5. Коледов, Л. А. Технология и конструкции микросхем, микропроцессоров и микросборок [Текст] : учеб. для вузов / Л. А. Коледов. – М. : Радио и связь, 1989. – 393 с.
6. Краус, Д. Д. Радиоастрономия [Текст] / Д. Д. Краус. – М. : Сов. радио, 1975. – 456 с.
7. Поляков, В. М. СВЧ-термография и перспективы ее развития. Применение в медицине и народном хозяйстве [Текст] : по дан. отеч. и зарубеж. печати за 1970-1989 гг. / В. М. Поляков, А. С. Шмалениюк. – Томск : Том. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 1991. – 58 с.
8. Штейншлейгер, В. В. Нелинейное рассеяние радиоволн металлическими объектами [Текст] / В. В. Штейншлейгер // Успехи физических наук. – 1984. – Т. 142, вып. 1. – С. 131–145.
9. Боков, Л. А. Электромагнитные поля и волны [Текст]: учеб. пособие / Л. А. Боков. – Томск : Том. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2001. – 217 с.
10. Филатов, А. В. Нулевой метод в радиометрических измерениях [Текст] : монография / А. В. Филатов. – Томск : Том. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2010. – 206 с.
11. Филатов, А. В. Двухканальный микроволновый радиометр повышенной точности [Текст] : А. В. Филатов, А. В. Убайчин, Н. О. Жуков // Радиотехника. – 2011. – № 1. – С. 47–53.

УДК 530.18 (УДК 530.10(075.4))

ЧЕРНЫЙ ПРЕДЕЛ. ЧАСТЬ 12: РАСШИРЕННОЕ ЛОРЕНЦЕВОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ

С. Н. Яловенко
Кандидат технических наук
Кафедра радиоприемников
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
пр. Ленина, 14, г. Харьков, Украина, 61166

У статті розглядається продовження теорії відносності на базі розвитку ефірної теорії, де дискретним елементом надплинного ефіру є крептон (міцна хвиля). У роботі виводяться розширені формули теорії відносності для маси, довжини та часу: $M(V)=M_0\times[1/\sqrt{(1-V^2/C^2)}]\times[1-\ m(V)/M_{чорної}]\times\times[1/(1-L(V)/L_{сиг})]$, а також показується відносність заряду $q(V)=q_0\times[1-m(V)/M_{чорної})]\times[1/(1-L(V)/L_{сиг})]$

Ключові слова: теорія відносності, вир, крептон, гравітація, щільність, маса, час, довжина, заряд

В статье рассматривается продолжение теории относительности на базе развития эфирной теории, где дискретным элементом сверхтекучего эфира является крептон (прочная волна). В работе выводятся расширенные формулы теории относительности для массы, длины и времени: $M(V)=M_0\ \times[1/\sqrt{(1-V^2/C^2)}]\times\times[1-m(V)/M_{чёрной}]\times[1/(1-L(V)/L_{сиг})]$, а также показывается относительность заряда $q(V)=q0\times\times[1-m(V)/M_{чёрной})]\times[1/(1-L(V)/L_{сиг})]$

Ключевые слова: теория относительности, водоворот, крептон, гравитация, плотность, масса, время, длина, заряд

1. Введение

Рассмотрим две инерциальные системы отсчёта К и К’ (К’ движется относительно К со скоростью v). Направим координатные оси так, как показано на рис. 1.

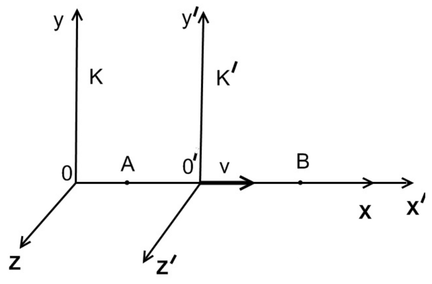


Рис. 1. Движение двух инерциальных систем

Какому-либо событию в системе К значение координат и времени, равные x, y, z, t, в системе К’ – x’, y’, z’. t. В классической физике считалось, что время в обеих системах течёт одинаково, т.е. что t=t’. Если в момент t=t’=0 начала координат обеих систем совпали, то тогда между координатами событий в обеих системах имеются следующие соотношения:

