РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

Г.А. Котельников

ИАЭ-6368/1

О КИНЕМАТИКЕ ЭФФЕКТА КОМПТОНА С НАРУШЕННОЙ ИНВАРИАНТНОСТЬЮ СКОРОСТИ СВЕТА

Москва - 2005

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

Ключевые слова: симметрия, пространство Финслера, теория поля, скорость света, эффект Комптона

Key Words: Symmetry, Finsler space, Field Theory, Velocity of Light, Compton Effect

Рассмотрена кинематика эффекта Комптона при нарушении инвариантности скорости света. Обсуждается взаимосвязь полученного результата с проблемой сверхсветовых движений.

ON THE CINEMATICS OF THE COMPTON EFFECT WITH VIOLATING INVARIANCE VELOCITY OF LIGHT

The cinematics of the Compton effect with violating invariance velocity of light was considered. The relationship of the result obtained with the problem of faster-than-light motion is discussed.

1 Введение

Комптоновское рассеяние является фундаментальным эффектом ядерной физики [1, 2]. Последовательное описание его кинематики существенно для любого варианта теории. Ниже мы рассмотрим кинематику этого эффекта в связи с нарушением инвариантности скорости света в работах, исходящих из инвариантного интервала пространства-времени [3] - [5]

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \tag{1}$$

где t - время, x, y, z - пространственные переменные, $|c| < \infty$ - скорость света, рассматриваемая как величина переменная. Отсюда видно, в пространстве с метрикой (1) координаты точки-события определяются совокупностью 5 чисел: временем, значениями пространственных переменных, и величиной скорости света c. Обозначим его через $V^5(t, \mathbf{x}, c)$. Ввиду отсутствия в явном виде пространственных координат и времени перед дифференциалами dt, dx, dy, dz, 3-мерное пространство $R^3(\mathbf{x}) \subset V^5(t, \mathbf{x}, c)$ однородно и изотропно, время t однородно. Это находится в согласии с основными свойствами пространства и времени в классической механике [6] и Специальной теории относительности (СТО) [7] - [9].

Предположим, что на траектории частицы время обладает свойством, подобном времени Ньютона в классической физике:

$$dt = dt_0 \rightarrow t = t_0. \tag{2}$$

В результате на траектории движения скорость света будет зависеть от скорости частицы по закону

$$c = \pm c_0\sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}, \tag{3}$$

где $c_0 = {c'}_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек - собственное значение скорости света. Движение возмущает метрику (1), вследствие чего спектр значений величины c определяется неравенством $(c_0 \leq |c| < \infty) \subset (|c| < \infty)$. В итоге при $v \neq 0$ метрика (1) допускает сверхсветовое движение (со скоростью $v > 3 \cdot 10^{10}$ см/сек) частицы с действительной массой [3] - [5]. Это обстоятельство отличает отмеченные публикации, равно как и настоящую работу, и от СТО [7] - [9], и от известных теорий сверхсветовых движений движений с мнимой массой [14] - [19], а также движений частиц с анизотропным тензором массы [14, 19, 20]. Целью настоящей работы является изучение особенностей кинематики Комптон-эффекта в пространстве с метрикой (1) при условии (2) и положительном значении скорости света (3).

2 Пространственно-временные преобразования, групповые свойства

Выражение для интервала (1), которое запишем как $ds = F(x, c, dx) > 0$, где $dx = (dt, dx, dy, dz)$, обладает рядом признаков, соответствующих пространствам Финслера: $F(x, c, -dx) = F(x, c, dx) > 0, F(x, c, kdx) = kF(x, c, dx)$, $s = \int F(x, \dot{x}, c)dt = \int (c^2 - \dot{x}^2)^{1/2} dt$, $F(x, k\dot{x}, kc) = kF(x, \dot{x}, c)$, т.е. F есть однородная функция степени 1 от дифференциалов dt, dx, dy, dz и переменных $\dot{x} = (\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ и c [10, 11]. Заменой переменных

$$x^0 = \int_0^t c d\tau, \;\; x^{1,2,3} = x, y, z, \;\; x^5 = c \tag{4}$$

отобразим пространство $V^5(t, \mathbf{x}, c)$ с метрикой (1) на пространство $F^5(x^0, \mathbf{x}, x^5)$ с метрикой

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2, \tag{5}$$

где величину x^0 будем рассматривать как переопределенное "время" и в случае, когда скорость частицы $v \neq const$. Компоненты метрического тензора $g_{ab} = (+, -, -, -, 0)$ $(a, b = 0, 1, 2, 3, 5)$ пространства F^5 указывают на то, что оно в качестве своих подпространств с метрическим тензором $g_{\mu\nu} = diag(+, -, -, -)$ $(\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$ содержит пространство Минковского ${M^4}_1$ на гиперплоскости $c = c_0$ с локальным[1] "временем" $x^0 = c_0 t$, пространство Минковского ${M^4}_2$ с нелокальным[2] временем (4), одномерное нулевое пространство ${R^1}_0(x^5)$, совпадающее с осью x^5 [12]. Инфинитезимальные преобразования пространства-времени, сохраняющие форму (5) при условии (2), имеют вид

$$dx'^\mu = L^\mu{}_\nu dx^\nu, \;\; x'^5 = x^5 (1 - \beta \cdot \mathbf{u})/\sqrt{1 - \beta^2}, \;\; \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \tag{6}$$

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

$$x'^0 = \frac{x^0 - \beta x^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \;\; x'^1 = \frac{x^1 - \beta x^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \;\; x'^{2,3} = x^{2,3}, \;\; x'^5 = x^5 \frac{1 - \beta u^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \tag{7}$$

[1] Точке на оси x^0 ставится в соответствие точка на оси t.

[2] Точке на оси x^0 ставится в соответствие значение интеграла $\int_0^t c(\tau) d\tau$.

