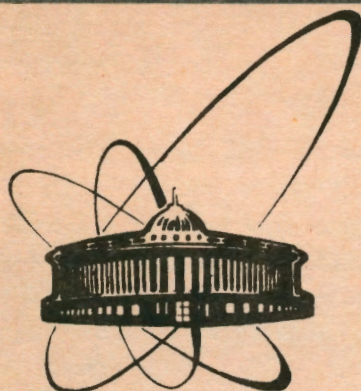


92-435



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д2-92-435

В. Н. Стрельцов

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ РАССТОЯНИЯ,
РАЗМЕРЫ, ДЛИНЫ ...

1992

ВВЕДЕНИЕ

Между перечисленными в заглавии первичными пространственными понятиями в нерелятивистском случае нет четкой разницы. Они зачастую определяются друг через друга. Однако в применении к быстрым движениям в их поведении появляются существенные отличия. Конечно, здесь могут возразить, что все эти особенности учитывают преобразования Лоренца. Это, безусловно, верно, и наша задача состоит в прояснении «физической» природы указанного отличия. По отдельности эти вопросы так или иначе уже рассматривались ранее. Цель этой заметки заключается в их систематизации, а следовательно, в дальнейшем обосновании альтернативной, локационной формулировки теории относительности [1,2]. Напомним, что эта формулировка возникла фактически как результат последовательного применения таких понятий, как световые или запаздывающие расстояния и основанной на них концепции релятивистской длины [3].

1.1. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ИЛИ СВЕТОВЫЕ РАССТОЯНИЯ

Первым термином называются расстояния, которые фигурируют в выражениях для запаздывающих потенциалов, или потенциалов Лиенара — Вихерта, описывающих электромагнитное поле движущегося заряда. Они определяют расстояния между двумя точками, взятыми в разные моменты времени. На основании преобразований Лоренца для координат и электрического потенциала легко получить формулу преобразования для запаздывающего расстояния [4,5]. Она имеет вид

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

где β — скорость движения заряда, $c = 1$, θ — угол между направлениями движения и распространения электромагнитного поля, R^* — соответствующее расстояние в системе покоя заряда (фигурирующее в кулоновском потенциале).

В пространстве Минковского, или на языке 4-представления, запаздывающее расстояние является пространственной частью светового или изотропного 4-вектора, $R_i^i (i = 0, 1, 2, 3)$, т.е.

$$R_i^i R_i^i = 0. \quad (2)$$

На основании выражения для опережающего потенциала можно получить аналогичную (1) формулу для опережающего расстояния:

$$R_{adv} = R^* [(1 + \beta \cos \theta) \gamma]^{-1}. \quad (3)$$

Очевидно, что при $\theta > \pi/2$ формула (3) переходит в (1), т.е. опережающее расстояние становится запаздывающим, и наоборот. Подчеркнем, что R_{ret} электромагнитная волна проходит, когда распространяется в направлении движения источника, а R_{adv} — в противоположном направлении.

«Световое расстояние» охватывает оба рассмотренных понятия, но что особенно примечательно, это понятие по существу неявно применялось задолго до зарождения теории относительности. Именно световое расстояние определяет угол абберации. Абберация же света звезд — давно известное явление, которое наблюдалось Брадлеем еще в 1727 г. [6].

1.2. ПУТЬ ФОРМИРОВАНИЯ

Следует особо обратить внимание на существование родственной R_{ret} величины, определяющей фактически размеры поля движущегося заряда. Назовем ее R_f . Представляющая ее формула, вытекающая из потенциала Лиенара — Вихерта, имеет вид

$$R_f = R^* (1 - \beta \cos \theta)^{-1}. \quad (4)$$

Она определяет расстояние от заряда до точки с заданным значением потенциала ($\varphi = e/R^*$), или попросту является уравнением эквипотенциалей. Отметим, что на основании (4) эквипотенциальные кривые имеют форму эллипсов, вытянутых в направлении движения [7]. Очевидно, что, как и путь формирования излучения в электродинамике, R_f зависит от «фактора запаздывания» $s = (1 - \beta R_{ret}/R_{ret})$. В дальнейшем по причинам, которые станут яснее ниже, мы будем использовать именно термин «путь формирования».

Как известно, понятие пути (зоны) формирования (когерентности) l_f было введено 50 лет назад И.М.Франком [8]. Впоследствии оказалось, что путь формирования играет важную роль в физике*. Здесь мы хотим с помощью качественных рассуждений показать, что указанная аналогия в поведении R_f и l_f имеет глубокий физический смысл. Как уже отмечалось, R_f определяет фактически размеры поля. Согласно современным представлениям, поле — это совокупность виртуальных квантов. Поэтому действие поля — это столкновения пробного заряда с виртуальными фотонами. При том, чтобы передать заряду энергию $e\varphi$, сами фотоны, очевидно, должны обладать энергией такого же порядка. Иначе говоря, на заданном расстоянии от источника их энергия должна составлять $E_{ph} \approx e^2 l_f^{-1}$. Принимая во внимание, что энергия фотона $E_{ph} = h\omega$, и с учетом (4), получим [11]:

$$l_f \approx [\omega (1 - \beta \cos \theta)]^{-1}. \quad (5)$$

Таким образом, мы, действительно, вправе сказать, что путь формирования представляет соответствующий размер поля.