$$x=x'+vt'=x'+vt,$$

$$y=y',$$

$$z=z', \tag{1}$$

$$t=t',$$

$$q=q' \text{ или } \oint_s EdS=\oint_{s'} E'dS'.$$

В уравнении (1) в ведено расширение на q и назовем это уравнение расширенным преобразованием Галилея. Из них вытекает закон сложения скоростей классической механики:

$$u_x = u'_x + v,$$

$$u_y = u'_{y,z}, \qquad (2)$$

$$u_z = u'.$$

Легко видеть, что этот закон находится в противоречии с принципом постоянства скорости света. Действительно, если в системе *К'* световой сигнал распространяется со скоростью С ($u'_{x}=C$), то согласно (2) в системе *К* скорость сигнала окажется равной $u_x=C+V$, т. е. превзойдет **С**. Отсюда вытекает, что преобразования Галилея должны быть заменены другими формулами. Эти формулы нетрудно найти.

Из однородности пространства следует, что формулы преобразования не должны изменяться при переносе начала координат (т. е. при замене *x* на *x + a* и т. д.). Этому условию могут удовлетворять только линейные преобразования. При указанном на рис. 1. выборе координатных осей плоскость *y* =0 совпадает с плоскостью *y'=0*, а плоскость z=0 - с плоскостью z' = 0. Отсюда следует, что, например, координаты *y и y'* могут быть связаны только соотношением вида

$$y = \varepsilon y'.$$

В силу полной равноправности систем *К и К'* должно также соблюдаться соотношение

$$y' = \varepsilon y,$$

с тем же значением ε, что и в первом случае. Перемножая оба соотношения, получим, что $\varepsilon^2 = 1$, откуда $\varepsilon = \pm 1$. Знак плюс соответствует одинаково направленным осям *y* и *y'*, знак минус — противоположно направленным. Направив оси одинаковым образом; получим:

$$y=y'. \qquad (3)$$

Такие же рассуждения приводят к формуле:

$$z=z'. \qquad (4)$$

Обратимся к нахождению преобразований для *x* и *t*. Начало координат системы *К* имеет координату *x*=0 в системе *К* и *x'*=—V*t'* в системе *К'*. Следовательно, при обращении *x' + Vt'* в нуль должна обращаться в нуль и координата *x*. Для этого линейное преобразование должно иметь вид:

$$x = \gamma(x' + Vt'). \qquad (5)$$

Аналогично, начало координат системы *К'* имеет координату *x'* = 0 в системе *К'* и *x =Vt* в системе *К*, откуда следует, что

$$x' = \gamma(x - Vt). \qquad (6)$$

Из полного равноправия систем *К и К'* вытекает, что коэффициент пропорциональности в обоих случаях должен быть один и тот же (различный знак при *v* в этих формулах обусловлен противоположным направлением движения систем друг относительно друга — если система *К'* движется относительно *К* вправо, то система *К* движется относительно *К'* влево).

Формула (5) позволяет по известным координатам *x'* и времени t' события в системе *К'* определить координату *x* события в системе К. Чтобы найти формулу для определения времени *t* события в системе *К*, исключим *x* из уравнений (5) и (6) и разрешим получившееся выражение относительно *t* В результате получим:

$$t = \gamma\left[t' + \frac{x'}{V}\left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)\right]. \qquad (7)$$

Для нахождения коэффициента пропорциональности γ используем принцип постоянства скорости света. Предположим, что в момент времени *t = t'*= 0 (в обеих системах время отсчитывается от момента, когда их начала координат совпадают) в направлении оси *x* посылается **импульс.** Именно в этом месте рассуждений вводим расширение представляя свет не как волну, а как частицу обладающей импульсом и массой – виртуальной, но подверженной гравитационному воздействию так же как и любая материальная частица с массой m , где масса находится из уравнений энергии как

$$E = mc^2,$$

$$E = \hbar\nu.$$

И энергию, которую нужна затратить на преодоление гравитации этой массе m равна

$$E = \frac{GMm}{R}.$$

То есть световой поток можно представить (упрощенно) как обмен мячиками массой m.

