89-5

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-89-5

В.Н.Стрельцов

ОСНОВНАЯ ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДЛИНЫ И ЕЕ МОДИФИКАЦИИ

1989

1. Локационный метод измерения расстояний послужил основой для введения концепции релятивистской длины (КРД)[1]. В рамках КРД в соответствии с процедурой измерения длины покоящегося стержня длиной быстродвижущегося стержня (релятивистской длиной) называется полусумма расстояний, пройденных световым сигналом от одного конца стержня (A) до другого (B) и обратно. Обе указанные процедуры иллюстрирует рис. 1. В S°-системе стержень покоится, t_1° — время посылки светового сигнала, t_2° — время его возвращения после отражения в точке B (скажем, от установленного там зеркала). Поэтому собственная длина стержня

$$\ell^\circ = c(t_2^\circ - t_1^\circ)/2 = c\Delta t^\circ/2. \quad (1)$$

В соответствии с этим в S-системе, где стержень движется, релятивистская длина определяется величиной

$$\ell_r = c(t_2 - t_1)/2 = c\Delta t/2. \quad (2)$$

Пример, рассмотренный ниже, позволяет простым способом установить, как связаны между собой ℓ_r и ℓ°. Пусть $\ell^\circ = 3{,}9$ м, а в момент времени t_1° в точке A (у левого конца стержня) родился (покоящийся) π^+-мезон. Через $\Delta t^\circ = 2\ell^\circ/c = 2{,}6 \cdot 10^{-8}$ с, т.е. в момент времени t_2° он распался. По наблюдениям из S-системы, его время жизни составит $\Delta t = \Delta t^\circ\gamma$, где $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, а $v = \beta c$ — его скорость, совпадающая, очевидно, со скоростью движения стержня.

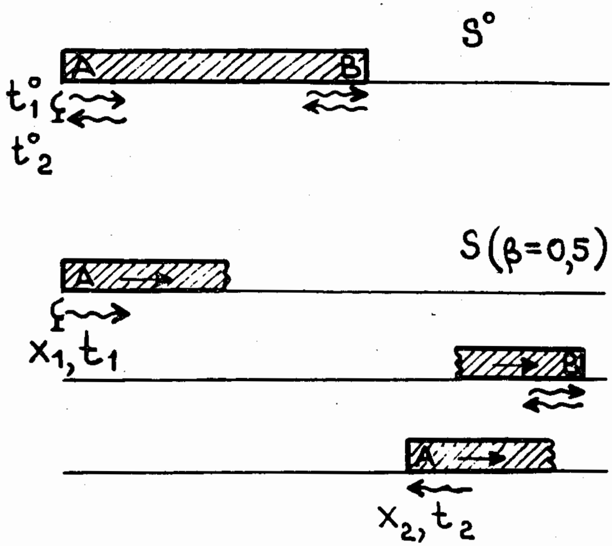


Рис. 1. Схема измерения длины стержня локационным методом.

На основании (1), (2) и формулы релятивистского замедления времени сразу получаем

$$\ell_r = \ell^\circ \gamma \qquad \text{(''формула удлинения'')} \qquad (3)$$

Пусть теперь $\beta = 0{,}5$, $\gamma = 1{,}15$. Тогда в S-системе пион проживет $\Delta t = 3{,}0 \cdot 10^{-8}$ с, а для релятивистской длины легко найдем $\ell_r = 4{,}5$ м. Кроме того, будем иметь, что $\ell_{AB} = (1+\beta)\ell^\circ\gamma = 6{,}7$ м, $\ell_{BA} = (1-\beta)\ell^\circ\gamma = 2{,}2$ м, откуда, с другой стороны, $\ell_r = (\ell_{AB} + \ell_{BA})/2 = 4{,}5$ м. Вместе с тем, для расстояния, пройденного пионом, найдем $\ell_\pi = x_2 - x_1 = \beta c \Delta t$ или $\ell_\pi = \ell_{AB} - \ell_{BA} = 2\beta\ell_r = 4{,}5$ м (в данном примере ℓ_π и ℓ_r случайно совпали, поскольку $2\beta = 1$).

1'. Для измерения ℓ_r можно также воспользоваться физическим сигналом, который распространяется со скоростью $u < c$. Конечно, при этом должно выполняться условие $u > v$. Правда, здесь (в отличие от классического локационного опыта) необходимо также провести дополнительное измерение скорости движения стержня. В этом случае вместо формулы (3) будем иметь

$$\ell_r = \frac{u^2 - v^2}{2u} \gamma^2 \Delta t_u . \qquad (4)$$

2. ℓ_r — ''асинхронная длина''. В пространстве Минковского релятивистская длина определяется пространственной частью 4-вектора ℓ_r^i /2/, являющегося, в свою очередь, полуразностью двух 4-векторов, описывающих процессы распространения света в прямом (AB) и обратном (BA) направлениях вдоль стержня. Таким образом, в S°- и S-системах имеем соответственно

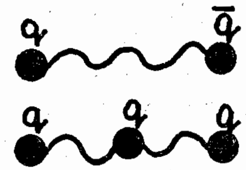
$$\ell_r^{i(o)}(0, \ell^\circ, 0, 0), \qquad \ell_r^i(\beta\ell^\circ\gamma/c\ , \ \ell^\circ\gamma, 0, 0) . \qquad (5а,б)$$

Формула (5а) фактически приводит нас к первой характерной модификации основной измерительной процедуры.

