мы приходим к формулам, которые отличаются от требуемых релятивистских. Заме-

тим сразу, что этот результат является прямым следствием использования формулы лоренцева сжатия для элемента пространственного объема. В то же время привлечение формулы удлинения (11) не приводит к подобной трудности.

Поскольку недавно эти вопросы были рассмотрены достаточно детально [22], то мы ограничимся здесь только следующими замечаниями. По-видимому, именно при решении «проблемы 4/3» и была впервые введена формула удлинения [23]. Но, может быть, особенно важно то, что в рамках локационной формулировки нет необходимости в приписывании заряду дополнительной механической массы, обусловленной, скажем, «напряжениями Пуанкаре». Аналогичную роль для разрешения предыдущего парадокса выполнял гипотетический «поток энергии фон Лауэ».

Заряд проводника с током. Рассмотрим элемент проводника, покоящегося в S^* -системе и направленного по оси x^* , по которому течет ток с плотностью j_*^1 . Пусть при этом плотности отрицательных и покоящихся положительных зарядов ρ_-^* и ρ_+^* внутри проводника одинаковы, а поэтому суммарная плотность $\rho_* = 0$. Таким образом, с точки зрения наблюдателя из S^* -системы проволока не заряжена:

$$\Delta q^* = \rho^* \Delta V^* = 0, \quad (15)$$

где Δq^* — заряд, а ΔV^* — объем рассматриваемого элемента проводника.

Перейдем теперь в такую систему отсчета S , относительно которой отрицательные заряды, создающие ток с плотностью j_*^1 , покоятся. На основании формул преобразования для суммарной плотности зарядов найдем

$$\rho = \rho_- + \rho_+ = -\beta^2 \rho_-^*, \quad (16)$$

откуда заключаем, что произведение

$$\rho \Delta V \neq 0. \quad (17)$$

На основании этого обычно делается вывод (см., например, [24]) о появлении заряда в движущемся проводнике с током.

Следует, однако, подчеркнуть, что в рамках специальной теории относительности заряд является инвариантной величиной и не должен изменяться при переходе от одной системы отсчета к другой. Поэтому вывод о том, что нейтральный проводник с током в результате движения заряжается, является следствием нековариантного определения величины Δq , обусловленного, в свою очередь, нековариантным определением пространственного объема.

С другой стороны, в рамках локационной формулировки, опираясь на формулу

$$\Delta q = j^i \Delta V_i \quad (18)$$

и соответствующее определение 4-вектора элемента объема, найдем

$$\begin{aligned} \Delta q &= j^0 \Delta V_0 + j^1 \Delta V_1 = (-\rho_-^* \beta^2 \gamma) \Delta V^* \gamma + \\ &+ (-\beta \rho_-^* \gamma) (-\beta \Delta V^* \gamma) = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, в полном согласии с требованием инвариантности заряда имеем, что с точки зрения S -системы данный проводник также электрически нейтрален.

В последнее время рассмотренный пример обсуждается (см., например, [25] и ссылки там) в связи с вопросом, появляется ли заряд у электрически нейтрального замкнутого проводника после возбуждения в нем тока. Однако, поскольку при этом число электронов не меняется и по-прежнему равно числу ионов, то речь может идти только о появлении электрического поля за счет разницы в поведении поля движущегося и покоящегося зарядов [26]. Одно время казалось, что такой эффект наблюдался в опыте [27].

Оттовская формулировка термодинамики [28] была предложена в начале 60-х годов и отличается от традиционной, восходящей еще к Планку [29] и Эйнштейну [30]. В рамках традиционного подхода, например, формула преобразования температуры имела вид:

$$T = T^* \gamma^{-1}, \quad (20)$$

тогда как Отт предложил формулу

$$T = T^* \gamma, \quad (21)$$

вытекающую из соответствующей формулы преобразования для количества тепла ΔQ .

Уравнение состояния идеального газа связывает между собой температуру и пространственный объем. При этом требование лоренц-инвариантности указанного уравнения с привлечением формулы удлинения для пространственного объема однозначно приводит именно к оттовской формуле (21) [31].

Приведем также простые, но, по нашему мнению, достаточно убедительные доводы в пользу оттовской формулировки релятивистской термодинамики. Рассмотрим для этого некоторое материальное тело, которое передает свою тепловую энергию в форме излучения. Притом нас, естественно, будет интересовать случай, когда в процессе излучения состояние движения тела не меняется (условие инерциальности). Но тогда очевидно, что формула преобразования для ΔQ (в данном случае это электромаг-

нитная энергия) должна с необходимостью определяться известным релятивистским выражением

$$\Delta Q = \Delta Q^* \gamma. \quad (22)$$

Отсюда на основании второго закона термодинамики и инвариантности энтропии формула Отта (21) следует однозначно.

