РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Г.А. Котельников

ИАЭ-6357/1

К ПРОБЛЕМЕ СВЕРХСВЕТОВЫХ ДВИЖЕНИЙ

Москва - 2005

УДК 629.73
PACS: 03.30.+p 03.50.-z 11.30.-j

Ключевые слова: симметрии, теория поля, скорость света, пространства Финслера

Key Words: Symmetries, Field Theory, Speed of Light, Finsler Spaces

Построена версия электродинамики, допускающая сверхсветовые движения полей и частиц с действительной массой.

TO THE PROBLEM OF FASTER-THAN-LIGHT MOTIONS

A version of electrodynamics is constructed in which faster-than-light motions of fields and particles with real mass are possible.

1 Введение

Существование сверхсветовых движений (со скоростями $v > 3 \cdot 10^{10}$ см/сек) является дискуссионным вопросом современной физики. Уже в 1946 г. Блохинцев [1] обратил внимание на возможность формулировки теории поля, допускающей распространение взаимодействий вне светового конуса со скоростями, превышающими скорость света. Киржниц (1954) [2] показал, что частица с анизотропным тензором массы $m^i{}_k = diag(m_0, m_1, m_1, m_1)$ при $m_0 > m_1$, либо с мнимой массой $m^2 = {m_0}^2 = {m_1}^2 < 0$ может двигаться быстрее скорости света. Несколько позже гипотеза о существовании "мнимых" частиц обсуждалась Терлецким (1960) [3]. Фейнберг (1967) [4] назвал такие частицы тахионами и описал их основные свойства. Тахионные (суперлюминальные) движения открывают новые возможности, которые изучали Биланюк и Сударшан [5], Реками [6], Киржниц и Сазонов [7], Миньяни, Корбен (см. монографию [6]), Patty [8], Oleinik [9] и многие другие авторы (сотни публикаций). Сазонов [10] построил вариант электродинамики для частиц с анизотропным тензором массы.

Известны также работы, в которых было осуществлено нарушение инвариантности скорости света [11] - [19], например, монография Паули [11] с элементами теории Ритца и Абрагама; лекции Логунова по Теории относительности [12]; статья Глэшоу [13] о последствиях нарушения Лоренц-инвариантности в астрофизике; публикации [14] - [19] о возможности нарушения постоянства скорости света в Специальной теории относительности (СТО).

Ниже предложена версия электродинамики, допускающая сверхсветовые движения. От приведенных выше исследований она отличается тем, что сверхсветовые движения могут осуществляться частицами с действительной массой $m = m_0 = m_1$.

2 Метрические свойства пространства-времени

Введем пространство-время с метрикой

$$ds^2 = ({c_0}^2 + v^2)dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \qquad (1)$$

где инвариантная величина $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек есть собственное значение скорости света, v - скорость частицы. В отличие от СТО [20], в пространстве с метрикой (1) координаты точки-события определяется совокупностью 5 чисел: временем t, значениями пространственных переменных x, y, z, и величиной скорости света $c = c_0\sqrt{1 + v^2/c_0{}^2}$. Обозначим его как $V^5(t, \mathbf{x}, c)$. В случае свободного движения $v^2 = const$, коэффициенты перед дифференциалами dt, dx, dy, dz постоянны. Это означает, 3-мерное пространство $R^3(\mathbf{x}) \subset V^5(t, \mathbf{x}, c)$ однородно и изотропно, время t однородно, что находится в согласии с основными свойствами пространства и времени в классической механике и СТО [20]. Метрика с указанными свойствами, которую запишем $ds = F(x, \dot{x}, dx) > 0$, $dx = (dt, dx, dy, dz)$, $\dot{x} = c$, обладает рядом признаков, присущих пространствам Финслера: $F(x, \dot{x}, -dx) = F(x, \dot{x}, dx) > 0, F^2(x, \dot{x}, kdx) = k^2F^2(x, \dot{x}, dx)$, $g_{00} = (\dot{x})^2 \to k^2\dot{x}^2$, если $\dot{x} \to k\dot{x}, k > 0$ [21, 22]. Согласно (1), движение частицы возмущает метрику, вследствие чего на траектории частицы можно ввести некоторое единое время

$$dt = dt_0 \to t = t_0 \tag{2}$$

типа времени Ньютона в классической физике. Заменой переменных $x^0 = \int_0^t c d\tau$; $x^{1,2,3} = x, y, z$, $x^5 = c$ ($\partial_0 = \partial_t/c$; $\partial_i = \partial_x, \partial_y, \partial_z$, $x^5\partial_5 = c\partial_c - t\partial_t = Z$; $i = 1, 2, 3$) отобразим пространство с метрикой (1) на пространство $F^5(x^0, \mathbf{x}, x^5)$ с метрикой