Заметим также, что отличие в поведении R_{ret} и R_f обусловлено тем, что электромагнитный потенциал φ является компонентой 4-вектора. В случае же скалярного (например, пионного поля) R_{ret} и R_f ведут себя одинаково [11]. В то же время, например, для спинорного, кваркового поля отличие будет приближенно определяться величиной $\ln \gamma$ (вместо γ в первом случае).

На основе общепринятого представления поля движущегося заряда в виде сжатого диска обычно делается вывод, что путь формирования должен уменьшаться с ростом скорости заряда (см., например, [13]). Хотя тогда, строго говоря, путь формирования должен определяться размером поля второй участвующей во взаимодействии покоящейся частицы, а поэтому он не должен зависеть от скорости.

1.3. ВИДИМЫЕ РАЗМЕРЫ

Условно можно сказать, что выше речь шла о расстоянии между двумя точками, относящимися к разным объектам (скажем, источником и пробным зарядом или «точечным наблюдателем»). Ниже мы рассмотрим поведение расстояния между крайними точками движущегося тела в зависимо-

* О применениях этого понятия в электродинамике и релятивистской ядерной физике см., например, [9,10]

сти от условий наблюдения. Поскольку главный интерес представляет поведение продольных размеров, то мы будем для простоты говорить о размере движущегося стержня. Как известно, условие «видения» предполагает, что точечный наблюдатель одновременно фиксирует сигналы, которые были испущены в разные моменты времени, скажем, концами стержня. Формула, представляющая видимый размер стержня в зависимости от угла наблюдения, отсчитываемого от направления на середину стержня, имеет вид

$$R_{vis} = (l^* + \beta \Delta R) \gamma. \quad (6)$$

Здесь $\Delta R = R_1 - R_2$,

$$R_1 = 2s^{-1} \left[4Y^2 s^2 + l^{*2} \gamma^{-2} \sin^2 \theta \pm 4l^* Y \gamma^{-1} \sin \theta (\cos \theta - \beta) \right]^{1/2},$$

а Y — кратчайшее расстояние от наблюдателя до линии движения стержня.

При $l^* \ll Y$ формула существенно упрощается и переходит в

$$R_{vis} = l^* \left[(1 - \beta \cos \theta) \gamma \right]^{-1}, \quad (7)$$

т.е. в точности соответствует выражению (1) для запаздывающих расстояний.

Следует обратить внимание на важность условия «видения». Оно выходит далеко за рамки рассмотренной задачи и определяет, например, действительные совокупности движущихся зарядов.

2.1. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ (ЛОКАЦИОННАЯ) ДЛИНА

Рассмотренные выше величины связаны с однократным применением преобразований Лоренца. Физически это соответствует распространению электромагнитного сигнала в одном направлении. Релятивистская же длина [14] определяется как полусумма двух световых расстояний, т.е. является производной, или «двухпутевой», величиной в отличие от прежних, «однопутевых». Напомним суть этого определения.

Пусть измеряемый стержень движется вдоль оси x (слева направо). Световой сигнал посылается в направлении движения стержня ($\theta = 0$), у правого конца он (сигнал) отражается и возвращается назад ($\theta = \pi$) к левому концу. Пройденные светом расстояния составляют

$$l(0) = (1 + \beta) l^* \gamma, \quad l(\pi) = (1 - \beta) l^* \gamma, \quad (8)$$

где l^* — длина стержня в покое. Откуда для релятивистской длины имеем

$$l_r = \frac{1}{2} [l(0) + l(\pi)] = l^* \gamma \quad (\text{формула удлинения}) \quad (9)$$

Введенное таким образом понятие можно рассматривать как результат обобщения известного радиолокационного метода на случай быстрых движений.

Длину ориентированного под углом θ к направлению движения стержня, казалось бы, следует определить на основе следующих соотношений:

$$l_x = l^* \gamma, \quad l_y = l^* \gamma, \quad (10)$$

Откуда с учетом релятивистской («абберационной») формулы преобразования для углов найдем [15]:

$$l = l^* \gamma \left[1 - \frac{\beta^2 \gamma^{-2} \sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Это выражение соответствует модификации прежнего определения релятивистской длины. Согласно ей локационную длину можно трактовать также как расстояние от середины отрезка (пройденного левым концом стержня от момента излучения света до момента его поглощения) до точки отражения света у правого конца стержня. Правда, как видно, таким образом вводится зависимость от направления. Этого можно избежать, если только длиной движущегося стержня и в общем случае по-прежнему называть полусумму расстояний, пройденных световым сигналом вдоль стержня «туда» и «обратно». Поскольку все же основной областью применимости теории относительности является область микромира, то окончательное решение этого вопроса разумно поставить в зависимость от определения понятия длины волны света, излучаемого движущимся атомом.

