Академия наук БССР
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова

Физика и техника аэротермооптических методов управления и диагностики лазерного излучения

Сборник научных трудов

Минск 1981

В.Н.Барыкин

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ДВИЖЕНИЕМ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

При измерении параметров электромагнитного поля нужно учитывать влияние приборов, так как взаимодействие с ними является дополнительным фактором изменения характеристик поля. Учесть такое влияние можно с помощью динамических параметров, характеризующих систему отсчета /I/. Этой цели служит формализм хронометрических инвариантов /2,3/, формализмы кинематических инвариантов разного типа /4/. Система отсчета может быть представлена конгруэнцией мировых линий /5/ или полем ортонормированных четырехмерных реперов /6/, или посредством инвариантной тетрады /7/. Сопоставление указанных подходов и обширную библиографию можно найти в /8/.

Однако, как указывается в /9/, "...если в определении физического содержания системы отсчета с самого начала установилось полное единство взглядов, то при попытках геометрически отобразить это содержание имеются до сих пор разногласия и неясности уже в самой постановке задачи". Что касается анализа влияния системы отсчета на параметры события при измерении, то здесь также нет единой точки зрения. В работе Р. Шлегеля / I0 / выдвинута идея о рассмотрении перехода света из одной системы отсчета в другую как процесса, проходящего ряд стадий и состоящего в том, что квантовомеханические объекты (фотоны) меняют свои параметры вследствие измерения. Однако Р.Шлегель ограничился лишь качественным анализом.

Целью настоящей работы является построение алгоритма расчета, в рамках которого может быть учтено влияние движения инерциальной системы отсчета на измеренные параметры электромагнитного поля, оценка величины и характера такого влияния, а также согласование выводов, следующих из алгоритма, с известными экспериментальными данными.

Назовем системой отсчета совокупность проградуированных тел, образующих физическую лабораторию. Пусть заданы две системы отсчета, двигающиеся друг относительно друга инерциально, и свет последовательно проходит каждую из них. На первом этапе событие подвергается воздействию одной системы отсчета и параметры фиксируются в некоторой координатной системе, служащей математическим выражением пространственно-временных характеристик этой системы отсчета. На втором этапе снова происходит измерение параметров, но уже в другой системе отсчета.

Очевидно, невозможно одновременно и в одной и той же точке произвести отсчет параметров события в обеих системах отсчета без дополнительных соглашений о влиянии систем отсчета друг на друга, а также влияния измерения, проводимого в одной системе отсчета, на параметры, полученные в другой. Поэтому в эксперименте мы имеем, с одной стороны, значения, отсчитанные в СКI системы отсчета СОI при определенном воздействии на параметры; с другой стороны, значения, отсчитанные в СК2 системы отсчета СО2 при некотором ином воздействии. Например, за время Δt по часам одной из систем отсчета событие проходит расстояние, параметры которого на оси СКI равны Δx_{α}, $\alpha = 1,2,3$, а через некоторое время ΔT на достаточно большом удалении от СОI событие проходит за время $\Delta t'$(по тем же часам) расстояние, проекции которого на оси СК2 равны $\Delta x'_{\alpha}$, $\alpha = 1,2,3$. При этом измерение пространственно-временных характеристик сопровождается измерением других параметров события.

Проведем учет воздействия на параметры события движения систем отсчета на основе предположения, что "изменение параметров события, которое происходит при взаимодействии электромагнитного поля с инерциальной системой отсчета, обусловленное движением этой системы отсчета, определяется относительным инерциальным потенциалом $\Phi(x,y,z,t)$, величина которого зависит только от скорости движения системы отсчета относительно источника поля, а распределение в пространстве определяется устройством системы отсчета и внешними факторами, влияющими на нее". Установим вначале связь пространственно-временных характеристик события, выбирая в касательном расслоении локальные декартовы системы координат и требуя, чтобы

$$dx'^{\alpha} = a^{\alpha}_{\beta}(\zeta_0, \zeta_1)\, dx^{\beta} \quad , \qquad (I)$$