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},\ t' = t,\ y' = y,\ z' = z,\ c' = c\frac{1 - Vv_x/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \qquad (8)$$

где $u^1 = v_x/c$, $v_x = x/t$. 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 [12] в F^5, поверхность 4-го порядка в V^5). В подпространстве $M^4{}_1$ нулевой конус переходит в конус световой ${c_0}^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$, преобразования (7) переходят в известные преобразования Лоренца, движения описываются СТО [7] - [9]. Порождающий преобразования (7) генератор обозначим $N_{01} = x_0\partial_1 - x_1\partial_0 + u^1x^5\partial_5$ ($N_{01} = ct\partial_x + x\partial_t/c + (x/ct)(c\partial_c - t\partial_t) = ct\partial_x + (x/t)\partial_c$ в пространстве V^5) принадлежит алгебре Ли операторов $N_{\mu\nu} = x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu$, $Q_0 = (1/t)\partial_c$, $P_0 = (1/c)\partial_t$, $Q_i = \partial_i$, $Z = (c\partial_c - t\partial_t)$, $i = 1, 2, 3$:

$$\begin{array}{l}
[Q_\mu, Q_\nu] = 0;\\
[N_{\mu\nu}, N_{\rho\sigma}] = -g_{\mu\rho}N_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}N_{\nu\rho} + g_{\nu\rho}N_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}N_{\mu\rho};\\
[Q_\mu, N_{\nu\rho}] = g_{\mu\nu}Q_\rho - g_{\mu\rho}Q_\nu;\\
[P_0, Q_\nu] = -g_{0\nu}Z/{x_0}^2;\\
[P_0, N_{\nu\rho}] = g_{0\nu}P_\rho - g_{0\rho}P_\nu - (g_{0\rho}x_0 - g_{00}x_\rho)g_{0\nu}Z/{x_0}^2;\\
[Z, Q_\mu] = [Z, P_0] = [Z, N_{\mu\nu}] = 0;\\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots
\end{array} \qquad (9)$$

Алгебра в общем случае бесконечномерна. В качестве конечномерных подалгебр она содержит алгебру операторов $N_{\mu\nu}$ (изоморфна алгебре Ли группы Лоренца [21]), алгебру операторов $N_{\mu\nu}, Q_\mu$ (изоморфна алгебре Ли группы Пуанкаре [21]), 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 (8) в пространстве V^5. Исторически группа Лоренца, как группа симметрии уравнения светового конуса ${c_0}^2t^2 - \mathbf{x}^2 = 0$ на гиперплоскости $c = c_0$, была впервые отмечена Пуанкаре [22]. Пространство типа V^5 и уравнение нулевого конуса $c^2t^2 - \mathbf{x}^2 = 0$ введены в работах [23, 24] при анализе симметрий волнового уравнения с неинвариантной скоростью света.

В дальнейшем будем рассматривать алгебру (9) на множестве функций $\phi = \phi(x^0, \mathbf{x}) \subset f(x^0, \mathbf{x}, x^5)$. Учтем, что в этом случае $Z\phi = 0$, и алгебра (9) 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 $x^5\partial_5$). С помощью формулы Кэмпбелла-Хаусдорфа [25] можно показать, что результат последовательного применения операторов Q_0 и P_0 эквивалентен сдвигу по оси x^0. Действительно: $t' = e^{\theta Q_0} t e^{-\theta Q_0} = t + \theta[Q_0, t] + \ldots = t$, $c' = e^{\theta Q_0} c e^{-\theta Q_0} = c + \theta[Q_0, c] + \ldots = c + \theta/t$, $c't' = ct + \theta$; $t'' = e^{\phi P_0} t' e^{-\phi P_0} = t' + \phi[P_0, t'] + \ldots = t' + \phi/c'$, $c'' = e^{\phi P_0} c' e^{-\phi P_0} = c' + \phi[P_0, c'] + \ldots = c'$, $c''t'' = c't' + \phi = ct + \xi$, где $\xi = \theta + \phi$, θ и ϕ - групповые параметры. 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 $(x^0, \mathbf{x}, x^5)$:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial x^0}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^0} + \frac{\partial x^i}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{\partial x^5}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x^5} = c\frac{\partial}{\partial x^0} \Longrightarrow \frac{\partial}{\partial x^0} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}; \\ &\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial x^0}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^0} + \frac{\partial x^i}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{\partial x^5}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x^5} = \frac{\partial}{\partial x^1} \Longrightarrow \frac{\partial}{\partial x^1} = \frac{\partial}{\partial x}; \\ &\frac{\partial}{\partial c} = \frac{\partial x^0}{\partial c}\frac{\partial}{\partial x^0} + \frac{\partial x^i}{\partial c}\frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{\partial x^5}{\partial c}\frac{\partial}{\partial x^5} = \frac{t}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^5} \Longrightarrow x^5\frac{\partial}{\partial x^5} = c\frac{\partial}{\partial c} - t\frac{\partial}{\partial t}. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь выражения для $\partial/\partial y$ и $\partial/\partial z$ аналогичны $\partial/\partial x$; принято, что в области взаимодействий скорость света не зависит от пространственных переменных - $\nabla c = 0$, вследствие чего слагаемые типа $(\int_0^t d\tau \partial c/\partial x)\partial/\partial x^0$ обращаются в нуль; по дважды повторяющемуся индексу производится суммирование. Тогда [4]:
- как и в СТО, параметр $\beta = V/c$ находится в области значений $0 \le \beta < 1$;
- 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 (10) отобразим ее на исходное пространство событий V^5 с метрикой (1). Начнем с интеграла действия, следуя [8]:

$$
\begin{gathered}
S = S_m + S_{mf} + S_f = \\
-mc_0 \int ds - \frac{e}{c_0} \int A_\mu dx^\mu - \frac{1}{16\pi c_0} \int F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} d^4x = \\
\int \Big[- mc_0 \sqrt{1-u^2} + \frac{e}{c_0} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{u} - \phi) \Big] dx^0 - \frac{1}{8\pi c_0} \int (E^2 - H^2) d^3x dx^0 = \\
-mc_0 \int ds - \frac{1}{c_0} \int A_\mu j^\mu d^4x - \frac{1}{16\pi c_0} \int F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} d^4x.
\end{gathered} \tag{11}
$$

Здесь m - масса частицы; e - электрический заряд; $S_m = -mc_0 \int ds = -mc_0 \int \sqrt{1-u^2} dx^0 = -mc_0 \int (c_0/c) dx^0 =$ - действие для свободной частицы; $S_f = -(1/16\pi c_0) \int F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} d^4x$ - действие для свободного электромагнитного поля; $S_{mf} = -(e/c_0) \int A_\mu dx^\mu = -(1/c_0) \int A_\mu j^\mu d^4x$ - действие, соответствующее взаимодействию заряда с электромагнитным полем; $A^\mu = (\phi, \mathbf{A})$ - 4-потенциал; $A_\mu = g_{\mu\nu} A^\nu = (\phi, -\mathbf{A})$; $j^\mu = (\rho, \rho\mathbf{u})$ - 4-вектор плотности тока; ρ - плотность заряда; $\mathbf{u} = \mathbf{v}/c$ - безразмерная 3-скорость частицы; $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial x^0 - \nabla\phi$ - электрическое поле; $\mathbf{H} = \nabla X \mathbf{A}$ - магнитное поле; $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu / \partial x^\mu - \partial A_\mu / \partial x^\nu$ - тензор электромагнитного поля; $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = 2(H^2 - E^2)$; $d^4x = dx^0 dx^1 dx^2 dx^3$ - элемент инвариантного 4-объема. Скорость света c_0, масса частицы m, электрический заряд e являются инвариантными константами теории.