И так световой импульс, производит вспышку света на экране, находящемся в точке с координатой *x=a*. Это событие (вспышка) описывается координатами *x = a, t = b* в системе *К* и *x' =a'*, t' =b' в системе *К'*, причем *a = cb, a' = cb'*, так что координаты события в обеих системах можно представить в виде:

$$x=cb,\ t=b \text{ и } x'=cb',\ t'=b'.$$

Подставив эти значения в формулы (5) и (6), получим:

$$cb= \gamma\ (cb'+vb')= \gamma\ (c+v)b', \qquad (8)$$

$$cb'= \gamma\ (cb - vb)= \gamma\ (c - v)b.$$

Перейдем от рассмотрения света как волны к рассмотрению света как частицы обладающей массой m . Введём расширение для уравнения (8) рассматривая свет как импульс mv (или mc) и расширим уравнение (8) переписав его как:

mcb=γ(cb'+vb')m'=γ(c+v)b'm',

mcb'=γ(cb – vb)m'=γ(c – v)bm'.

Перемножив оба уравнения, придем к соотношению

$$m^2c^2 = \gamma^2(c^2 - V^2)m'^2 .$$

Откуда

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\frac{m}{m'} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[\frac{E-\Delta E}{E}\right] = \\ = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\frac{\Delta E}{E}\right] = L(V)K(V) = \sum(v) , \quad (9)$$

где $L(V) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}$ коэффициент Лоренца,

$$K(V) = \frac{mC^2}{m'C^2} = \frac{E-\Delta E}{E} = 1-\frac{\Delta E}{E} = 1-\frac{GMm}{RmC^2} = \\ = 1-\left(\frac{G}{C^2}\right)\frac{M_0/\sqrt{1-V^2/C^2}}{R_0\sqrt{1-V^2/C^2}} = 1-\left(\frac{GM_0}{c^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2} .$$

$K(V) = 1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}$ коэффициент взаимодействия, $\Delta E = \frac{GMm}{R}$ - энергия, которую необходимо затратить кванту света на преодоление гравитационных сил. Если $M << M_{чёрной}$, то $K(V) \approx 1$ и уравнение (9) приобретает лоренцовский вид, где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}$ =L(V).

Подстановка этого значения в (5) и (7) даст окончательные формулы для *x* и *t*. Добавив к ним формулы (3) и (4), получим совокупность уравнений:

$$x = (x'+Vt')\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}} \times \\ \times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = (x'+Vt')L(V)K(V)$$

$$y=y', \quad (10)$$

$$z=z'.$$

$$t = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]\times \\ \times\left[t'+\frac{x'}{v}(1-\frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]\right)^2}\right] = \\ = L(V)K(V)\left[t+\frac{x'}{V}(1-\frac{1}{L(V)^2K(V)^2})\right],$$

$$q = q'\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = q'K(V) .$$

По формулам (10) осуществляется переход от координат и времени, отсчитанных в системе *K'*, к координатам и времени в системе *K*. Если разрешить уравнения (10) относительно штрихованных величин, получатся формулы преобразования для перехода от системы *K* к системе K':

$$x' = (x-Vt)\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\times \\ \times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = (x-Vt)L(V)K(V),$$

$$y'=y,$$

$$z'=z,$$

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]\times \quad (11) \\ \times\left[t-\frac{x}{v}(1-\frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]\right)^2}\right] = \\ = L(V)K(V)\left[t-\frac{x}{V}(1-\frac{1}{L(V)^2K(V)^2})\right],$$

$$q' = q\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = qK(V) .$$

Как и следовало ожидать, учитывая полную равноправность систем *K* и *K'*, формулы (11) отличаются от формул (10) только знаком при *v*. Формулы (10) и (11) носят название расширенных преобразований Ло-ренца с учётом коэффициента взаимодействия K(V). Легко видеть, что в случае M<<M$_{\text{чёрной}}$ ($K(V)\approx 1$) преобразования переходят в преобразования лоренца, а при V<<C преоб6 разования Лоренца переходят в преобразования Галилея (1). Таким образом, преобразования Галилея сохраняют значение для скоростей, малых по сравнению со скоростью света. При V>*C* выражения (10) и (11) для *x, t,* x' и t' становятся мнимыми. Это находится в соответствии с тем, что движение со скоростью, большей скорости света в пустоте, невозможно. Нельзя даже пользоваться системой отсчета, движущейся со скоростью *с,* так как при V=*C* в знаменателях формул для *х и t* получается нуль.