где a^{α}_{β} - двухточечный оператор, представляющий собой тензор второго ранга; а ζ_0, ζ_1 - фиксированные точки глобального многообразия. Определим вид этого оператора в случае, когда событие переходит в систему отсчета, т.е. проходит область, в которой меняется относительный инерционный потенциал. На всем пути перехода система отсчета влияет на параметры события и на каждой стадии важно знать некоторую интегральную характеристику такого влияния. Такую величину мож но легко задать в одномерном случае для потенциала $\Phi(x)$, который меняется на отрезке $[a,b]$ от значения Φ_1 до Φ_2. Обозначим $\Psi(x) = \frac{d\Phi}{dx}$ и определим выражение

$$\overset{*}{p} = \frac{\int_x^b \Psi(t)\,dt}{\int_a^b \Psi(t)\,dt} = \begin{cases} 0 & x \geq b \\ 0 \div 1 & a < x < b \\ 1 & x \leq a \end{cases}$$

Эта величина определяет степень перехода события в систему отсчета или вероятность того, что на данной стадии измерения будут обнаружены значения параметров поля, равные значениям на конечной стадии измерения. Назовем эту величину отношением.

В соответствии со схемой последовательного измерения параметров мы вправе сравнивать экспериментальные значения, полученные в системе отсчета при заданных отношениях события к системе отсчета в двух точках многообразия.

Определим в касательном многообразии метрику, полагая, что

$$r_{\mu\nu} = e_\mu e_\nu = \begin{cases} 0 & \mu \neq \nu \\ 1 & \mu = \nu = 1,2,3 \\ -F(w) & \mu = \nu = 0 \end{cases},$$

где $w = \overset{*}{p}_1 \cdot \overset{*}{p}_2$.

Потребуем инвариантности интервала в случае, когда $F(w) = \frac{c^2}{w}$. В декартовых прямоугольных системах координат интервал запишется так:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - \frac{c^2}{w}\,dt^2 \quad . \tag{2}$$

Следуя /II/, определим a^α_β для произвольного постоянного w:

$$a^\alpha_\beta = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -v\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{vw}{c^2}\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} . \tag{3}$$

Взаимосвязь пространственно-временных преобразований согласно (3) известна как преобразования Игнатовского – Франка /I2/, а параметр, входящий в преобразования, есть бинарное отношение $w = \overset{*}{p}_1 \cdot \overset{*}{p}_2$. Проанализируем следствия из преобразований (3).

Прежде всего заметим, что изменения, вносимые учетом относительного инерционного потенциала, достаточно велики. Действительно, если для одной из систем отсчета $\overset{*}{p} = 0$, то пространственно-временные характеристики связаны преобразованиями Галилея; если

$\overset{*}{p}_1 = \overset{*}{p}_2 = 1$ – из (3) следуют преобразования Лоренца.

Предложенная схема требует конкретных значений отношений в каждой точке пространства в каждый момент времени. Получить их можно лишь на основе анализа известных экспериментальных данных в том случае, когда есть уверенность, что алгоритм расчета не содержит противоречий.

Проанализируем, к каким изменениям ведет принятие концепции отношения события к системе отсчета на примере анализа общих вопросов электродинамики.

Пусть в одной из систем отсчета событие движется в вакууме при условии, когда оно полностью перешло в данную систему отсчета, т.е. $\Phi = const$ и $\overset{*}{p} = 1$. Из опыта известно, что скорость света в вакууме равна c: за время dt будет пройдено расстояние, проекции которого на оси декартовой системы координат равны dx, dy, dz, а