Несмотря на внешнее сходство, действие (11) отличается от действия СТО [8]. Электрическое поле выбрано в виде $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial x^0 - \nabla\phi = -(1/c)\partial\mathbf{A}/\partial t - \nabla\phi$ вместо $\mathbf{E} = -(1/c_0)\partial\mathbf{A}/\partial t - \nabla\phi$ [8]. Плотность тока выбрана в форме $j^\mu = (\rho, \rho\mathbf{u}) = (\rho, \rho\mathbf{v}/c)$ вместо $j^\mu = (\rho, \rho\mathbf{v})$ [8]. Плотность тока аналогична выражению из монографии Паули [7] с той только разницей, что величина $\mathbf{j}$ в (11) равна $\rho\mathbf{v}/c$ вместо $\rho\mathbf{v}/c_0$ в [7]. Аналогично, скорость распространения 4-потенциала в (11) равна c вместо c_0 в [7]. Действие (11) переходит в действие СТО, если в соответствующих выражениях величину c заменить на c_0. По построению, действие (11) Лоренц-инвариантно и не зависит от переменной x^5. В результате, на множестве функций $\phi = \phi(x^0, \mathbf{x})$ оно инвариантно и относительно группы $(P_{10}, T_1) \mathrm{X} \Delta_1$, порождаемой редукцией алгебры (9).

Лагранжиан L, обобщенный импульс $\mathbf{P}$ и обобщенная энергия $\mathcal{H}$ имеют вид:

$$
L = -mc_0 \sqrt{1-u^2} + \frac{e}{c_0} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{u} - \phi); \tag{12}
$$

$$
\mathbf{P} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}} = \frac{mc_0 \mathbf{u}}{\sqrt{1-u^2}} + \frac{e}{c_0} \mathbf{A} = \mathbf{p} + \frac{e}{c_0} \mathbf{A} = m\mathbf{v} + \frac{e}{c_0} \mathbf{A}; \tag{13}
$$

$$\mathcal{H} = \mathbf{P}\cdot\mathbf{u} - L = \frac{mc_0c + e\phi}{c_0} = \frac{\mathcal{E} + e\phi}{c_0}. \tag{14}$$

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v},\ \mathcal{E} = mcc_0 = m{c_0}^2\sqrt{1 + \frac{v^2}{{c_0}^2}}. \tag{15}$$

Здесь $\mathbf{p}$, $\mathcal{E}$ - импульс и энергия частицы с массой m. Они могут быть объединены в единый 4-импульс p^μ

$$p^\mu = mc_0u^\mu = \left(\frac{mc_0c}{c_0}, mcu^i\right) = \left(\frac{\mathcal{E}}{c_0}, m\mathbf{v}\right), \tag{16}$$

компоненты которого связаны соотношениями

$$p_\mu p^\mu = \frac{\mathcal{E}^2}{{c_0}^2} - \mathbf{p}^2 = m^2{c_0}^2;\ \ \mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{c_0c}\mathbf{v};\ \mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{c_0c}\mathbf{c},\ \text{если}\ m = 0,\ \mathbf{v} = \mathbf{c}. \tag{17}$$

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 исходим из механических [8] и полевых уравнений Лагранжа [27]

$$\frac{d}{dx^0}\frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}} - \frac{\partial L}{\partial \mathbf{x}} = 0;\ \frac{\partial}{\partial x^\nu}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial A_\mu/\partial x^\nu)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\mu} = 0, \tag{18}$$

где L - Лагранжиан (12), $\mathcal{L} = -(1/c_0)A_\mu j^\mu - (1/16\pi c_0)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ - плотность функции Лагранжа для электромагнитного поля и взаимодействия заряда с полем. Принимая во внимание равенство $\nabla(\mathbf{a}\cdot\mathbf{b}) = (\mathbf{a}\cdot\nabla)\mathbf{b} + (\mathbf{b}\cdot\nabla)\mathbf{a} + \mathbf{a}\mathrm{x}(\nabla\mathrm{x}\mathbf{b}) + \mathbf{b}\mathrm{x}(\nabla\mathrm{x}\mathbf{a})$, перестановочные соотношения для тензора электромагнитного поля, выражение $\partial(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})/\partial(\partial A_\mu/\partial x^\nu) = -4F^{\mu\nu}$ [8], находим уравнения движения частицы и электромагнитного поля

$$\begin{gathered}\frac{d\mathbf{p}}{dx^0} = \frac{e}{c_0}\mathbf{E} + \frac{e}{c_0}\mathbf{u}\mathrm{x}\mathbf{H},\ \frac{d\mathcal{E}}{dx^0} = e\mathbf{E}\cdot\mathbf{u};\\ \frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x^\rho} + \frac{\partial F_{\nu\rho}}{\partial x^\mu} + \frac{\partial F_{\rho\mu}}{\partial x^\nu} = 0;\\ \frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} + 4\pi j^\mu = 0.\end{gathered} \tag{19}$$

(Здесь $\mathbf{p} = mc_0\mathbf{u}/\sqrt{1-u^2},\ \mathcal{E} = m{c_0}^2/\sqrt{1-u^2}$). В пространстве переменных (x^0, x^1, x^2, x^3) с метрикой $g_{\mu\nu} = diag(+,-,-,-)$ они в точности совпадают с уравнениями [8] и являются едиными для обоих подпространств Минковского - и ${M^4}_1$, и ${M^4}_2$. Различие появляется при записи уравнений в переменных (t, x, y, z). В случае пространства Минковского

$M^4{}_1$ полученные уравнения совпадают с уравнениями СТО [8], если в них положить $c = c_0$, $dx^0 = c_0 dt$. (В соответствии с переходом действия (11) в действие СТО). В случае пространства Минковского $M^4{}_2$ необходимо учесть, что $dx^0 = cdt$, $\sqrt{1-u^2} = c_0/c$, а также соотношения (10). Тогда уравнения движения приобретают вид [3] - [5]:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{c}{c_0}e\mathbf{E} + \frac{e}{c_0}\mathbf{v}\mathrm{x}\mathbf{H};\ \frac{d\mathcal{E}}{dt} = e\mathbf{E}\cdot\mathbf{v} \to m\frac{dc}{dt} = \frac{e}{c_0}\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}. \tag{20}$$

$$\begin{aligned} &\nabla \mathrm{X}\mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0; \qquad &\nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi\rho; \\ &\nabla \mathrm{X}\mathbf{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 4\pi\rho\frac{\mathbf{v}}{c}; \quad &\nabla\cdot\mathbf{H} = 0, \end{aligned} \tag{21}$$