Основой теории относительностии [1] являются лоренцевы преобразования [2 – 11]. Дальше все выклад-ки аналогичны с заменой

$$\gamma = L(V) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

на

$$\gamma = L(V)K(V) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = \Psi(V).$$

Дальше будет показана не законченность теории и необходимость введения третьего расширения.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]\times.$$
$$\times(???) = L(V)K(V)\times D(V)$$

2. Следствия из расширения преобразований Лоренца

Из преобразований Лоренца [2 – 28] вытекает ряд необычных с точки зрения классической механики следствий.

Одновременность событий в разных системах отсчета

Пусть в системе *К* в точках с координатами x_1 и *x₂* происходят одновременно два события в момент времени $t_l = t_2 = b$. Согласно формулам (11) в системе *К'* этим событиям будут соответствовать координаты:

$$x_1' = (x_1 - Vb)\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\times$$
$$\times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = (x_1 - Vb)L(V)K(V)$$

$$x_2' = (x_2 - Vb)\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\times ,$$
$$\times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = (x_2 - Vb)L(V)K(V)$$

и моменты времени:

$$t_1' = L(V)K(V)\left[b - \frac{x_1}{V}\left(1-\frac{1}{L(V)^2K(V)^2}\right)\right],$$

$$t_2' = L(V)K(V)\left[b - \frac{x_2}{V}\left(1-\frac{1}{L(V)^2K(V)^2}\right)\right].$$

Из написанных формул видно, что в случае, если события в системе *К* происходят в одном и том же месте пространства ($x_1 = x_2$), то они будут, совпадать в пространстве ($x'_1 = x'_2$) и во времени ($t'_1 = t'_2$) также и в системе *К'*. Если же события в системе *К* пространственно разобщены ($x_1 \neq x_2$), то в системе *К'* они также окажутся пространственно разобщенными ($x'_1 \neq x'_2$), но не будут одновременными ($t'_1 \neq t'_2$). Знак разности $t'_2 - t'_1$ определяется знаком выражения $V(x_1 - x_2)$; следовательно, в разных системах *К'* (при разных *v)* разность $t'_2 - t'_1$ будет различна по величине и может отличаться по знаку. Это означает, что в одних системах событие *1* будет предшествовать событию *2*, в других системах, наоборот, событие *2* будет предшествовать событию 1. Заметим, что сказанное относится лишь к событиям, между которыми отсутствует причинная связь.

3. Длина тел в разных системах

Рассмотрим стержень, расположенный вдоль оси *x* и покоящийся относительно системы отсчета *К'* (рис. 2). Длина его в этой системе равна $l_0 = x'_2 - x'_1$ где x'_1*x*\ и *x'₂* — не изменяющиеся со временем t' координаты концов стержня. Относительно системы *К* стержень движется со скоростью *v*. Для определения его длины в этой системе нужно отметить координаты концов стержня x_1 и *x₂* в один и тот же момент времени $t_1 = t_2 = b$. Их разность $l = x_2 - x_1$ даст длину стержня, измеренную в системе *К*. Чтобы найти соотношение между l_0 и l , следует взять ту из формул **расширенных** преобразований Лоренца, которая содержит *х', х* и *t,* т. е. первую из формул (11). Согласно этой формуле

$$x_1' = (x_1 - Vb)L(V)K(V)\ ,\ x_2' = (x_2 - Vb)L(V)K(V).$$

Откуда

$$x'_2 - x'_1 = (x_2 - x_1)L(V)K(V)$$

Или окончательно

$$l = l_0 \times \frac{1}{K(V)L(V)} = l_0 \times \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{\left[1-\left(\frac{GM_0}{c^2R_0}\right)\frac{1}{1-v^2/c^2}\right]} = \quad (12)$$

$$= l_{0\ldots\text{лоренца}} \times \frac{1}{K(V)}.$$

Таким образом, мы получили **расширенное лоренцево преобразование для длины** стержня

Если стержень длины $l_0 = x_2 - x_1$ покоится относительно системы *K*, то для определения его длины в системе. *K'* нужно отметить координаты концов x'_1 и x'_2 в один и тот же момент времени $t_1 = t'_2 = b$. Разность $l = x'_2 - x'_1$ даст длину стержня в системе K', относительно которой он движется со скоростью *v*. Использовав первое из уравнений (10), снова придем к соотношению (12).