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = c^2 \qquad (4)$$

Пусть измерение проводится в другой системе отсчета при различных значениях инерционного потенциала. Используя (4) и обратные (3) соотношения, которые отличаются знаком перед скоростью (как и должно быть для систем координат), получим, что при $\overset{*}{p}_1 = \overset{*}{p}_2 = 1$ в другой системе отсчета имеет место соотношение (4) для штрихованных величин. Значит, предложенный алгоритм согласуется с известными экспериментальными данными, согласно которым измеренные значения скорости света в вакууме не зависят от того, покоится или движется инерциальная система отсчета. Однако алгоритм уточняет содержание этого принципа: "Если провести измерение параметров электромагнитного поля в вакууме в двух инерциальных системах отсчета, находящихся в относительном движении при одинаковом отношении события к системам отсчета, тогда $\overset{*}{p}_1 = \overset{*}{p}_2 = 1$, то будут получены одни и те же значения скорости света". Более того, из алгоритма следует вывод, что преобразования Галилея не противоречат принципу постоянства скорости света. Действительно, преобразования Галилея получаются тогда, когда $\overset{*}{p} = 0$, т.е. переход в одну из систем отсчета только начался, принцип же постоянства скорости света дает связь параметров в конечной стадии процесса перехода.

Для установления соотношения между полями, индукциями, зарядами в различных инерциальных системах отсчета воспользуемся принципом относительности. Покажем, прежде всего, что уравнения Максвелла инвариантны относительно пространственно-временных преоб –

разований (3) для произвольного постоянного значения w в интервале $0 \div 1$. Действительно, уравнения Максвелла в декартовой прямоугольной системе координат K имеют вид

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 , \qquad \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho , \tag{5a}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t} , \qquad \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\left(\rho u_x + \frac{\partial D_x}{\partial t}\right) ,$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_y}{\partial t} , \qquad \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c}\left(\rho u_y + \frac{\partial D_y}{\partial t}\right) , \tag{5б}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_z}{\partial t} , \qquad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c}\left(\rho u_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}\right) .$$

Согласно (3)

$$\frac{\partial}{\partial x} = \gamma\frac{\partial}{\partial x'} - \gamma\frac{vw}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'} , \qquad \frac{\partial}{\partial t} = -v\gamma\frac{\partial}{\partial x'} + \gamma\frac{\partial}{\partial t'} ,$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'} , \qquad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'} , \tag{6}$$

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x\frac{vw}{c^2}} , \qquad u'_y = \frac{u_y}{\gamma\left(1 - u_x\frac{vw}{c^2}\right)} , \qquad u'_z = \frac{u_z}{\gamma\left(1 - u_x\frac{vw}{c^2}\right)} .$$

Подставим (6) в (5а). Имеем

$$\gamma\frac{\partial B_x}{\partial x'} = -\frac{\partial B_y}{\partial y'} - \frac{\partial B_z}{\partial z'} + w\frac{\gamma v}{c^2}\frac{\partial B_x}{\partial t'} ,$$

$$\gamma\frac{\partial D_x}{\partial x'} = \rho - \frac{\partial D_y}{\partial y'} - \frac{\partial D_z}{\partial z'} + w\frac{\gamma v}{c^2}\frac{\partial D_x}{\partial t'} . \tag{7}$$

Используя (7), получим

$$\frac{\partial}{\partial y'}\left(E_z + \frac{v}{c}B_y\right)\gamma - \frac{\partial}{\partial z'}\left(E_y - \frac{v}{c}B_z\right)\gamma = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t'} ,$$

$$\frac{\partial}{\partial z'}E_x - \frac{\partial}{\partial x'}\left(E_z + \frac{v}{c}B_y\right)\gamma = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_y}{\partial t'}\gamma - \frac{1}{c}\gamma\frac{\partial w}{\partial t'}\frac{v}{c}E_z ,$$

$$\frac{\partial}{\partial x'}\left(E_y - \frac{v}{c}B_z\right)\gamma - \frac{\partial E_x}{\partial y'} = -\frac{1}{c}\gamma\frac{\partial B_z}{\partial t'} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'}w\frac{v}{c}\gamma E_y , \tag{8}$$