где $c(t) = c_0(1 + v^2/{c_0}^2)^{1/2} = c(0)[1 + (e/mc_0 c(0))\int_0^t \mathbf{v}\cdot\mathbf{E}d\tau]$, $\nabla c = 0$. Рассматриваемые совместно, уравнения (20) - (21) образуют систему самосогласованных нелинейных уравнений. (В приближении $v^2/{c_0}^2 \ll 1$ при $c \sim c_0$, $dc/dt \sim 0$ они описывают движение нерелятивистской частицы в электромагнитном поле стандартных уравнений Максвелла и совпадают с [26]). Уравнения допускают сверхсветовые движения частицы с действительной массой m, энергией покоя $\mathcal{E}_0 = m{c_0}^2$ и скоростью

$$v = \sqrt{\mathcal{E}^2 - m^2{c_0}^4}/mc_0 > c_0, \tag{22}$$

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, сверхсветовое движение электрона ($\mathcal{E}_0 = 511$ кэВ) с энергии $\sqrt{2}\mathcal{E}_0 \sim 723$ кэВ. Расчетная скорость 1 ГэВ электрона составляет $\sim$ 2000 c_0. Таким образом, если бы в природе реализовалось пространство Минковского $M^4{}_2$, то в нем нейтронная физика на ядерных реакторах могла бы быть сформулирована в приближении $v \ll c_0$, как и в СТО. Физика элементарных частиц на современных ускорителях должна была бы быть физикой сверхсветовых движений.

Для наглядности, основные исходные предпосылки для построения теории и полученные результаты приведены в виде Таблицы 1 в сопоставлении с аналогичными данными из классической механики и Специальной теории относительности. В таблице используются обозначение $d\mathbf{x}^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, T - кинетическая энергия частицы, $\beta = V/c$.

Таблица 1

Исходные данные и основные результаты в классической механике, СТО и настоящей работе

Классическая механика [6]	Специальная теория относительности, [7, 8, 9]	Настоящая работа [3] – [5]
1	2	3
$ds^2 = d\mathbf{x}^2$	$ds^2 = {c_0}^2 dt^2 - d\mathbf{x}^2$	$ds^2 = c^2 dt^2 - d\mathbf{x}^2$
$x' = x - Vt,$ $y' = y,\ z' = z,$ $t' = t,$ $c' = c\sqrt{1 - 2\beta n_x + \beta^2}$	$x' = \dfrac{x - Vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$ $y' = y,\ z' = z,$ $t' = \dfrac{t - Vx/{c_0}^2}{\sqrt{1-\beta^2}},$ ${c_0}' = c_0$	$x' = \dfrac{x - Vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$ $y' = y,\ z' = z,$ $t' = t,$ $c' = c\dfrac{1 - Vv_x/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$
$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$	$\mathbf{p} = \dfrac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/{c_0}^2}}$	$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$
$T = \dfrac{mv^2}{2}$	$\mathcal{E} = \dfrac{m{c_0}^2}{\sqrt{1 - v^2/{c_0}^2}}$	$\mathcal{E} = m{c_0}^2\sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}$
$T = \dfrac{p^2}{2m}$	$\mathcal{E}^2 - {c_0}^2 p^2 = m^2 {c_0}^4$	$\mathcal{E}^2 - {c_0}^2 p^2 = m^2 {c_0}^4$
$m\dfrac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E} + \dfrac{e}{c_0}\mathbf{v}\text{x}\mathbf{H}$[26] $\dfrac{dT}{dt} = e\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}$	$\dfrac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \dfrac{e}{c_0}\mathbf{v}\text{x}\mathbf{H}$ $\dfrac{d\mathcal{E}}{dt} = e\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}$	$m\dfrac{d\mathbf{v}}{dt} = \dfrac{c}{c_0}e\mathbf{E} + \dfrac{e}{c_0}\mathbf{v}\text{x}\mathbf{H}$ $\dfrac{d\mathcal{E}}{dt} = e\mathbf{v}\cdot\mathbf{E}$

В работах [3] - [5] показано, как рамках предложенной теории могут быть последовательно объяснены многие экспериментальные факты, до настоящего времени объясняемые только в СТО. Например, опыты Майкельсона и Физо, аберрация света, появление атмосферных μ - мезонов у поверхности Земли, Доплер-эффект, ряд известных экспериментов по доказательству независимости скорости света от скорости источника света, распад нестабильных частиц, рождение новых частиц в ядерных реакциях, Комптон-эффект, фото-эффект. Ниже остановимся более подробно на кинематике эффекта Комптона и связанных с этим эффектом интегралах движения.

4 Интегралы движения: импульс и энергия

Обратим внимание на то, что выражение dx^0, по построению, является полным дифференциалом, вследствие чего величина x^0 имеет свойство времени в пространстве Минковского $M^4{}_2$. В результате, в силу механических уравнений Лагранжа, для замкнутой системы импульс и энергия (15), в силу однородности пространства-времени, являются интегралами движения [6, 8]. Выражение для кинетической энергии описывается формулой

$$T = \mathcal{E} - m{c_0}^2 = m{c_0}^2(\frac{c}{c_0} - 1) = m{c_0}^2\left(\sqrt{1 + \frac{v^2}{{c_0}^2}} - 1\right) \approx \frac{1}{2}mv^2. \qquad (23)$$

При $v^2 \ll {c_0}^2$ это выражение, как и в СТО, совпадает с кинетической энергией в классической механике. Изменения энергии $\mathcal{E}$ и импульса $\mathbf{p}$ во времени определяют динамику частицы для пространства Минковского $M^4{}_2$. При $v^2 \ll {c_0}^2$ происходит переход в динамику Ньютона.