На основании (5а) очевидно, что величину ℓ_r можно также получить, если для ее измерения воспользоваться источниками, расположенными, скажем, на концах стержня, и которые синхронно (в системе покоя стержня) излучают. Конечно, здесь фактически S-наблюдатель должен априори знать, что отмеченные события (в данном случае процессы излучения) на самом деле происходят одновременно. В ряде случаев такое положение действительно имеет место. Например, в рамках струнной модели адронов кварки на концах струны* будут достигать своих крайних положений (см. рис. 2) как раз одновременно в S° /3/, и S-наблюдателю это будет известно, поскольку в своей системе он имеет соответствующие (тождественные) покоящиеся адроны. Фактически похожая ситуация имеет место в экспериментах по измерению пространственных размеров области генерации тождественных π-мезонов методом пионной интерферометрии. В реакциях столкновения одинаковых частиц (или в случае другой изначальной симметрии) испускание пионов, скажем, приграничными источниками должно происходить одновременно (во всяком случае, в среднем) именно в системе покоя указанной области /4/.

Этого простейшего протяженного релятивистского объекта.

Рис. 2. Простейшие струнные модели мезонов и барионов.



3. Видимые размеры быстродвижущихся объектов. Этот вопрос заслуживает, может быть, специального внимания. Дело в том, что именно при его изучении /5,6/, как кажется, впервые было высказано сомнение в наблюдаемости лоренцева сокращения. С другой стороны, если учесть, что в пределе точечный наблюдатель (находящийся вблизи пути движения стержня) будет видеть удлиненный в $(1+\beta)\gamma$ раз приближающийся стержень и сокращенный в $(1-\beta)\gamma$ раз пролетевший стержень, то, очевидно, среднее значение будет как раз определять релятивистскую длину

$$\frac{1}{2}[(1+\beta)\ell^\circ\gamma + (1-\beta)\ell^\circ\gamma] = \ell^\circ\gamma = \ell_r . \qquad (6)$$

Вообще же следует заметить, что в данной задаче имеется точка (или точнее — плоскость) симметрии, когда середина стержня находится на минимальном расстоянии от наблюдателя. В этом положении видимый продольный размер равен именно ℓ_r. Но, по нашему мнению, самое существенное здесь заключается в том, что каждому положению середины стержня слева от наблюдателя соответствует ''симметричное'' положение справа. При этом среднее таких продольных размеров будет всегда равно ℓ_r. Например, для лоренц-сжатого размера $\ell^\circ\gamma^{-1}$ (в ''правом'' положении) будем иметь соответствующее ''левое'' значение $(1+\beta^2)\ell^\circ\gamma$. Здесь, может быть, специального внимания заслуживают исследования поведения видимой формы быстродвижущейся сферы /7/, из которых, в частности, вытекает, что знаменитый лоренц-сжатый диск попросту ненаблюдаем.

Напомним, что ''наблюдатель видит'' — это значит, что он одновременно фиксирует сигналы, которые были испущены в различные моменты времени, скажем, концами стержня (или различными участками сферы). Но погодите, ведь ''процесс видения'' напоминает нам электромагнитное взаимодействие, описываемое с помощью запаздывающих потенциалов*. В обоих случаях мы имеем один ''момент наблюдения'' и различные

**В частности, процесс испускания электромагнитных волн элементами источника.*

моменты испускания (разными участками тела) реальных или виртуальных фотонов.

Самое же главное заключается в том — процесс видения (или фотографирования) связан с взаимодействием излученных световых сигналов (в конечном счете — фотонов) с наблюдателем или регистрирующим прибором. Иными словами, отмеченные видимые размеры должны отражать сам характер взаимодействия (в данном случае — электромагнитного). Вообще можно сказать, что по современным представлениям в основе механизма электромагнитных, так же, как и сильных взаимодействий, лежит фактически локация (или "видение") с помощью фотонов и глюонов соответственно.

4. Измерение времени пролета ($t_п$) стержня также позволяет найти его длину в движении. Правда, при этом, в отличие от предыдущих случаев, необходимо провести дополнительное измерение скорости движения стержня. Соответствующая формула имеет вид

$$\ell_г = v\gamma^2 t_п , \tag{7}$$

при $\gamma \to 1$ она действительно переходит в известное нерелятивистское выражение. С помощью (7) можно выразить скорость (точнее v/c) через величины $\ell_г$ и $t_п$:

$$\beta = \sqrt{1 + \left(\frac{ct_п}{2\ell_г}\right)^2} - \frac{ct_п}{2\ell_г} . \tag{7'}$$

Автор выражает благодарность К.Д.Толстову за интерес к проблеме и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ, Р2-5555, Дубна, 1971.
2. Strel'tsov V.N. — Found. Phys., 1976, v.6, p.293.
3. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ, Р2-87-135, Дубна, 1987.
4. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ, Р2-82-699, Дубна, 1982.
5. Terrell J. — Phys. Rev., 1959, v.116, p.1041.
6. Penrose R. — Proc. Camb. Phil. Soc., 1959, v.55, p.137.
7. Suffern K.G. — Am. J. Phys., 1988, v.56, p.729.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1989 года.