Заметим, что в направлении осей *y* и *z* размеры стержня одинаковы во всех системах отсчета.

4. Длительность событий в разных системах

Пусть в точке, неподвижной относительно системы *K'*, происходит событие, длящееся время $\Delta t_0 = t'_2 - t'_1$. Началу события соответствует в этой системе координата $x'_1 = a$ и момент времени, концу события — координата $x'_2 = \boldsymbol{a}$ и момент времени t'_2 Относительно системы *K* точка, в которой происходит событие, перемещается. Согласно формулам (10) началу и концу события соответствуют в системе K :

$$t_1 = L(V)K(V)\left[t'_1 + \frac{a}{V}\left(1 - \frac{1}{L(V)^2K(V)^2}\right)\right],$$

$$t_2 = L(V)K(V)\left[t'_2 + \frac{a}{V}\left(1 - \frac{1}{L(V)^2K(V)^2}\right)\right],$$

откуда

$$t_2 - t_1 = (t'_2 - t'_1)L(V)K(V).$$

Введя обозначения $t_2 - t_1 = \Delta t$, получим:

$$\Delta t = \Delta t_0 \times L(V)K(V) = \Delta t_0 \times \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = \quad (13)$$

$$= \Delta t_{0\ldots\text{лоренцево}} \text{x} K(V).$$

Таким образом, мы получили **расширенное лоренцево преобразование для времени.**

В этой формуле Δt_0 - длительность события, измеренная по часам системы, движущейся с той же скоростью, что и тело, в котором происходит процесс (тело в этой системе покоится). Иначе "можно сказать, что Δt_0 определено по часам, движущимся вместе с телом. Промежуток Δt измерен по часам системы, относительно которой тело движется со скоростью **V** .

Время (как будет показано ниже) напрямую связано с массой, поэтому используя инвариант запишем **расширенное лоренцево преобразование для массы**

$$m = m_0 \times L(V)K(V) = m_0 \times \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right] = \quad (14)$$

$$= m_{0\ldots\text{лоренцево}} \text{x} K(V).$$

5. Эффект Доплера

Свяжем с приемником света начало координат системы *K*, а с источником — начало координат системы *K'* (рис. 2).

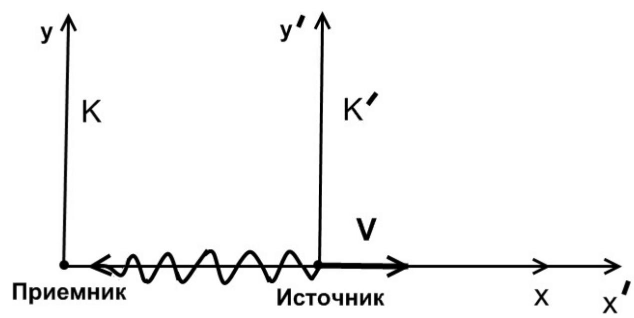


Рис. 2. Движение двух инерциальных систем с излучение сигнала от одного источника к другому

Оси *x* и *x'* направим, как обычно, вдоль вектора скорости v, с которой система *K'* (т. е. источник) движется относительно системы *K*, (т. е. приемника). Уравнение плоской световой волны, испускаемой источником по направлению к приемнику, будет в системе *K'* иметь вид.

$$E(x',t') = A'\cos\left[\omega'\left(t' + \frac{x'}{c}\right) + \alpha'\right], \quad (15)$$

где ω' — частота волны, фиксируемая в системе отсчета, связанной с источником, т. е. частота, с которой колеблется источник. Чтобы не ограничивать общности, мы допускаем, что начальная фаза α' может быть отлична от нуля. Мы снабдили штрихами все величины, кроме **C**, которая одинакова во всех системах отсчета.

Согласно принципу относительности законы природы имеют одинаковый вид во всех инерциальных системах отсчета. Следовательно, в системе *K* волна (15) описывается уравнением:

$$E(x,t) = A\cos\left[\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) + \alpha\right], \quad (16)$$

где ω — частота, фиксируемая в системе отсчета *K*, т. е. частота, воспринимаемая приемником.