Применим соотношения (15) и (23) для описания характеристик движения совокупности частиц. Следуя [2], рассмотрим реакцию рождения частиц с массами $m'_1, m'_2, \ldots, m'_n$ в реакции соударения движущейся частицы m_1 с покоющейся частицей m_2 (мишень). Записывая законы сохранения в виде

$$\begin{array}{c} \mathbf{p}_1 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \ldots + \mathbf{p}'_n, \\ \mathcal{E}_1 + m_2{c_0}^2 = \mathcal{E}'_1 + \mathcal{E}'_2 + \ldots + \mathcal{E}'_n, \end{array} \qquad (24)$$

где импульс и энергия каждой из частиц в общем случае даются формулами (15) ($\mathbf{p}'_i = m'_i\mathbf{v}'_i,\ \mathcal{E}'_i = m'_i c'_i c_0$), используя взаимосвязь между импульсом и энергией ${\mathcal{E}_1}^2 = {c_0}^2{\mathbf{p}_1}^2 + {m_1}^2{c_0}^4$ и свойство инвариантности выражения $(\sum_i \mathcal{E}_i)^2 - {c_0}^2(\sum_i \mathbf{p}_i)^2 = inv$, для пороговой энергии $\mathcal{E}_{1,\text{пор}}$

реакции (24) можем написать

$$(\mathcal{E}_{1,\text{пор}} + m_2 {c_0}^2)^2 - {c_0}^2 {\mathbf{p}_1}^2 = (\sum_i m'_i)^2 {c_0}^4. \qquad (25)$$

Отсюда находим величину пороговой кинетической энергии

$$T_{1,\text{пор}} = \frac{(\sum_i m'_i + m_1 + m_2)(\sum_i m'_i - m_1 - m_2)}{2m_2} {c_0}^2. \qquad (26)$$

Она совпадает с аналогичной величиной в СТО [2]. Отличие возникает при вычислении скорости падающей частицы и пороговой скорости продуктов реакции. Учитывая выражение для энергии $\mathcal{E}_{1,\text{пор}} = T_{1,\text{пор}} + m_1 {c_0}^2$, находим пороговую скорость частицы m_1:

$$v_1 = c_0 \sqrt{\left[1 + \frac{(\sum_i m'_i + m_1 + m_2)(\sum_i m'_i - m_1 - m_2)}{2m_1 m_2}\right]^2 - 1}. \qquad (27)$$

Из закона сохранения импульса (24) следует, что скорость конгломерата частиц $\sum_i m'_i$, движущихся с одинаковой (пороговой) скоростью V', будет равна

$$V' = \frac{p_1}{\sum_i m'_i} = \frac{m_1}{\sum_i m'_i} v_1 \qquad (28)$$

Подставляя сюда значения массы протона $m_1 = m_2 = m'_i = m_p$ в случае реакции рождения антипротона в протон-протонном соударении $p^+ + p^+ = p^+ + p^+ + p^+ + p^-$ получаем, что пороговая энергия образования антипротона равна $\mathcal{E}_{1,\text{пор}} = 7 m_p {c_0}^2 \sim 6,6$ ГэВ в согласии с [2], $v_1 = \sqrt{48} c_0 \sim 6,9 c_0$, $V' = \sqrt{3} c_0 \sim 1,7 c_0$ [4].

5 Следствия закона сохранения энергии-импульса для эффекта Комптона

Рассмотрим кинематику процесса рассеяние γ-кванта с энергией $\mathcal{E} = \hbar\omega$ на свободном электроне с энергией покоя $\mathcal{E}_0 = m{c_0}^2$, где m - масса электрона. Воспользуемся законом сохранения энергии-импульса, не конкретизируя выражений для энергии $\mathcal{E}'$ и импульса $\mathbf{p}'$ рассеянного электрона:

$$\begin{aligned} &\hbar\omega + \mathcal{E}_0 = \hbar\omega' + \mathcal{E}'; \\ &\frac{\hbar\omega}{c_0} = \frac{\hbar\omega'}{c_0} cos\theta + p' cos\alpha; \\ &0 = \frac{\hbar\omega'}{c_0} sin\theta - p' sin\alpha. \end{aligned} \qquad (29)$$

Здесь импульс падающего гамма-кванта направлен по оси абсцисс, θ - угол рассеяния гамма-кванта $\hbar\omega'$, α - угол рассеяния электрона, угол θ отсчитывается против часовой стрелки, угол α - по часовой стрелке. Записывая уравнения закона сохранения импульса в виде

$$p'^2 cos^2\alpha = \left(\frac{\hbar\omega}{c_0} - \frac{\hbar\omega'}{c_0}cos\theta\right)^2, \; p'^2 sin^2\alpha = \left(\frac{\hbar\omega'}{c_0}\right)^2 sin^2\theta, \tag{30}$$

возводя в квадрат, складывая, используя закон сохранения энергии и дисперсионное соотношение (17), получаем известное выражение для частоты рассеянного кванта [1, 2]

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}(1 - cos\theta)}. \tag{31}$$

С помощью (31) находим величину импульса рассеянного гамма-кванта:

$$\mathbf{p}'_\gamma = \frac{\hbar\omega'}{c_0}(cos\theta, sin\theta) = \frac{\hbar\omega}{c_0[1 + \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}(1 - cos\theta)]}(cos\theta, sin\theta). \tag{32}$$

Импульс рассеянного электрона может быть найден путем подстановки выражения для частоты рассеянного кванта в систему (30). В результате можем написать

$$\begin{aligned} p'cos\alpha &= \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} mc_0 \frac{(\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)(1 - cos\theta)}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)}; \\ p'sin\alpha &= \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} mc_0 \frac{\mathcal{E}_0 sin\theta}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)}. \end{aligned} \tag{33}$$

$$p'(\theta) = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} mc_0 \frac{\sqrt{\mathcal{E}_0{}^2 sin^2\theta + (\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)^2(1 - cos\theta)^2}}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)}. \tag{34}$$

Взаимосвязь между углами рассеяния электрона α и гамма-кванта θ может быть найдена из системы уравнений (33) и имеет вид

$$tg\alpha = \frac{\mathcal{E}_0 sin\theta}{(\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)(1 - cos\theta)}. \tag{35}$$

Равенство $\alpha = 0$ индуцирует решения $\theta = \pm k\pi, \; k = 0, 1, 2, \ldots$, что соответствует распространению рассеянного гамма-кванта по направлению движения комптоновского электрона, и против направления его движения.