2.2. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ

Можно сказать, что длина волны как пространственная характеристика в настоящее время играет фундаментальную роль. Как известно, сейчас вместо прежнего эталонного метра за эталон длины принята именно длина волны, но, что особенно существенно, влияние движения на поведение этой величины непосредственно может быть проведено на опыте.

Первый эксперимент такого рода был выполнен Айвсом и Стилуэллом в 1938 г. [16]. Они изучали релятивистский эффект Доплера (э.Д. второго порядка). Но, что особенно удивительно, измерения проводились в полном соответствии с формулой (9).

А именно, измерялась величина

$$\lambda_r = \frac{1}{2} [\lambda(0) + \lambda(\pi)], \quad (12)$$

где $\lambda(0)$ — длина волны света, излучаемого атомом в направлении движения, $\lambda(\pi)$ — в обратном направлении. Полученное значение

$$\delta\lambda = \lambda_r - \lambda^* \approx \frac{1}{2}\beta^2\lambda^* \quad (13)$$

подтвердило справедливость релятивистской формулы удлинения

$$\lambda_r = \lambda^* \gamma. \quad (14)$$

Здесь λ^* — длина волны света, излучаемого покоящимся атомом.

Очевидно, что известная «классическая» процедура засечек для длины волны совершенно неприменима. Больше того, как видно из формулы преобразования для λ ,

$$\lambda = \lambda^* (1 - \beta \cos \theta) \gamma, \quad (15)$$

угол наблюдения сокращенной длины волны зависит от скорости движения ($\cos \theta = \beta$). А это означает зависимость данного понятия от системы отсчета, характеристикой которой служит ее скорость движения. Но с точки зрения принципа относительности, подобная зависимость совершенно недопустима. Напротив, определение релятивистской длины волны на основе формулы (12) или поперечного эффекта Доплера ($\theta = \pi/2$) полностью удовлетворяет требованию принципа относительности, поскольку не зависит от системы отсчета.

И ещё одно замечание общего характера. По нашему мнению, отношение релятивистской длины к соответствующей временной длительности также не должно зависеть от системы отсчета, т.е. определяться скоростью света. Тогда и для произвольно ориентированного движущегося стержня будет иметь место формула удлинения. Мы здесь оставляем в стороне вопрос о том, что при учете конечности размеров движущегося объекта (частицы) должно наблюдаться отклонение от привычной формулы замедления времени [17]. Впрочем, аналогичное положение мы фактически имеем в случае эффекта Доплера, если его трактовать в терминах периода световой волны [18], представляющей также элементарный протяженный объект.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Математически отличие первых трех пространственных понятий (расстояния, размера, пути) от понятия длины можно связывать с «кратностью» применения преобразований Лоренца. Или иначе, в первом случае обычно говорят об «однопутевых» величинах, тогда производную от них — длину, можно назвать «двухпутевой».

В настоящее время длина волны света играет важную роль в пространственных соотношениях: она служит эталоном длины. Однако поскольку условия наблюдения сокращенной длины волны зависят от системы отсчета, то можно сказать, что общепринятое представление о сжатии движущегося эталонного масштаба противоречит принципу относительности.

Автор выражает благодарность академику А.М.Балдину за поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-90-426, P2-90-484, Дубна, 1990.
2. Strel'tsov V.N. — Commun. JINR D2-92-341, Dubna, 1992.
3. Strel'tsov V.N. — Found. Phys., 1976, 6, p.293.
4. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-7647, Дубна, 1973.
5. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ D2-92-147, Дубна, 1992.
6. Bradley J. — Phil. Trans. Roy Soc. London A, 1728, 35, p.637.
7. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-89-234, Дубна, 1989.
8. Франк И.М. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1942, 6, с.3.
9. Болотовский Б.М. — Тр. ФИАН, 1982, 140, с.95.
10. Николаев Н.Н. — ЭЧАЯ, 1981, 12, с.162.
11. Стрельцов В.Н. — ЭЧАЯ, 1991, 22, с.1129.
12. Belaykov V.A., Strel'tsov V.N. — Commun. JINR E2-92-368, Dubna, 1992.
13. Мешков И.Н., Чириков Б.В. — Электромагнитное поле, ч.2, Новосибирск: Наука, 1987, с.204.
14. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-3482, Дубна, 1967; P2-5555, Дубна, 1971.
15. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-6709, Дубна, 1972.
16. Ives H.E., Stilwell G.R. — J. Opt. Soc. Am., 1938, 28, p.215.
17. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ P2-83-586, Дубна, 1983.
18. Стрельцов В.Н. — Сообщ. ОИЯИ D2-92-144, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1992 года.