Уравнение волны в системе *K* можно получить из уравнения (15), перейдя от *x'* и t' к *x* и t с помощью **расширенных** преобразований Лоренца, Заменив в (15) *x'* и t' согласно (11), получим:

$$E(x,t)=A'\cos\left[\omega'\left(L(V)K(V)\left[t-\frac{x}{v}(1-\frac{1}{L(V)^2K(V)^2})\right]+\left(x-vt\right)L(V)K(V)/c\right)+\alpha'\right],$$

$$E(x,t)=A'\cos\left[\omega'L(V)K(V)\left[t-\frac{x}{v}(1-\frac{1}{\left(L(V)K(V)\right)^2})+\frac{x-vt}{c}\right]+\alpha\right]= \qquad (17)$$

$$= A'\cos\left[\omega'L(V)K(V)\left[t(1-\frac{v}{c})+\frac{x}{c}(1-\frac{c}{v}+\frac{c}{v}\frac{1}{\left(L(V)K(V)\right)^2})\right]+\alpha\right].$$

Из уравнения (17) видно, что при $M<<M_{чёрной}$ $K(V)\approx 1$ и частота $\boldsymbol{\omega}'$ в системе и в системе источника $\boldsymbol{\omega}_0$ связаны как:

$$\omega=\omega_0\sqrt{\frac{1-\frac{V}{C}}{1+\frac{V}{C}}}\approx\omega_0(1-\frac{V}{C}). \qquad (18)$$

В области значений $M\to M_{чёрной\ дыры}$ и $K(V)\neq 1$ тогда $K(V)\to 0$ и частота $\boldsymbol{\omega}'$ в системе и в системе источника $\boldsymbol{\omega}_0$ связаны как:

$$\omega=\omega_0\times\frac{1}{L(V)K(V)}=\omega_0\times\frac{\sqrt{1-\frac{V^2}{C^2}}}{\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]}. \qquad (18.1)$$

6. Сложение скоростей

Рассмотрим движение материальной точки. В системе *K* положение точки определяется в каждый момент времени *t* координатами *x, y,z*. Выражения:

$$u_x=\frac{dx}{dt},\quad u_y=\frac{dy}{dt},\quad u_z=\frac{dz}{dt},$$

представляют собой проекции на оси *x, y, z* вектора скорости точки относительно системы *K*. В системе *K'* положение точки характеризуется каждый момент времени t' координатами *x', y', z'*. Проекции на оси *x', y', z'* вектора скорости точки относительно системы *K'* определяются выражениями:

$$u'_x=\frac{dx'}{dt'},\quad u'_y=\frac{dy'}{dt'},\quad u'_z=\frac{dz'}{dt'}.$$

Из формулы (10) вытекает, что

$$dx=\gamma(dx'+Vdt'),\quad dy=dy'\quad dz=dz'$$

$$dt=\gamma\left[dt'+\frac{dx'}{V}\left(1-\frac{1}{\gamma^2}\right)\right].$$

Разделим первые три равенства на четвертое, получим формулы преобразования скоростей при переходе от одной системы отсчёта к другой:

$$u_x=\frac{u'_x+V}{1+\frac{u'_x}{V}\left[1-\frac{1}{\gamma^2}\right]},$$

$$u_y=\frac{1}{\gamma}\frac{u'_y}{1+\frac{u'_x}{V}\left[1-\frac{1}{\gamma^2}\right]}, \qquad (19)$$

$$u_z=\frac{1}{\gamma}\frac{u'_z}{1+\frac{u'_x}{V}\left[1-\frac{1}{\gamma^2}\right]}.$$

В случае, когда $M<<M_{чёрной}$, то $K(V)\approx 1$ и уравнение (19) приобретает лоренцовский вид, где $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$ $=L(V)$, когда $V<<C$, соотношение (19) переходят в формулы сложения скоростей классической механики.

Если тело движется параллельно оси *x*, его скорость *u* относительно системы *K*, совпадает с u_x, а скорость *u'* относительно системы *K'* — с u'_x. В этом случае закон сложения скоростей имеет вид:

$$u=\frac{u'+V}{1+\frac{u'}{V}\left[1-\frac{1}{\gamma^2}\right]}. \qquad (20)$$

На рис. 3, а показано поведение функции $\frac{1}{\gamma}$, на рис. 3, б поведение функции $\frac{1}{\gamma^2}$, на рис. 3, в поведение функции $\left[1-\frac{1}{\gamma^2}\right]$

Из рис. 3 видно, что при достижении $V>V_{критическое}$ скорость **u** падает и меняет знак на противоположный, что означает сопротивление дальнейшему нарастанию скорости в нашем представлении за счёт увеличения линейного размера тела.