Полагая $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, находим выражения для импульса p' электрона, рассеянного вперед при $\alpha = 0$:

$$\begin{aligned} &\alpha = 0; \quad \theta = 0; \quad \omega' = \omega; \qquad\qquad p'_{\theta=0} = 0; \\ &\alpha = 0; \quad \theta = \pi; \quad \omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{2\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}}; \quad p'_{\theta=\pi} = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} mc_0 \Big[1 + \frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_0 + 2\hbar\omega}\Big]. \end{aligned} \tag{36}$$

Величина энергии комптоновского электрона может быть найдена путем подстановки импульса (34) в дисперсионное соотношение (17). В итоге находим:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}' = \sqrt{{\mathcal{E}_0}^2 + \hbar^2\omega^2 \frac{{\mathcal{E}_0}^2 sin^2\theta + (\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)^2(1 - cos\theta)^2}{[\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)]^2}} = \\ \mathcal{E}_0 + \frac{\hbar^2\omega^2(1 - cos\theta)}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)}. \end{aligned} \tag{37}$$

Второй, компактный вариант этой формулы может быть получен с помощью закона сохранения энергии (29) с учетом частоты рассеянного кванта (31). Непосредственной проверкой можно показать, что оба варианта переводимы друг в друга. Существенно, что все полученные выше результаты не зависят от конкретных выражений для энергии и импульса ($\mathcal{E} = m{c_0}^2/\sqrt{1 - v^2/{c_0}^2}$, $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/\sqrt{1 - v^2/{c_0}^2}$ - в ${M^4}_1$, и $\mathcal{E} = m{c_0}^2\sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}$, $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ - в ${M^4}_2$). Поэтому, в силу единых законов сохранения (29) и дисперсионного соотношения (17), они являются общими для обоих пространств Минковского. Различия проявляются при учете трансформационных свойств времени t в ${M^4}_1$ и ${M^4}_2$ и возникают при вычислении скоростей рассеянного гамма-кванта и комптоновского электрона. С помощью формулы (34) находим, что в пространстве ${M^4}_2$ скорость v' комптоновского электрона определяется выражением

$$v'(\theta) = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} c_0 \frac{\sqrt{{\mathcal{E}_0}^2 sin^2\theta + (\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)^2(1 - cos\theta)^2}}{\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1 - cos\theta)}. \tag{38}$$

Величина (38) обращается в нуль при $\theta = 0$. При $\theta = \pi$ скорость электрона будет превышать скорость света, если выполняется неравенство

$$v'(\alpha = 0, \theta = \pi) = c_0 \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} \frac{2(\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)}{\mathcal{E}_0 + 2\hbar\omega} > c_0. \tag{39}$$

В соответствии с (39) сверхсветовое движение вперед рассеянного электрона начинается с энергии падающего гамма-кванта

$$\hbar\omega > \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \sim 360 \text{ кэВ}. \tag{40}$$

Таким образом, из кинематики эффекта Комптона с нарушенной инвариантностью скорости света следует, что при комптоновском рассеянии в пространстве $M^4{}_2$ возможно появление сверхсветовых электронов. Сверхсветовое движение комптоновских электронов начинается с энергии падающих гамма-квантов, превышающих энергию $\hbar\omega > \mathcal{E}_0/\sqrt{2} \sim 360$ кэВ. Переход к формулам СТО может быть осуществлен с помощью соотношений

$$v = \frac{w}{\sqrt{1 - w^2/{c_0}^2}}, \ w = \frac{v}{\sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}}, \tag{41}$$

где v - скорость комптоновского электрона в пространстве $M^4{}_2$, w - скорость комптоновского электрона в пространстве $M^4{}_1$ (в СТО):

$$w'(\theta) = \frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0} c_0 \sqrt{\frac{{\mathcal{E}_0}^2}{\hbar^2\omega^2 + \frac{{\mathcal{E}_0}^2[\mathcal{E}_0 + \hbar\omega(1-cos\theta)]^2}{[{\mathcal{E}_0}^2 sin^2\theta + (\mathcal{E}_0 + \hbar\omega)^2(1-cos\theta)^2]}}} < c_0. \tag{42}$$

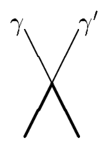
Взаимосвязь (41) соответствует равенству энергий рассеянного электрона в обоих пространствах.

Для определения скорости рассеянного гамма-кванта в подпространстве $M^4{}_2$ одних уравнений сохранения энергии-импульса недостаточно. Необходимы определенные предположения относительно механизма рассеяния.

6 Возможные механизмы комптоновского рассеяния

6.1 Локальное рассеяние

Предположим, что падающий гамма-квант рассеивается покоющимся электроном в точке его нахождения в соответствии с диаграммой Фейнмана



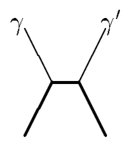
$$\gamma + e^- \to \gamma' + e^{-\prime}.$$

На рисунке тонкие линии соответствуют гамма-квантам, - жирные - электронам. В результате взаимодействия в соответствии с формулой

$c' = c_0\sqrt{1+v^2/c_0{}^2}$ скорость рассеянного гамма-кванта будет равна $c' = c_0 = 3\cdot 10^{10}$ см/сек и не будет зависеть от угла рассеяния θ. Скорость вперед рассеянного кванта $(\theta = 0)$, равно как и скорость назад рассеянного кванта $(\theta = \pi)$ будет одной и той же, равной величине $3\cdot 10^{10}$ см/сек. Электрон приобретает скорость (38), становясь электроном $e^{-\prime}$.

6.2 Нелокальное рассеяние. Вариант А

В соответствии с представлениями квантовой электродинамики [1, 2] предположим, что процесс рассеяния описывается диаграммой Фейнмана



$$\gamma + e^- \to (e^-)_v \to \gamma' + e^{-\prime}.$$

Падающий γ-квант поглощается покоящимся электроном в некоторой точке пространства-времени, после чего образуется промежуточное состояние - виртуальный электрон $e^-{}_v$, который затем испускает γ'-квант в другой точке пространства-времени и становится свободным рассеянным электроном $e^{-\prime}$. Определяя массу m_v и скорость виртуального электрона v_v из закона сохранения энергии-импульса [3]

$$\hbar\omega + \mathcal{E}_0 = m_v c_0{}^2(1+v_v{}^2/c_0{}^2)^{1/2},\ \hbar\omega/c_0 = m_v v_v, \tag{43}$$

находим выражения для массы виртуального электрона и скорости его перемещения

$$\begin{gathered} m_v = \frac{\sqrt{\mathcal{E}_0{}^2 + 2\hbar\omega\mathcal{E}_0}}{c_0{}^2}; \\ v_v = c_0\frac{\hbar\omega}{\sqrt{\mathcal{E}_0{}^2+2\hbar\omega\mathcal{E}_0}} \sim c_0\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\mathcal{E}_0}}, \text{если } \hbar\omega \gg \mathcal{E}_0. \end{gathered} \tag{44}$$

[3] Полная система уравнений с участием виртуального электрона может быть записана в виде

$$\begin{aligned} &\hbar\omega + \mathcal{E}_0 = m_v c_0{}^2(1+v_v{}^2/c_0{}^2)^{1/2},\ \hbar\omega/c_0 = m_v v_v; \\ &m_v c_0{}^2(1+v_v{}^2/c_0{}^2)^{1/2} = \hbar\omega' + \mathcal{E}_0(1+v'^2/c_0{}^2)^{1/2}; \\ &m_v v_v = (\hbar\omega'/c_0)cos\theta + p'cos\alpha;\ 0 = (\hbar\omega'/c_0)sin\theta - p'sin\alpha. \end{aligned}$$

Исключением величин $m_v c_0{}^2(1+v_v{}^2/c_0{}^2)^{1/2}$ и $m_v v_v$ она сводится к системе (29).