$$\frac{\partial}{\partial y'}\left(H_z - \frac{v}{c}D_y\right)\gamma - \frac{\partial}{\partial z'}\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right)\gamma = \frac{1}{c}\frac{\partial D_x}{\partial t'} + \frac{1}{c}\rho(u_x - v)\gamma ,$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial x'}(H_z - \frac{v}{c} D_y)\gamma = \frac{1}{c}\frac{\partial D_y}{\partial t'}\gamma + \frac{1}{c}\rho u_y - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'} w \frac{v}{c} H_z\gamma \quad ,$$

$$\frac{\partial}{\partial x'}(H_y + \frac{v}{c} D_z)\gamma - \frac{\partial H_x}{\partial y'} = \frac{1}{c}\frac{\partial D_z}{\partial t'}\gamma + \frac{1}{c}\rho u_z + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'} w \frac{v}{c} H_y\gamma \quad .$$

Из сравнения (5а), (5б) и (8) следует, что уравнения Максвелла инвариантны относительно (3) при соотношениях между компонентами полей и зарядами:

$$\begin{array}{lll}
D'_x = D_x \ , & D'_y = \gamma(D_y - \frac{v}{c} wH_z) \ , & D'_z = \gamma(D_z + \frac{v}{c} wH_y) \ ; \\
H'_x = H_y \ , & H'_y = \gamma(H_y + \frac{v}{c} D_z) \ , & H'_z = \gamma(H_z - \frac{v}{c} D_y) \ ; \\
B'_x = B_x \ , & B'_y = \gamma(B_y + \frac{v}{c} wE_z) \ , & B'_z = \gamma(B_z - \frac{v}{c} wE_y) \ ; \\
E'_x = E_x \ , & E'_y = \gamma(E_y - \frac{v}{c} B_z) \ , & E'_z = \gamma(E_z + \frac{v}{c} B_y) \ ;
\end{array} \qquad (9)$$

$$\rho' = \gamma\rho\left(1 - v\frac{wu_x}{c^2}\right) \quad .$$

Рассмотрим вопрос об изменении частоты и направления распространения плоской световой волны. С этой целью потребуем, чтобы фаза волны $\omega t - kr$ не зависела от значения $w = const$. Следовательно,

$$\omega dt - k_x dx - k_y dy - k_z dz = inv \quad . \qquad (10)$$

Подставляя (3) в (10), получим

$$\omega dt - k_x dx - k_y dy - k_z dz =$$

$$= \omega'\gamma(dt - \frac{vw}{c^2} dx) - k'_x\gamma(dx - vdt) - k'_y dy - k'_z dz \quad .$$

Это уравнение должно быть тождеством относительно dx, dy, dz, dt . Вводя величину $k = \frac{\omega}{c} s$ $(k_x = \frac{\omega}{c} s_x,\ k_y = \frac{\omega}{c} s_y,\ k_z = \frac{\omega}{c} s_z)$, где s – единичный вектор, совпадающий по направлению с k , получим

$$\omega = \omega'\gamma(1 + \frac{v}{c} s'_x) \quad , \qquad \omega s_x = \omega'\gamma\left(\frac{vw}{c^2} + s'_x\right) \quad ,$$
$$\omega s_y = \omega' s'_y \quad , \qquad \omega s_z = \omega' s'_z \quad . \qquad (11)$$

Из формул (11) видно, что при переходе света из одной системы отсчета к другую при $w = 0 \div 1$ меняется как направление распростра нения света, так и наблюдаемая частота. Изменяется, как нетрудно видеть, и амплитуда плоской волны.

Итак, предложенный алгоритм дает известные результаты релятивистской теории только в том случае, когда рассматриваются величины, измеренные в одной и другой системах отсчета при полном переходе в эти системы отсчета, реализуемом последовательно в разное время и в разных точках пространства.

Предложенный алгоритм утверждает равноправие преобразований Галилея и преобразований Лоренца в электродинамике. В силу этого попытаемся рассматривать распространение света в плоском многообразии на основе нерелятивистского уравнения Шредингера, допуская тем самым наличие у фотонов пространственно временной структуры, и рассмотрим, согласуются ли наши выводы с имеющимися экспериментальными данными. Если такое согласование имеет место, косвенно будет подтверждена концепция отношения, лежащая в основе предложенного алгоритма, учета влияния относительного движения системы отсчета на параметры света, а также прояснится физика такого воздействия.