Другие свидетельства являются теми или иными аналогами рассмотренных выше случаев. Поэтому мы ограничимся фактически только их перечислением.

Начнем с аналогичной первому примеру трактовки классического опыта Траутона — Нобла с заряженным конденсатором [32] как еще одного примера релятивистской формулировки статики. Другой классический интерференционный опыт Майкельсона — Морли также может быть объяснен без привлечения контракционной гипотезы [33].

В рамках локационной формулировки последовательно решаются вопросы динамики твердого тела [34]. По аналогии с «проблемой 4/3» устраняется трудность с импульсом и энергией жидкости [31].

Вопрос о видимых размерах быстро движущихся объектов заслуживает упоминания, поскольку при его рассмотрении впервые было высказано сомнение о наблюдаемости лоренцева сокращения [35]. С другой стороны, он выходит за рамки простых визуальных наблюдений и оказывается, по сути дела, определяющим при рассмотрении взаимодействия движущихся заряженных частиц в ондуляторе, прохождения заряженного ступка через резонаторы [36] и др.

Но, по-видимому, самой непосредственной областью применимости современной формулировки и, в частности, концепции релятивистской длины следует считать физику высоких энергий [37]. Например, известный рост длин формирования при больших энергиях соответствует фактически формуле (11).

2.3. Прямые экспериментальные подтверждения локационной формулировки

Поперечный эффект Доплера. Как мы знаем, в настоящее время за эталон длины фактически принята длина волны оранжевой линии криптона-86. На основании (11) для формулы преобразования длины волны λ будем, очевидно, иметь

$$\lambda = \lambda^* \gamma. \quad (23)$$

В соответствии с требованием принципа относительности при этом число длин волн, укладываемых в движущемся эталонном метре, действитель-

но останется неизменным. Из формулы (23) следует, что длина волны света, излучаемого движущимися атомами, должна возрасти на величину

$$\delta \lambda = \lambda - \lambda^* \approx \frac{1}{2} \beta^2 \lambda^*. \quad (24)$$

Именно это явление наблюдалось в опытах по исследованию поперечного эффекта Доплера, первый из которых был выполнен Айвсом и Стилуэллом [38].

Заметим, что изменение длины волны при движении в сторону красного конца спектра (красное смещение) — достаточно хорошо известный факт, так же как и сама формула (23) (см., например, [39]). Однако при этом совершенно упускается из виду то, что здесь, по сути дела, мы имеем другой (отличный от общепринятого) закон преобразования длины движущегося масштаба. Действительно, в формуле (23) λ описывает, например, расстояние между соседними гребнями волны, которые «берутся» в разные моменты времени. Тогда как согласно общепринятому (эйнштейновскому) определению длиной движущегося масштаба называется расстояние между одновременными положениями его концов. При этом в случае справедливости формулы сокращения эффект, очевидно, имел бы другой знак, т.е. смещение линий должно было бы происходить в фиолетовую сторону спектра.

Излучение ускоряемого заряда. Исходя из потенциалов Лиенара — Вихерта можно получить выражения для соответствующих «запаздывающих напряженностей» электромагнитного поля. На их основании можно вычислить поле излучения заряда, например, в случае, когда направления ускорения и скорости совпадают. Как известно (см., например, [40]), по мере роста скорости угловое распределение излучения все более вытягивается в направлении движения электрона, причем интенсивность излучения возрастает. Угол, для которого интенсивность излучения максимальна, равен

$$\theta_r^{\max} = \arccos \left[\frac{1}{3\beta} \sqrt{1 + 15\beta^2} - 1 \right] \rightarrow \frac{1}{2\gamma}, \quad (25)$$

где последнее значение справедливо при $\beta \rightarrow 1$. Здесь следует подчеркнуть, что данный угол определяется именно запаздывающим расстоянием. В то же время обычный переход к мгновенному расстоянию, т.е. к расстоянию от заряда до точки наблюдения в самый момент наблюдения, должен вести к изменению угла. Действительно, на основании формулы*

$$\operatorname{tg} \theta_i = \frac{\sin \theta_r}{\cos \theta_r - \beta}, \quad (26)$$

* «Обратной» нерелятивистской абберационной формуле.