Скорость рассеянного γ-кванта окажется равной

$$c' = c_0\sqrt{1+\frac{{v_v}^2}{{c_0}^2}} = c_0\sqrt{1+\frac{\hbar^2\omega^2}{{\mathcal{E}_0}^2+2\hbar\omega\mathcal{E}_0}}. \qquad (45)$$

Она не зависит от угла рассеяния γ-кванта, при $\hbar\omega \gg \mathcal{E}_0$ равна $c' \sim c_0\sqrt{\hbar\omega/2\mathcal{E}_0}$ и всегда больше скорости света c_0.

6.3 Нелокальное рассеяние. Вариант B

Обратим внимание на то, что система уравнений с участием виртуального электрона допускает иной механизм комптоновского рассеяния. А именно: предположим, что виртуальный электрон ${e^-}_v$ спонтанно превращается в свободный электрон $e^{-'}$, который в момент превращения испускает гамма-квант γ' (рассеянный квант). В пространстве ${M^4}_1$, ввиду постоянства скорости света, оба механизма приводят к одному и тому же результату. В ${M^4}_2$ различие вариантов A и B более глубокое. Действительно, в случае B скорость рассеянного гамма-кванта будет определяться выражением

$$c' = c_0\sqrt{1+\frac{{v'}^2}{{c_0}^2}} = c_0\sqrt{1+\left(\frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_0}\right)^2\frac{{\mathcal{E}_0}^2 sin^2\theta+(\mathcal{E}_0+\hbar\omega)^2(1-cos\theta)^2}{[\mathcal{E}_0+\hbar\omega(1-cos\theta)]^2}}, \qquad (46)$$

а не формулой (45), поскольку скорость комптоновского электрона (38) отличается от скорости виртуального электрона (44). В результате скорость рассеянного гамма-кванта начинает зависеть от угла его рассеяния. В случае рассеяния вперед при $\alpha = 0,\ \theta = 0$ эта скорость минимальна и равна $c' = c_0$. Энергия кванта максимальна и, согласно формуле (31), совпадает с энергией первичного кванта $\hbar\omega' = \hbar\omega$. При малых углах рассеяния, когда $sin\theta \sim \theta$, $cos\theta \sim (1-\theta^2/2)$ скорость рассеянного кванта составляет $c' \sim c_0\{1+(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)^2[{\mathcal{E}_0}^2\theta^2+(\hbar\omega)^2\theta^4/4]/[\mathcal{E}_0+\hbar\omega\theta^2/2]^2\}^{1/2}$, если $\hbar\omega \gg \mathcal{E}_0$. При $\theta \ll \mathcal{E}_0/\hbar\omega$ она равна $c' \sim c_0[1+(\hbar\omega\theta/\mathcal{E}_0)^2/2] \sim c_0$. В случае рассеяния назад при ($\theta \sim \pi$) энергия рассеянного кванта будет минимальной $\hbar\omega' \sim \hbar\omega/(1+2\hbar\omega/\mathcal{E}_0) \sim \mathcal{E}_0/2$, а его скорость максимальной $c' \sim c_0(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)$, если $\hbar\omega \gg \mathcal{E}_0$.

7 Сравнение кинематических характеристик Комптон-эффекта в подпространствах ${M^4}_2$ и ${M^4}_1$

В итоге можно отметить следующие особенности кинематики эффекта Комптона в подпространствах Минковского $({M^4}_1, {M^4}_2) \subset F^5$.

- Выражение для частоты рассеянного γ-кванта в ${M^4}_2$ совпадает с аналогичным выражением в ${M^4}_1$ и соответственно в СТО.
- Выражения для импульса и энергии рассеянного комптоновского электрона и рассеянного γ-кванта в ${M^4}_2$ совпадают с аналогичными выражениями в ${M^4}_1$.
- Различия возникают при вычислении скоростей рассеянного кванта и комптоновского электрона. В ${M^4}_1$ скорость рассеянного кванта всегда равна $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, скорость комптоновского электрона не превышает величину c_0.
- В ${M^4}_2$ при рассеянии падающего кванта покоящимся электроном в месте его локализации скорость рассеянного кванта не зависит от угла рассеяния и равна $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек как и в СТО.
- В ${M^4}_2$ в случае испускания рассеянного кванта виртуальным электроном (вариант А) скорость рассеянного кванта не зависит от угла рассеяния, равна $c' = c_0\sqrt{1 + \hbar^2\omega^2/({\mathcal{E}_0}^2 + 2\hbar\omega\mathcal{E}_0)}$ и всегда превышает величину c_0.
- В ${M^4}_2$ в случае спонтанного превращения виртуального электрона в свободный рассеянный электрон с последующим испусканием рассеянного кванта (вариант B) скорость рассеянного кванта зависит от угла его рассеяния; равна $c' \sim c_0$ при рассеянии вперед в область углов $\theta \ll \mathcal{E}_0/\hbar\omega$, и $c' \sim c_0(\hbar\omega/\mathcal{E}_0)$ в обратном направлении.
- В ${M^4}_2$ скорость комптоновского электрона v' стремится к ∞ при $\hbar\omega \to \infty$. Сверхсветовое движение вперед рассеянных комптоновских электронов начинается с энергий падающих квантов $\mathcal{E}_0/\sqrt{2} \sim 360$ кэВ.
- В обоих пространствах Минковского рассеяние электронов вперед $(\alpha = 0)$ соответствует движению рассеянного γ-кванта в обратном направлении $(\theta = \pi)$ с энергией $\hbar\omega' = \hbar\omega/(1+2\hbar\omega/\mathcal{E}_0) \sim \mathcal{E}_0/2 \sim 250$ кэВ при $\hbar\omega \gg \mathcal{E}_0$.