Пусть уравнение, описывающее распространение свободных фотонов,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{c\hbar^2}{p} \Delta\Psi \quad , \tag{12}$$

$\hbar$ – постоянная Планка; c, p скорость и импульс фотона соответственно; Ψ – волновая функция фотона. Для случая постоянной энергии фотона решение уравнения (12) имеет вид

$$\Psi = \Psi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} Et\right) \quad .$$

Выполняется следующее уравнение для волновой функции:

$$\Delta\Psi + \frac{pE}{c\hbar^2} \Psi = 0 \quad .$$

Преобразуем его к сферическим координатам. Имеем

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta,\varphi}\Psi + \frac{pE}{c\hbar^2}\Psi = 0$$

Поскольку оператор квадрата момента $\hat{l}^2 = -\hbar^2\Delta_{\theta,\varphi}$, то

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) - \frac{\hat{l}^2}{\hbar^2 r^2} \Psi + \frac{pE}{c\hbar^2} \Psi = 0 \quad . \tag{13}$$

Это уравнение допускает разделение переменных. Будем искать решение (13) в виде

$$\Psi(r,\theta,\varphi) = R(r)Y_{lm}(\theta,\varphi) \qquad (14)$$

Подставляя (14) в (13) и учитывая, что $\hat{l}^2 Y_{lm} = \hbar^2 l(l+1)Y_{lm}$, получим для радиальной части $R(r)$ уравнение

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right) + \frac{p}{c\hbar^2}\left[E - \frac{\hbar^2 c}{p}\frac{l(l+1)}{r^2}\right]R = 0 \quad . \qquad (15)$$

Вероятность того, что фотон, находящийся в состоянии $\Psi(r,\theta,\varphi)$, будет обнаружен в бесконечно малом элементе объема с координатами r, θ, φ, дается выражением

$$dW(r,\theta,\varphi) = |\Psi(r,\theta,\varphi)|^2 r^2 dr d\theta d\varphi \quad .$$

Вероятность обнаружения фотона в телесном угле $d\Omega$ в направлении, определяемом углами θ, φ, дается формулой

$$dW_{lm}(\theta,\varphi) = |Y_{lm}|^2 d\Omega \quad .$$

Решение уравнения (15) для радиальной волновой функции, удовлетворяющее условию конечности в начале координат, имеет вид

$$R_{kl} = cJ_{l+\frac{1}{2}}(kr)/\sqrt{kr} \quad ,$$

где $J_{l+\frac{1}{2}}$ – функция Бесселя полуцелого порядка, $k = \frac{p}{\hbar}$. Постоянная c определяется условием нормировки. Таким образом, фотон описывается, аналогично другим элементарным частицам, волновой функцией, изменяющейся в пространстве и во времени. При этом, как и должно быть, имеет место закон сохранения плотности вероятности. Действительно, рассмотрим интеграл $\int_v |\Psi|^2 dv$, представляющий вероятность нахождения частицы в объеме v. Найдем производную от последнего интеграла по времени, воспользовавшись для вычисления $\frac{\partial\Psi}{\partial t}$ и $\frac{\partial\Psi^*}{\partial t}$ уравнением (12) и сопряженным к нему. Тогда

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_v \Psi\Psi^* dv = \int_v \left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}\Psi^* + \Psi\frac{\partial\Psi^*}{\partial t}\right)dv =$$

$$= \frac{c\hbar^2}{pi}\oint_S (\Psi\nabla\Psi^* - \Psi^*\nabla\Psi)dS \quad ,$$

где поверхность S охватывает объем v, поэтому $$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_V |\Psi|^2 dv = \frac{c\hbar}{pi}\oint\limits_S (\Psi\nabla\Psi^* - \Psi^*\nabla\Psi)dS \quad . \qquad (16)$$