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2. \tag{3}$$

Компоненты метрического тензора $g_{ab} = (+, -, -, -, 0)$ $(a, b = 0, 1, 2, 3, 5)$ пространства F^5 указывают на то, что оно содержит в качестве своих подпространств пространство Минковского $M^4{}_1$ на гиперплоскости $c = c_0$, пространство Минковского $M^4{}_2$ на векторах $(x^0 = \int_0^t c d\tau, \mathbf{x})$, одномерное нулевое пространство $V^1{}_0(x^5)$ [23], совпадающее с осью x^5. Величину x^0 будем рассматривать как переопределенное "время" в $M^4{}_2$ и в случае, когда скорость частицы $v \neq const$. Инфинитезимальные преобразования пространства-времени, сохраняющие форму (3), имеют вид

$$dx'^\mu = L^\mu{}_\nu dx^\nu, \ x'^5 = x^5(1 - \beta \cdot \mathbf{u})/\sqrt{1 - \beta^2}, \ \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \tag{4}$$

Здесь $L^\mu{}_\nu$ - матрица группы Лоренца L_6, $\beta = \mathbf{V}/c = const$, $\mathbf{u} = \mathbf{v}/c$. Соответствующие однородные интегральные преобразования в случае группы L_1 и свободных движений в F^5 и V^5 выглядят следующим образом

$$x'^0 = \frac{x^0 - \beta x^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \ x'^1 = \frac{x^1 - \beta x^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \ x'^{2,3} = x^{2,3}, \ x'^5 = x^5\frac{1 - \beta u^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \tag{5}$$

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \ t' = t, \ y' = y, \ z' = z, \ c' = c\frac{1 - Vv_x/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \tag{6}$$

где $v_x = x/t$. Они переводят в себя уравнение поверхности $(x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = 0 \to c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$ (нулевой конус [23]). В подпространстве ${M^4}_1$ нулевой конус переходит в конус световой ${c_0}^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$, преобразования (5) переходят в преобразования Лоренца, движения описываются СТО [20].

Остановимся на групповых свойствах преобразований (5). Порождающий их генератор обозначим $N_{01} = x_0\partial_1 - x_1\partial_0 + u^1x^5\partial_5$ ($N_{01} = ct\partial_x + (x/t)\partial_c$ в пространстве V^5) принадлежит алгебре Ли операторов $N_{\mu\nu} = x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu$, $Q_0 = (1/t)\partial_c$, $P_0 = (1/c)\partial_t$, $Q_i = \partial_i$, $Z = (c\partial_c - t\partial_t)$, $g_{\mu\nu} = diag(+,-,-,-), \mu,\nu = 0,1,2,3,\ i = 1,2,3$:

$$\begin{array}{l} [Q_\mu, Q_\nu] = 0; \\ [N_{\mu\nu}, N_{\rho\sigma}] = -g_{\mu\rho}N_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}N_{\nu\rho} + g_{\nu\rho}N_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}N_{\mu\rho}; \\ [Q_\mu, N_{\nu\rho}] = g_{\mu\nu}Q_\rho - g_{\mu\rho}Q_\nu; \\ [P_0, Q_\nu] = -g_{0\nu}Z/{x_0}^2; \\ [P_0, N_{\nu\rho}] = g_{0\nu}P_\rho - g_{0\rho}P_\nu - (g_{0\rho}x_0 - g_{00}x_\rho)g_{0\nu}Z/{x_0}^2; \\ [Z, Q_\mu] = [Z, P_0] = [Z, N_{\mu\nu}] = 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{array} \tag{7}$$