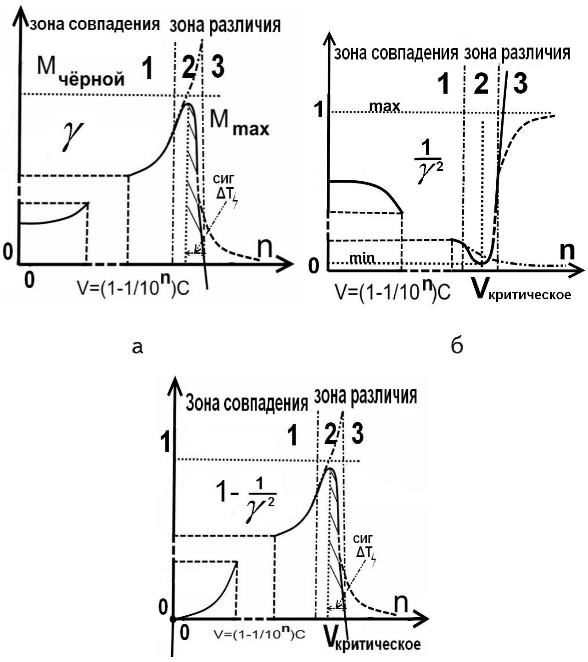
Полученные формулы можно обобщить в виде:

$$M(V)=M_0\times\frac{1}{\sqrt{1-V^2/C^2}}\times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]. \qquad (21)$$

$$T(V)=T_0\times\frac{1}{\sqrt{1-V^2/C^2}}\times\left[1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}\right]. \qquad (22)$$

$$L(V)=L_0\times\sqrt{1-V^2/C^2}\times\left[\frac{1}{1-\left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1-V^2/C^2}}\right]. \qquad (23)$$

$$q(V) = q_0 \times \left[1 - \left(\frac{GM_0}{C^2R_0}\right)\frac{1}{1 - V^2 / C^2}\right]. \qquad (24)$$



а б

в

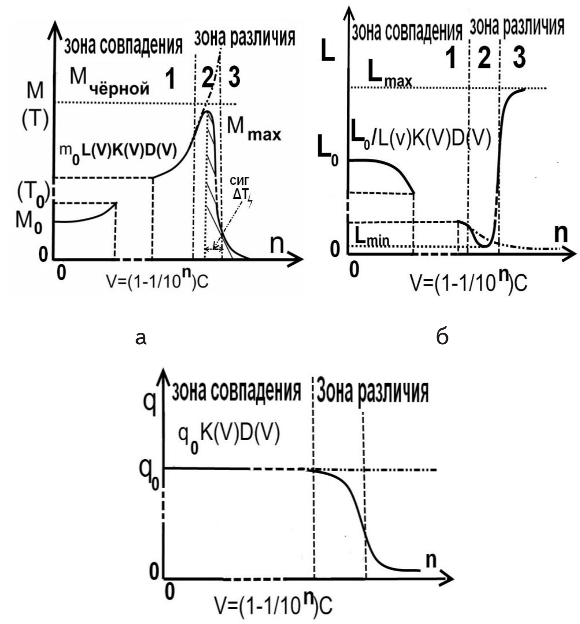
Рис. 3. Графики поведения функции γ для разных случаев:

а — поведение функции $\frac{1}{\gamma}$; б — поведение функции $\frac{1}{\gamma^2}$;

в — поведение функции $\left[1 - \frac{1}{\gamma^2}\right]$

7. Выводы

Из полученных выше результатов можно построить графики для расширенного лоренцевого преобразования (рис. 4, а, б, в) для массы, длины, времени и, что является новым, для заряда (заряд тоже относителен скорости, а точнее массе). Графики построены с учетом третей составляющей D(V), которая будет выведена позже.