Введем вектор $j = \frac{c\hbar}{pi}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*)$. Тогда (16) перепишется в виде

$$-\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_V |\Psi|^2 dv = \oint\limits_S j_n dS \quad .$$

Уравнение (16) показывает, что плотность вероятности удовлетворяет закону сохранения, а введенный вектор имеет смысл плотности потока вероятности. В дифференциальной форме

$$\frac{\partial|\Psi|^2}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0 \quad .$$

Для свободно движущегося фотона возьмем волновую функцию в виде плоской волны $\Psi = A\exp\left[\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{i} - Et)\right]$. Используя выражение для j, получаем

$$\vec{j} = 2\vec{n}c|A|^2 \quad ,$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении распространения фотонов, c – скорость их движения, A – амплитуда плоской волны.

Рассмотрим вопрос об отражении и преломлении света при прохождении фотонов, подчиняющихся уравнению (12), перпендикулярно поверхности раздела двух покоящихся друг относительно друга сред. Пусть в одной среде фотоны движутся со скоростью c_1, в другой – со скоростью c_2 в направлении оси OX, а граница раздела находится при $x = 0$. Напишем уравнения для стационарных состояний в первой и во второй средах:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = 0 \quad ,$$

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k'^2\Psi = 0 \quad .$$

Их решения таковы:

$$\Psi(x) = A_1e^{ikx} + B_1e^{-ikx} \quad , \qquad \Psi(x) = A_2e^{ik'x} + B_2e^{-ik'x} \quad . \qquad (17)$$

Амплитуды A_1, A_2, B_1, B_2 являются постоянными интегрирования. Зададим поток частиц, падающих на барьер $j_o = 2c_1|A_1|^2$. Выберем для простоты поток таким, чтобы $A_1 = I$. Потребуем, чтобы волновые функции и их первые производные были непрерывны при $x = 0$. Из (I7) с учетом последних условий получаем

$$1 + B_1 = A_2 \quad ,$$

$$k(1-B_1)\ k'A_2 \quad .$$

Из этих уравнений находим амплитуды A_2 и B_1 :

$$B_1 = \frac{k - k'}{k + k'} \quad , \qquad A_2 = \frac{2k}{k + k'} \quad .$$

Для потока отраженных и проходящих фотонов имеем соответственно

$$j_r = 2c_1|B_1|^2 \quad , \qquad j_D = 2c_2|A_2|^2 \quad .$$

Так как плотность падающих фотонов $j_o = 2c_1$, получаем следующее выражение для коэффициентов отражения и преломления:

$$R = \left(\frac{k - k'}{k + k'}\right)^2 \quad , \qquad D = \frac{4k^2}{(k+k')^2}\frac{c_2}{c_1} \quad . \qquad \text{(I8)}$$

Для того чтобы выполнялось соотношение $R+D = I$, выражающее закон сохранения числа частиц, необходимо, чтобы $k' = k\,\frac{c_2}{c_1}$. Тогда выражения (I8) оказываются симметричными по отношению к k и k', т.е. для частиц заданной энергии коэффициент отражения (а также прохожде - ния) оказывается не зависящим от направления движения частицы. Поскольку $c_1 = n_{21}c_2$, то выражения (I8) совпадают с формулами Френеля. Значит, уравнение (I2) может быть использовано для анализа законов отражения и преломления света без обращения к уравнениям Максвелла.

Покажем, что разумные результаты получаются при описании дифракционных явлений. Рассмотрим распространение потока фотонов, движущихся в направлении оси OX и взаимодействующих с бесконечно длинной щелью, расположенной в плоскости YOZ и имеющей конечную ширину. Поскольку в условиях указанной симметрии $\Psi \neq \Psi(z)$, то уравнение стационарных состояний запишется в виде

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + k^2\Psi = 0$$

Если Ψ и $\frac{\partial\Psi}{\partial n}$ на поверхности заданы, то значения поля в точке p дается формулой /13/

$$4\pi\Psi_p = \int\left\{\Psi\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikR}}{R}\right) - \frac{\partial\Psi}{\partial n}\frac{e^{-ikR}}{R}\right\}dS ,$$