Вклад операторов группы масштабных преобразований и специальных конформных преобразований для простоты здесь не учитывается. Ввиду наличия в алгебре функций от переменных x^μ, алгебра в общем случае бесконечномерна. В качестве конечномерных подалгебр она содержит алгебру операторов $N_{\mu\nu}$ (изоморфна алгебре Ли группы Лоренца [24]), алгебру операторов $N_{\mu\nu}, Q_\mu$ (изоморфна алгебре Ли группы Пуанкаре [24]), алгебру перестановочных операторов $[Q_\mu, Q_\nu], [Z, Q_\mu], [Z, P_0], [Z, N_{\mu\nu}]$. В результате группа Лоренца и группа Пуанкаре появляется в теории не только в случае инвариантной скорости света на гиперплоскости $c = c_0$, но и в случае инвариантного времени в преобразованиях (6) в пространстве V^5.

В дальнейшем ограничимся множеством функций $\phi = \phi(x^0, \mathbf{x})$. Учтем, что в этом случае $Z\phi = 0$. Алгебра (7) редуцируется в алгебру Ли 12-мерной группы $(P_{10}, T_1)\mathrm{X}\Delta_1$, где $L_6 \subset P_{10}$ содержит гиперболические вращения в плоскостях $(x^0, x^i) \subset {M^4}_2$ (генераторы $N_{\mu\nu}$), T_4 содержит сдвиги по осям x^0, x^i при постоянном t (генераторы Q_μ), T_1 - сдвиги по оси x^0 при постоянном c (генератор P_0), Δ_1 - масштабные преобразования оси x^5 (генератор $x^5\partial_5$). Наличие оператора P_0 соответствует движениям во времени при нарушении инвариантности скорости света. Таким образом невозможное в пространстве Минковского ${M^4}_1$ на гиперплоскости $c = c_0$ оказалось возможным в пространстве Минковского ${M^4}_2$, входящем в пространство Финслера с метрикой (1).

3 Импульс, энергия, уравнения движения

Исходим из взаимосвязи между частными производными переменных $(t, \mathbf{x}, c)$ и $(x^0, \mathbf{x}, x^5)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial x^0}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^0} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial x^i}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{\partial x^5}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^5} = c\frac{\partial}{\partial x^0}; \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial x^0}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^0} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial x^i}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{\partial x^5}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^5} = \Big(\int\limits_0^t \frac{\partial c}{\partial x} d\tau\Big)\frac{\partial}{\partial x^0} + \frac{\partial}{\partial x^1}. \end{aligned} \tag{8}$$

Выражения для $\partial/\partial y$ и $\partial/\partial z$ аналогичны выражению $\partial/\partial x$. Рассмотрим случай, когда скорость света в области взаимодействий не зависит от пространственных переменных: $\nabla c(x^0) = 0 \leftrightarrow \nabla c(t) = 0$. Тогда:

- как и в СТО, параметр $\beta = V/c$ находится в области значений $0 \leq \beta < 1$;
- как и в СТО, величина dx^0 является полным дифференциалом;
- "время" $x^0 = \int_0^t c d\tau$, вообще говоря, является функционалом от $c(\tau)$;
- свойство параметра β=const совместимо с $V(t)$, $c(t)$;
- условие $\nabla c(x^0) = 0 \leftrightarrow \nabla c(t) = 0$ инвариантно на траектории частицы.

Имея это в виду, построим теорию в ${M^4}_2$, аналогичную СТО в ${M^4}_1$, и посредством соотношений (8) отобразим ее на исходное пространство событий V^5 с метрикой (1). Следуя [20], начнем с интеграла действия:

$$S = S_m + S_{mf} + S_f = -mc_0 \int ds - \frac{e}{c_0}\int A_\mu dx^\mu - \frac{1}{16\pi c_0}\int F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} d^4x. \tag{9}$$

Здесь S_m - действие для свободной частицы; S_f - действие для свободного электромагнитного поля; S_{mf} - вклад взаимодействия заряда e с электромагнитным полем; m - масса частицы, $j^\mu = (\rho, \rho\mathbf{u})$ [11] - 4-вектор плотности тока; $\mathbf{u} = \mathbf{v}/c$ - безразмерная 3-скорость частицы. Смысл остальных величин стандартный. По построению, действие Лоренц-инвариантно и не зависит от переменной x^5. В результате, на множестве функций $\phi = \phi(x^0, \mathbf{x})$ действие (9) инвариантно и относительно группы $(P_{10}, T_1)\mathrm{X}\Delta_1$, порождаемой редукцией алгебры (7). Лагранжиан имеет вид:

$$L = -mc_0\sqrt{1-u^2} + \frac{e}{c_0}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{u} - \phi). \tag{10}$$