8 Обсуждение и заключение

Рассмотрен вариант математической теории, подобной СТО, но в то же время отличной от нее ввиду обращения к метрике более общего вида (1), где скорость света пробегает непрерывный спектр значений от величины $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек до ∞. С формально-математической точки зрения можно полагать, что пространство с такой метрикой является 5-мерным, и содержит два подпространства Минковского - ${M^4}_1$ на гиперплоскости c_0 с локальным временем $x^0 = c_0 t$, где реализуется СТО, и второе ${M^4}_2$ с нелокальным временем $x^0 = \int_0^t c d\tau$, где реализуется версия теории из настоящей работы и публикаций [3] - [5]. Некоторые наводящие идеи в таком направлении содержатся в известной монографии Паули [7]. На стр. 29 при обсуждении опыта Майкельсона находим:"Может показаться, что наблюдатель в системе K', движущейся вместе с прибором, обнаружит скорость света, равную

$$c' = c\sqrt{1-\beta^2},$$

отличную от измеряемой наблюдателем в K. Такого мнения придерживался Абрагам[4]. ... По Абрагаму, замедление хода часов отсутствует. Точка зрения Абрагама, находящаяся в согласии с результатами опыта Майкельсона, противоречит, тем не менее, принципу относительности, так как допускает принципиальную возможность установить "абсолютное" движение системы".

Интересно отметить, что если приведенную формулу Абрагама разрешить относительно величины c и постулировать $c' = {c_0}' = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, то в итоге как раз реализуются соотношения (2) и (3) из настоящей работы, удовлетворяющей принципу относительности. Таким образом, точка зрения Абрагама оказалась косвенным образом связанной с пространством Финслера (1) и наличием в нем двух подпространств Минковского ${M^4}_1$ и ${M^4}_2$. Это простейший пример обращения к пространствам подобного рода. Однако эта простота имеет глубокий смысл, поскольку обусловлена такими фундаментальными свойствами 3-пространства и времени, как изотропия и однородность. Более сложные примеры, в основу которых положено пространство событий с неоднородным пространством-временем с метрикой $ds^2 = c^{-2N}\Big\{[cdt+(1-N)tdc]^2 - \sum_j (dx^j - Nx^j dc/c)^2]\Big\}$, где N - число, $|c| < \infty$, $j = 1, 2, 3$, рассматривались в работах [24, 28, 29]. Данная метрика допускает введение уже трех подпространств Минковского: на гиперплоскости $c = c_0$=const с време-

[4] Abraham, 1908, $\beta = V/c$ [7].

нем $x^0 = {c_0}^{1-N}t$, на векторах $(x^0 = c^{1-N}t, x^j = (c^{-N}x, c^{-N}y, c^{-N}z))$ с временем $x^0 = c^{1-N}t$, и на гиперплоскости $t = t_0$=const с величиной $x^0 = c^{1-N}t_0$. Роль времени, как скалярного параметра, в последнем из них играет скорость света c. Движения в таком пространстве будут происходить вне привычного понятия времени в пространстве ${M^4}_1$. Что означает с точки зрения физической реальности математическая возможность существования дополнительных пространств Минковского, и имеет ли эта возможность отношение к физической реальности, в настоящее время неясно. Это предмет дальнейших исследований.

В итоге показано, что в подпространстве ${M^4}_2$ возможно последовательное построение теории, в качестве подгруппы симметрии содержащей группу Пуанкаре, и в переменных $(t, \mathbf{x})$ допускающей сверхсветовые движения электромагнитных полей и частиц с действительной массой. В отличие от движений в ${M^4}_1$, описываемых СТО, в подпространстве ${M^4}_2$ на траектории частицы возможно введение единого времени типа времени Ньютона, масса частицы не зависит от скорости ее движения и является такой же фундаментальной характеристикой частицы, как и в классической механике. Координата частицы по оси скоростей света определяется выражением $c = c_0\sqrt{1 + v^2/{c_0}^2}$, где v - скорость частицы, $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек - собственное значение скорости света в системе отсчета, связанной с частицей.

Автор глубоко благодарен академику В.Г. Кадышевскому за обсуждение работы и критические замечания.

Список литературы

[1] А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1969, с. 367.

[2] Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика, М., Наука, 1972, с. 292, 304-306.

[3] 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, D 1, 2-2003-219, p. 143-147; physics/0311041.

[4] 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.

[5] G.A. Kotel'nikov. On the electrodynamics with faster-than-light motion. In the 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.

[6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика. М., Физмагиз, 1958, с. 14-17.

[7] В. Паули. Теория относительности. М.-Л., Гостехиздат, 1947, с. 9-14, 29, 108-134.

[8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973, с. 16, 67, 93-95, 101, 105, 110.

[9] А.А. Логунов. Основы теории относительности. (Конспект лекций). М., Изд. Моск. Унив., 1982, с. 5-50.

[10] Herbert Buseman. The geometry of Finsler spaces. Bulletin of the American Mathematical Society, 1950, v. 56, January to December, p. 5-16.

[11] S. Ikeda. Some constructive comments on the theory of fields in Finsler spaces. Lett. Nuovo Cimento, 1978, v. 21, N 16, p. 567-571.

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

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

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

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

[16] 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.

[17] О. Биланюк, Е. Сударшан. Частицы за световым барьером. В кн.: [16], с. 112-133; Physics Today, 1969, v. 22, May, p. 43-51.

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

[19] Д.А. Киржниц, В.Н. Сазонов. Сверхсветовые движения и специальная теория относительности (вводная статья). В кн.: [16], с. 64-111.

[20] 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.

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

[22] А. Пуанкаре. О динамике электрона. В кн.: Принцип относительности, М., Атомиздат, 1973, с. 134.

[23] Г.А. Котельников. Групповые свойства волнового уравнения с неинвариантной скоростью сета, ТМФ, 1980, т. 42, N 1, с. 139-144.

[24] Г.А. Котельников. Уравнения электродинамики с неинвариантной скоростью света. Изв. ВУЗов, Физика, 1981, N 10, с. 46-51.

[25] В.И. Фущич, А.Г. Никитин. Симметрия уравнений Максвелла. Киев, Наукова Думка, 1983, с. 33.

[26] В.Г. Левич. Курс теоретической физики, т. 1. М., Наука, 1969, с. 176.

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

[28] Г.А. Котельников. Квазары как объекты с видимым сверхсветовым расширением. Обзор ИАЭ им. И.В. Курчатова, М., 1979, 36 с.

[29] Г.А. Котельников. Реализация гипотезы Дирака о зависимости фундаментальных констант от времени в схеме с неинвариантной скоростью света. Изв. ВУЗов, Физика, 1979, N 9, с. 93-95.

Подписано в печать 16.06.2005 Формат 60x90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,25 Тираж 60 экз. Заказ 41. Индекс 3624

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

Индекс 3624

Препринт ИАЭ-6368/1, М., 2005