но этих и. с. о. наз. принципом относительности Эйнштейна. Он означает, что законы природы должны иметь одинаковый вид во всех и. с. о. Для наблюдателей в L и L' соответственно процессы E и $\overline{E}$ выглядят совершенно одинаково, это наиб. наглядно отражает утверждение о тождественности их внутр. структуры. Если не требовать выполнения условия непрерывного перехода от матриц $A^{\mu}_{\nu}, B^{\mu}_{\nu}$ к единичной I, то наряду с перечисленными выше преобразованиями, приводящими к принципу относительности Эйнштейна, появятся также дискретные, или несобственные, преобразования $t \to -t$ (*обращение времени*) и $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$ (*пространственная инверсия*). Инвариантность относительно этих преобразований в природе нарушается слабым взаимодействием. Не соединяется непрерывно с I также преобразование $x^{\mu} \to -x^{\mu}$. Инвариантность относительно такого преобразования имеет место, если дополнить его заменой всех частиц на *античастицы*. Это является общим следствием квантовой теории поля (*теорема-CPT*).

Группа Лоренца

Группой Лоренца (в математике её наз. собственной группой Лоренца) наз. подгруппа группы Пуанкаре, образуемая преобразованиями (в случае пассивных преобразований) вида

$$x^{\mu} = b^{\mu}_{\nu}(x^{\nu})', \qquad (x^{\mu})' = a^{\mu}_{\nu}x^{\nu}, \tag{8}$$

по-прежнему сохраняющая s^2 и с матрицей b^{μ}_{ν}, непрерывно связанной с единичной матрицей I. Т. к. пространство Минковского, образуемое точками x^{μ}, однородно, то выделение начала координат в (8) не является ограничением. Общий случай выбора преобразования (8) соответствует переходу к системе отсчёта, движущейся с пост. скоростью $\boldsymbol{v}$ и с осями, повёрнутыми произвольным образом. Очевидно, что он может быть сведён к след. последовательности преобразований: 1) такому повороту исходной системы осей, чтобы ось $x^1 = x$ совпадала с направлением $\boldsymbol{v}$; 2) переходу к системе отсчёта с осями x', y', z', параллельными осям x, y, z системы L, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$; 3) произвольному повороту осей x, y, z. Число параметров преобразования равно при этом 6; это совпадает с тем, что матрица b^{μ}_{ν} удовлетворяет условию $b^{\mu}_{\rho}\, a^{\rho}_{\sigma}\, \eta_{\mu\nu} = \eta_{\sigma\nu}$ (a^{ρ}_{σ} — матрица 4×4, $\det |a^{\rho}_{\sigma}| = 1$). Преобразования к параллельным осям, движущимся с произвольной скоростью $\boldsymbol{v}$, являющиеся пассивным аналогом бустов, не образуют подгруппы Лоренца, но преобразования относительно фиксиров. направления движения образуют. Выберем в качестве направления движения ось x^1. В этом случае координаты x^2, x^3 не преобразуются: $(x^2)' = x^2$, $(x^3)' = x^3$. Выберем в (1) в качестве точки 1 начало координат. Тогда условие инвариантности интервала будет иметь вид

$$s^2 = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = (s')^2$$

и s^2 инвариантен относительно (8). В случае движения по оси x^1 условие инвариантности сводится к требованию инвариантности выражения $(x^0)^2 - (x^1)^2$ с очевидным решением:

$$x^1 = \frac{(x^1)' + \beta(x^0)'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x^0 = \frac{(x^0)' + \beta(x^1)'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{9}$$

где $\beta = v/c$, и соответственно обратным преобразованием:

$$(x^1)' = \frac{x^1 - \beta x^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (x^0)' = \frac{x^0 - \beta x^1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{10}$$

Множитель $1/\sqrt{1-\beta^2}$ имеет стандартное обозначение γ ($\gamma \geqslant 1$). С точки зрения инвариантности s^2, β может быть произвольным параметром, $-1 < \beta < 1$. При $|\beta| = 1$ возникает сингулярность, а затем преобразование становится мнимым, что является одним из выражений недопустимости в частной О. т. скоростей, бо́льших скорости света.

Полагая в (10) $(x^1)' = 0$ (начало координат), имеем $x^1 - (v/c)x^0 = 0$, т. е. (т. к. $x^0 = ct$) v есть скорость движения L' относительно L.

Из ф-л (9) и (10) вытекают два осн. классич. следствия частной О. т. При измерении в L длины стержня l, покоящегося в L', естественно считать его длиной в L разность координат концов, измеренных в одно и то же время в L. Тогда (пользуясь обозначениями x, y, z для координат) имеем для точек A, B стержня

$$x_A - x_B = \left(x'_A - x'_B\right)\sqrt{1-\beta^2},$$

или

$$l = l_0\sqrt{1-\beta^2} = l_0/\gamma, \tag{11}$$

где $l_0 = x'_A - x'_B$ (по определению) — длина покоящегося в L стержня, наз. его **собственной длиной**. Т. о., движущийся вдоль своей длины отрезок сокращается в γ раз; это сокращение наз. **сокращением Лоренца — Фитцджеральда**. Соответственно во столько же раз сокращаются все продольные (вдоль движения) размеры движущегося тела. Подчеркнём, что речь идёт именно об определённой процедуре измерений и вопрос о видимой форме тела в частной О. т. нуждается в отд. рассмотрении. Для равномерных прямолинейных движений эффект сокращения относителен; наблюдатель в L' измерит при аналогичной ситуации сокращение масштаба в L. Однако это несправедливо для непрямолинейного движения. Представим себе очень большое число стержней, уложенных кольцом внутри обода длины $2\pi R$. Тогда при $l_0 \ll R$ число стержней, к-рые могут быть уложены по ободу, равно $2\pi R/l_0$. Если же стержни быстро скользят вдоль обода, то сокращение Лоренца — Фитцджеральда приведёт к тому, что окажется возможным уложить $(2\pi R/l_0)\gamma$ стержней. Т. о., сокращение Лоренца — Фитцджеральда есть нек-рое объективное свойство геометрии пространства-времени Минковского (т. е. свойство пространства $\{x^{\mu}\}$, описываемое группой Пуанкаре).

Рассматривая часы, помещённые в L' в начале координат, получаем

$$t' = t\sqrt{1-\beta^2}, \tag{12}$$

т. е. движущиеся часы с точки зрения наблюдателя в L отстают. Так же как и для длин, эффект симметричен: для наблюдателя в L' отстают часы в L. Симметрия связана с характером постановки опыта; одни движущиеся часы сравниваются с покоящейся синхронизиров. цепочкой часов в др. системе отсчёта. В случае, если часы движутся по замкнутой траектории, эффект становится абсолютным. Если часы движутся в течение времени T из A в B, а потом обратно из B в A с той же скоростью, то с той точностью, с к-рой можно пренебречь временем поворота и действием ускорения (а это всегда возможно, если T достаточно велико по сравнению с временем поворота), по часам наблюдателя в A пройдёт $2T$ единиц времени, а по двигавшимся часам $2T\sqrt{1-\beta^2}$. Этот эффект, часто называемый **парадоксом близнецов**, абсолютен. В действительности никакого парадокса нет, поскольку система отсчёта, связанная с часами, перестаёт быть инерциальной во время поворота.

Из инвариантности интервала следует, что в общем случае движущиеся часы, проходящие за время dt рас-