Обобщенный импульс $\mathbf{P}$ и обобщенная энергия $\mathcal{H}$ суть:

$$\begin{aligned} &\mathbf{P} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}} = \frac{mc_0\mathbf{u}}{\sqrt{1-u^2}} + \frac{e}{c_0}\mathbf{A} = \mathbf{p} + \frac{e}{c_0}\mathbf{A} = m\mathbf{v} + \frac{e}{c_0}\mathbf{A}, \\ &\mathcal{H} = \mathbf{P}\cdot\mathbf{u} - L = (mc_0c + e\phi)/c_0. \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ - 3-импульс, $mc_0c = mc_0{}^2\sqrt{1+v^2/c_0{}^2} = \mathcal{E}$ - энергия, $T = mc_0{}^2(c/c_0 - 1)$ - кинетическая энергия, являющиеся для свободной частицы интегралами движения. Энергия $\mathcal{E}$ и 3-импульс $\mathbf{p}$ могут быть объединены в единый 4-импульс p^μ

$$p^\mu = mc_0u^\mu = \Big(\frac{mc_0c}{c_0}, mcu^i\Big) = \Big(\frac{\mathcal{E}}{c_0}, m\mathbf{v}\Big). \tag{12}$$

Компоненты 4-импульса связаны соотношениями:

$$p_\mu p^\mu = \frac{\mathcal{E}^2}{c_0{}^2} - \mathbf{p}^2 = m^2c_0{}^2; \quad \mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{c_0c}\mathbf{v};\ \mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{c_0c}\mathbf{c},\ \text{если}\ m=0,\ \mathbf{v}=\mathbf{c}. \tag{13}$$

Отсюда видно, импульс частицы с массой $m = 0$ не зависит от скорости частицы $v = c$ и определяется только ее энергией $\mathbf{p} = \mathbf{n}\mathcal{E}/c_0,\ \mathbf{n} = \mathbf{c}/c$.

Далее воспользуемся механическими [20] и полевыми уравнениями Лагранжа [25]:

$$\frac{d}{dx^0}\frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}} - \frac{\partial L}{\partial \mathbf{x}} = 0;\ \frac{\partial}{\partial x^\nu}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial A_\mu/\partial x^\nu)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\mu} = 0. \tag{14}$$

Здесь L - Лагранжиан; $\mathcal{L} = -(1/c_0)A_\mu j^\mu - (1/16\pi c_0)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ - плотность функции Лагранжа; $\partial(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})/\partial(\partial A_\mu/\partial x^\nu) = -4F^{\mu\nu}$ [20]. В результате находим уравнения движения заряженной частицы и электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} &\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{c}{c_0}e\mathbf{E} + \frac{e}{c_0}\mathbf{v}\mathrm{x}\mathbf{H}; \\ &\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e\mathbf{E}\cdot\mathbf{v} \to m\frac{dc}{dt} = \frac{e}{c_0}\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}. \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned} &\nabla\mathrm{X}\mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0; \qquad \nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi\rho; \\ &\nabla\mathrm{X}\mathbf{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 4\pi\rho\frac{\mathbf{v}}{c}; \quad \nabla\cdot\mathbf{H} = 0, \end{aligned} \tag{16}$$

где $c(t) = c_0(1 + v^2/c_0{}^2)^{1/2} = c(0)[1 + (e/mc_0c(0))\int_0^t \mathbf{v}\cdot\mathbf{E}d\tau],\ \nabla c = 0$. Рассматриваемые совместно, они образуют систему нелинейных уравнений, которые в приближении $v^2/c_0{}^2 \ll 1$ приобретают стандартный вид.

Уравнения допускают сверхсветовые движения частицы с действительной массой m, энергией покоя $\mathcal{E}_0 = m{c_0}^2$ и скоростью

$$v = \sqrt{\mathcal{E}^2 - m^2{c_0}^4}/mc_0 > c_0, \tag{17}$$

если энергия частицы $\mathcal{E} > \sqrt{2}\mathcal{E}_0$. Например, для протона энергия покоя равна 938 МэВ. Скорость 1 ГэВ протона составляет примерно $0,37c_0$. Сверхсветовое движение протона начинается с энергии $\sqrt{2}\mathcal{E}_0 \sim 1,33$ ГэВ.