связывающей «запаздывающий угол» с «мгновенным углом», для соответствующей величины найдем

$$\theta_i \approx \frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\gamma}. \quad (27)$$

Таким образом, строго говоря, в рамках общепринятого подхода при $\beta \rightarrow 1$ излучение должно быть направлено нормально к направлению движения заряда. Это, в общем-то, вполне соответствует обычному представлению поля движущегося заряда в форме лоренц-сжатого диска. Поэтому опыты по исследованию поведения излучения, подтверждающие формулу (25), надо рассматривать как прямое экспериментальное свидетельство в пользу локационной формулировки [41].

Излучение Черенкова представляет для нас особый интерес, поскольку отражает структуру первой («скоростной») части поля, не зависящей от ускорения. При этом угол Черенкова

$$\theta_c = \operatorname{arcsec} \beta n, \quad (28)$$

где n — показатель преломления, задается именно запаздывающим (световым) расстоянием [6]. С другой стороны, переход к «мгновенному расстоянию» ведет к изменению угла излучения, который на основании (26) должен составлять

$$\theta_i = \operatorname{arccosec} \beta n \quad (\theta_i > \pi/2). \quad (29)$$

Но поскольку на опыте (например, в черенковских счетчиках) измеряется θ_c , то это означает, что именно локационная формулировка адекватна природе.

С другой стороны, следует заметить, что как раз угол θ_i (при $n = 1$) фигурирует в потенциалах Лиенара — Вихерта после известного перехода (см., например, [42]) к моменту наблюдения. Такой шаг, однако, можно рассматривать как своего рода нарушение принципа относительности. Действительно, при этом, например, момент наблюдения выделяется по отношению к моменту излучения. Иначе говоря, как бы нарушается равноправие между изучающим зарядом (объектом) и регистрирующим объектом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общепринятая в настоящее время трактовка теории относительности опирается на эйнштейновское определение длины движущегося стержня и оперирует фактически с мгновенными (одновременными) расстояниями. Указанные величины, однако, не являются компонентами 4-векторов, т.е. не удовлетворяют требованию лоренц-ковариантности.

Локационная формулировка, напротив, имеет дело с «приготовленными природой» световыми, или запаздывающими (т.е. неодновременными), расстояниями и введенной на их основе релятивистской, или локационной, длиной. В ее рамках разрешаются прежние трудности теории. Среди них «парадокс» рычага Льюиса — Толмена, «проблема 4/3», поведение заряда проводника с током и т.п. Поперечный эффект Доплера, излучение Черенкова и др. служат прямым экспериментальным свидетельством в пользу этой формулировки.