а б

в

Рис. 4. Графики распределения для расширенных формул теории относительности (ОТО) для: а — массы; б — длины; в — времени и заряда

Литература

1. Эйнштейн, А. Теория относительности [Текст] / А. Эйнштейн. – Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2000.
2. Фейнман, Р. Фейнмановские лекции по физике [Текст] / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс.
3. Яловенко, С. Н. Чёрный предел. Теория относительности: новый взгляд [Текст] / С. Н. Яловенко. – ТОВ издательство «Форт», 2009.
4. Эйнштейн, А. О методе теоретической физики [Текст] / А. Эйнштейн //Собр. научн. тр. – Т. 4. – М.: Наука, 1967. – С. 184.
5. Эйнштейн, А. Об обобщенной теории тяготения [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. научн. тр. – Т. 2. – М.: Наука, 1966. – С. 719–731.
6. Эйнштейн, А. К электродинамике движущихся тел [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. научн. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 7–35.
7. Эйнштейн, А. Принцип относительности и его следствия [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 135–164.
8. Эйнштейн, А. Эфир и теория относительности [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 682–689.
9. Эйнштейн, А. Об эфире [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 2. – М.: Наука, 1966. – С. 160.
10. Тяпкин, А. А. Принцип относительности [Текст] / А. А. Тяпкин. – М.: Атомиздат, 1973. – 332 с.
11. Эйнштейн, А. О влиянии силы тяжести на распространение света [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. — М.: Нав ука, 1965. – С. 165–174.
12. Эйнштейн, А. Проект обобщенной теории относительности и теории тяготения [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 227–266.

13. Эйнштейн, А. Формальные основы общей теории относительности [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 326–384:
14. Эйнштейн, А. Основы общей теории относительности [Текст] / А. Эйнштейн // Собр. науч. тр. – Т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 452–504.
15. Синг, Дж. Общая теория относительности [Текст] : пер. с англ. / Дж. Синг; под ред. З. А. Петрова. – М.: Изд-во ИЛ, 1963. – 432 с.
16. Ацюковский, В. А. Общая эфиродинамика. Моделирование структур вещества и полей на основе представлений о газоподобном эфире [Текст] / В. А. Ацюковский. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
17. Эфирный ветер [Текст] : сб. статей 1881–1959 гг. / под ред. д.т.н. В. А. Ацюковского. – М.: Энергоатомиздат, 1993.
18. Вавилов, С. И. Экспериментальные основания теории относительности (1928) [Текст] / С. И. Вавилов // Собр. соч. Т. 4. – М: Изд-во АН СССР, 1956. – С. 9–110.
19. Франкфурт, У. И. Оптика движущихся тел [Текст] / У. И. Франкфурт, А. М. Френк. – М.: Наука, 1972. – 212 с.
20. Миллер, Д. К. Эфирный ветер [Текст] / Д. К. Миллер // Успехи физических наук. – Т. 5, 1925. – С. 177–185.
21. Франкфурт, У. И. Оптика движущихся сред и специальная теория относительности [Текст] / Сост. У. И. Франкфурт // Эйнштейновский сборник 1977 г. – М.: Наука, 1980. – С. 257–326.
22. Тоннелла, М. А. Основы электромагнетизма и теория относительности [Текст] / М. А. Тоннелла; пер. с фр. Г. А. Зайцева. – М.: Изд-во ИЛ, 1962. – 483 с.
23. Блохинцев, Д. И. Обоснованность специальной теории относительности опытами в области физики высоких энергий [Текст] / Д. И. Блохинцев // Успехи физических наук. – 1966. – Вып. 2. – Т. 89.– С. 185–199.
24. Шмидт-Отт, В. Д. Некоторые новые измерения в связи с доказательством справедливости специальной теории относительности [Текст] / В. Д. Шмидт-Отт // Успехи физических наук. – 1968. – Т. 96. – Вып. 3. – С. 519–527.
25. Куранский, Е. Альберт Эйнштейн и теория гравитации [Текст] / Е. Куранский. – М., 1979.
26. Соколовский, Ю. Теория относительности в элементарном изложении [Текст] / Ю. Соколовский. – М., 1964.
27. Фок, В. Теория пространства, времени и тяготения [Текст] / В. Фок. – М., 1961.
28. Угаров, В. Специальная теория относительности [Текст] / В. Угаров. – М., 1977.