Изменения энергии $\mathcal{E}$ и импульса $\mathbf{p}$ во времени определяют новую динамику, которая переходит в динамику Ньютона при $v^2 \ll {c_0}^2$.

4. Приложение к физике

В работах [17]-[19] показано, как предложенная теория интерпретирует многие экспериментальные факты, до сих пор объясняемые только СТО. Сюда относятся: опыты Майкельсона и Физо, аберрация света, появление атмосферных μ-мезонов у поверхности Земли, Доплер-эффект, распад нестабильных частиц, рождение новых частиц, Комптон-эффект, фото-эффект, ряд известных экспериментов по доказательству независимости скорости света от скорости источника (Бонч-Бруевич и Молчанов, сравнение значений скоростей света, излученных западным и восточным экваториальным краем солнечного диска, 1956; Sadex - сравнение скоростей гамма-квантов при аннигиляции электрона и позитрона на лету, 1963; Filippas и Fox - сравнение скоростей гамма-квантов из распада быстрых π^0-мезонов, 1964). Ниже, в качестве примера, рассмотрим эффект Комптона.

Будем исходить из закона сохранения энергии-импульса в форме (11):

$$\begin{aligned}
&\hbar\omega + \mathcal{E}_0 = \hbar\omega' + \sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}\mathcal{E}_0;\\
&\frac{\hbar\omega}{c_0} = \frac{\hbar\omega'}{c_0}cos\theta + mvcos\alpha, \;\; \frac{\hbar\omega'}{c_0}sin\theta - mvsin\alpha = 0.
\end{aligned} \tag{18}$$

Здесь $\hbar\omega$, $\hbar\omega'$ - энергии падающего и рассеянного γ-квантов, α и θ - углы рассеяния электрона и γ-кванта соответственно, m, $\mathcal{E}_0$ - масса и энергия покоя электрона. Отсюда находим, угловое распределение рассеянных γ-квантов $\omega' = \omega/[1 + \hbar\omega(1 - cos\theta)/\mathcal{E}_0]$, и зависимость импульса $p = mv$ рассеянного электрона от угла рассеяния гамма-кванта

$$p(\theta) = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}mc_0\frac{\sqrt{{\mathcal{E}_0}^2\sin^2\theta + (\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)^2(1 - cos\theta)^2}}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)} \tag{19}$$

совпадают с аналогичными величинами в СТО [26]. Но скорость вперед рассеянного электрона $v(\alpha=0,\theta=\pi)=c_0(2\mathcal{E}_0+2\hbar\omega)\hbar\omega/(\mathcal{E}_0+2\hbar\omega)\mathcal{E}_0$ будет превышать скорость света c_0, если энергия падающего гамма-кванта удовлетворяет условию $\hbar\omega>\mathcal{E}_0/\sqrt{2}\approx 360$ кэВ, что отличается от предсказания СТО. Для определения скорости рассеянного гамма-кванта необходимы дополнительные предположения относительно механизма рассеяния.

4 Заключение

Показано, в 5-мерном пространстве Финслера с метрикой (1) существуют 2 подпространства Минковского $M^4{}_1$ и $M^4{}_2$. Во втором из них возможно построение теории, подобной СТО, но допускающей сверхсветовые движения с действительной массой.

Автор выражает глубокую благодарность академику В.Г. Кадышевскому за обсуждение работы и ценные замечания.

Список литературы

[1] Д.И. Блохинцев. Замечания о возможном релятивистски - инвариантном обобщении понятия поля. ЖЭТФ, 1946, т. 18, вып. 6, с. 480-482.

[2] Д.А. Киржниц. К вопросу о мезон-нуклонных взаимодействиях. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 1(7), с. 6-18.

[3] Я.П. Терлецкий. Принцип причинности и второе начало термодинамики. ДАН, 1960, т. 133, N 2, с. 329-332.

[4] Дж. Фейнберг. О возможности существования частиц, движущихся быстрее света. Эйнштейновский сборник 1973. М., Наука, 1974, с. 134-177; Phys. Rev., 1967, v. 159, N 5, p. 1089-1105.