Таблица

Общепринятый подход	Современная формулировка
Преобразование продольных размеров	
$l = l^* \gamma^{-1}$	$l = l^*$
Вращательный момент равновесной системы	
$N_z^* = 0 \quad (F_x^*, F_y^* \neq 0), \quad N_z \neq 0$	$N_z = N_z^* = 0$
Импульс и энергия электромагнитного поля	
$G^1 = \frac{4\beta}{3c} E^* \gamma, \quad E = (1 + \frac{1}{3}\beta^2) E^*$	$G^1 = \frac{\beta}{c} E_\gamma^*, \quad E = E^* \gamma$
Уравнение эквипотенциалей	
$R = \frac{e}{\varphi} (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{-1/2}$	$R = \frac{e}{\varphi} (1 - \beta \cos \theta)^{-1}$
Электрический заряд проводника с током	
$q \neq q^*$	$q = q^*$
Преобразования количества тепла и температуры	
$Q = Q^* \gamma^{-1}, \quad T = T^* \gamma^{-1}$	$Q = Q^* \gamma, \quad T = T^* \gamma$
Поперечный эффект Доплера	
$\lambda = \lambda^* \gamma$ (формула удлинения)	
Угол Черенкова	
$\operatorname{cosec} \theta = \beta n$	$\sec \theta = \beta n$
Теорема сложения 4-скоростей [43]	
—	$U^0 = u^i v_i, \quad U^a = u^a + v^a \frac{u^0 + U^0}{v^0 + 1}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Einstein A. — Ann. Phys., 1905, 17, p.891.
2. Idem — Jahrb. Rad. E1., 1907, 4, p.411.
3. Idem — Ann. Phys., 1906, 20, p.627.
4. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1991, 14 (in press)
5. Born M. — Einstein's Theory of Relativity. Dover, NY, 1962, ch.6, §8.
6. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-90-426 и P2-90-484, Дубна, 1990.
7. Idem — Сообщ. ОИЯИ P2-91-396 и P2-91-436, Дубна, 1991.
8. Idem — Found. Phys., 1976, 6, p.293.
9. Cavalleri G., Salgarelli G. — Nuovo Cim., 1969, 62A, p.722.
10. Dirac P.A.M. — Rev. Mod. Phys., 1949, 21, p.392.
11. Fermi E. — Z. Phys., 1922, 23, p.340.
12. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-84-843, Дубна, 1984.
13. Bradley J. — Phil. Trans. Roy. Soc. London A, 1728, 35, p.637.
14. Lienard A. — Eclairage Electricue, 1898, 16, p.5.
15. Wiechert E. — Arch. Neerl., 1900, 5, p.549.
16. Strel'tsov V.N. — JINR Commun. D2-92-147, Dubna, 1992.
17. Idem — Сообщ. ОИЯИ P2-89-234, Дубна, 1989.
18. Idem — Сообщ. ОИЯИ P2-3482, Дубна, 1967; P2-5555, Дубна, 1971.
19. Idem — Found. Phys., 1976, 6, p.293.
20. Lewis G.M., Tolman R.C. — Phil. Mag., 1909, 18, p.510.
21. Strel'tsov V.N. — JINR Commun. E2-90-275, Dubna, 1990.
22. Idem — Hadronic J., 1990, 13, p.345.
23. Kwal B. — J. Phys. Radium, 1949, 10, p.103.
24. Feinman R.P., Leighton R.B., Sands M. — The Feinman Lectures of Physics, Addison — Wesley, Reading, Mass, 1964, v.2, p.13.
25. Lemon D.K., Edwards W.F., Kenyon C.S. — Phys. Lett. A, 1992, 162/2, p.105.
26. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ D2-91-212 и D2-91-499, Дубна, 1991.
27. Edwards W.F., Kenyon C.S., Lemon D.K. — Phys. Rev. D, 1976, 14, p.322.
28. Ott H. — Z. Phys., 1963, 175, p.70.
29. Plank M. — Berl. Ber., 1907, p.542.
30. Einstein A. — Jahrb. Radioakt. Electr., 1907, 4, p.411.
31. Strel'tsov V.N. — Found. Phys., 1977, 7, p.325.
32. Idem — Сообщ. ОИЯИ P2-6532, Дубна, 1972.
33. Idem — Сообщ. ОИЯИ D2-91-125, Дубна, 1991.
34. Idem — Сообщ. ОИЯИ P2-11684, Дубна, 1978.
35. Terrell J. — Phys. Rev., 1959, 116, p.1041.
36. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-86-470, Дубна, 1986.
37. Idem — ЭЧАЯ, 1991, 28, с.1129.
38. Ives H.E. and Stilwell G.R. — J. Opt. Soc. Am., 1938, 28, p.215.
39. Ditchburn R.W. — Light, Blackie and Son. Ltd., London, 1963, Sec.11.34.
40. Jackson J.D. — Classical Electrodynamics, Wiley, New York — London, 1962, Ch.14, §3.
41. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-89-635, Дубна, 1989.
42. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, §63.
43. Strel'tsov V.N. and Strokovski E.A. — Eur. J. Phys., 1992, 13, p.14.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 августа 1992 года.

Стрельцов В.Н.

D2-92-341

Современная теория относительности

Излагаются основные черты современной (локационной) формулировки теории относительности. Эта формулировка оперирует с запаздывающими (световыми) расстояниями и введенной на их основе релятивистской, или локационной, длиной. Дается ее сравнение с традиционным (эйнштейновским) подходом, в рамках которого мы фактически имеем дело с мгновенными, или одновременными, расстояниями. Подчеркивается, что поперечный эффект Доплера, излучение ускоряемого заряда и эффект Черенкова являются прямым экспериментальным подтверждением локационной формулировки.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Strel'tsov V.N.

D2-92-341

Modern Relativity Theory

The main features of the modern (radar) formulation of the relativity theory are presented. This formulation operates with retarded (light) distances and relativistic or radar length introduced on their basis. Its comparison with the traditional (Einstein's) approach is given, thus we deal in fact with instant or simultaneous distances in its frame. It is stressed that the relativistic Doppler effect, the radiation of an accelerated charge and the Cherenkov effect are direct experimental verification of the radar formulation.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992