[5] О. Биланюк, Е. Сударшан. Частицы за световым барьером. В кн.: [4], с. 112-133; Physics Today, 1969, v. 22, May, p. 43-51.

[6] Э. Реками. В кн.: Астрофизика, кванты и теория относительности. М., Изд. Мир, 1982, с. 53-128.

[7] Д.А. Киржниц, В.Н. Сазонов. Сверхсветовые движения и специальная теория относительности (вводная статья). В кн.: [4], с. 64-111.

[8] C.E. Patty. Electromagnetic behavior in superluminal interactions: the classical electromagnetic problem. Nuovo Cim. B, 1982, v. 70, N 1, p. 65-79.

[9] V.P. Oleinik. Faster-than-light transfer of signals in electrodynamics. In book: Instantaneous Action-at-a-Distance in Modern Physics, New York, Nova Science Publishers, Inc., 1999, p. 261-281.

[10] В.Н. Сазонов. Возможная анизотропия массы и взаимодействие частиц с большим Лоренц-фактором с электромагнитным полем. ЯФ, 1972, т. 15, вып. 5, с. 1060-1068.

[11] В. Паули. Теория относительности, М.-Л., Гостехиздат, 1947, с. 29, 116.

[12] А.А. Логунов. Основы теории относительности. (Конспект лекций). М., Изд. Моск. Унив., 1982, с. 25-50.

[13] Sheldon L. Glashow. How cosmic-ray physicists can test Special Relativity. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 1999, v. 70, p. 180-184.

[14] P.M. Rapier. A proposed test for existence of a Lorentz-invariant aether. Proc. IRE, 1962, v. 50, N 2, p. 229-230.

[15] J.P. Hsu, Leonardo Hsu. A physical theory based on the first postulate of relativity. Phys. Lett. A, 1994, v. 196, N 1-2, p. 1-6.

[16] Andrew E. Chubykalo, R. Smirnov - Rueda. Action at a distance as a full-value solution of Maxwell equations: the basic and application of the separated-potentials method. Phys. Rev. E, 1996, v. 53, N 5, p. 5373-5381.

[17] G.A. Kotel'nikov. On the faster-than-light motions in electrodynamics. Proceedings of XII International Conference on Selected Problems of Modern Physics (Section 1, Dubna, June 8-11, 2003), Dubna 2003, D1, 2-2003-219, p. 143-147; physics/0311041.

[18] G.A. Kotel'nikov. On the possibility of faster-than-light motions in nonlinear electrodynamics. Proceedings of Institute of Mathematics of NAS of Ukraine, 2004, v. 50, part 2, p. 835-842, physics/0405085.

[19] G.A. Kotel'nikov. On the electrodynamics with faster-than-light motion. In book: Has the Last Word Been Said on Classical Electrodynamics? New Horizons, Editors A. Chubykalo, V. Onoochin, A. Espinoza,

R. Smirnov-Rueda. Princeton, Rinton Press Inc., 2004, p. 71-81, physics/0406010.

[20] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля, М., Физматгиз, 1973, с. 67, 93-95, 97, 101, 110.

[21] Herbert Buseman. The geometry of Finsler spaces. Bulletin of the American Mathematical Society, 1950, v. 56, 5-16.

[22] S. Ikeda. Some constructive comments on the theory of fields in Finsler spaces. Lett. Nuovo Cimento, 1978, v. 21, 567-571.

[23] Н.В. Ефимов, Э.Р. Розендорн. Линейная алгебра и многомерная геометрия. М., Наука, 1970, с. 149-156.

[24] A.O. Barut, R.B. Haugen. Theory of the conformally invariant mass. Annals of Phys., 1972, v. 71, 519-541.

[25] Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М., Наука, 1973, с. 16, 17.

[26] Д.И. Блохинцев. Основы квантовой механики, М.-Л., Гостехиздат, 1949, с. 17, 18.

Подписано в печать 17.03.2005. Формат 60x90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,25
Тираж 60 экз. Заказ 18. Индекс 3624

Отпечатано в РНЦ ≪ Курчатовский институт ≫
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

Индекс 3624

Препринт ИАЭ-6357/1, М., 2005