где R – расстояние точки p от элемента поверхности dS. Для конечной щели шириной $2a$

$$\Psi = \frac{i}{2}\sqrt{\frac{k}{2\pi}}\int_{-a}^{a}\frac{1+\cos\Theta}{\sqrt{r}}\,e^{-i(kr-\frac{\pi}{4})}dy .$$

Для больших r имеем $r = r_0 - x\sin\Theta$.

$$\Psi = i\sqrt{\frac{k}{2\pi r_0}}\,(1+\cos\Theta)e^{-i(kr_0-\frac{\pi}{4})}\frac{\sin(ka\sin\Theta)}{k\sin\Theta} .$$

Основная зависимость от угла дается множителем $\frac{\sin(ka\sin\Theta)}{k\sin\Theta}$, с помощью которого описывается обычно дифракционная задача /13/. Из решения аналогичной задачи для двухмерной дифракционной решетки получаются как условие для углов дифракции на решетке

$$\sin\Psi_m = m\frac{\lambda}{d} ,$$

так и выражение для амплитуд m-го порядка.

Рассмотрим теперь уравнение стационарных состояний, полагая, что волновая функция обращается в ноль на границе трехмерной области, удовлетворяющей неравенствам

$$0 \leqslant x \leqslant l_1 , \quad 0 \leqslant y \leqslant l_2 , \quad 0 \leqslant z \leqslant l_3 .$$

Уравнение стационарных состояний имеет вид

$$-\frac{c\hbar^2}{p}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right) = E\Psi , \qquad (19)$$

а граничные условия

$$\Psi(0,y,z) = \Psi(x,0,z) = \Psi(x,y,0) = 0 ,$$
$$\Psi(l_1,y,z) = \Psi(x,l_2,z) = \Psi(x,y,l_3) = 0 .$$

Решение уравнения (19) запишется в виде

$$\Psi = B\sin k_1x\sin k_2y\sin k_3z .$$

Подставляя Ψ в уравнение (19), получим

$$\frac{c\hbar^2}{p}(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) = E . \qquad (20)$$

Из граничных условий следует, что

$$k_1 l_1 = \pi n_1 \quad , \quad k_2 l_2 = \pi n_2 \quad , \quad k_3 l_3 = \pi n_3 \quad . \qquad (21)$$

Подставляя (21) в (20), получим

$$p = \frac{\hbar}{2}\left(\frac{n_1^2}{l_1^2} + \frac{n_2^2}{l_2^2} + \frac{n_3^2}{l_3^2}\right)^{1/2} \quad .$$

Из полученных формул следует вывод о том, что постоянное значение импульса для фотона может быть реализовано при различных пространственных конфигурациях, а изменение волновой функции ведет к изменению импульса. Из эксперимента известно, что импульс фотона обратно пропорционален длине волны. Для оценки полученного выражения для импульса положим

$$l_1 = l_2 = l_3 = L \quad , \quad n_1 = n_2 = n_3 = n \quad .$$

Имеем из эксперимента $p = \frac{h}{\lambda}$, расчет дает $p = 3\pi\hbar \frac{n}{L}$. Это означает, что пространственно-временные характеристики фотона определяются длиной волны. Следовательно, если при взаимодействии с системой отсчета происходит изменение частоты (а следовательно , и длины волны), то фотон испытывает своеобразное сжатие или растяжение.

Итак, приведенные выше выкладки подтверждают, что алгоритм расчета электродинамических явлений на основе концепции отношения является плодотворным.

Проведенный анализ позволяет ответить на вопрос о том,когда важно учитывать влияние приборов на параметры электромагнитного поля. Действительно, известно /I4/, что при переходе из одной среды в другую происходит трансформация параметров света в узком слое порядка длины волны. После прохождения его параметры света можно рассматривать как установившиеся. С другой стороны, сам фотон можно представить как образование с размерами порядка длины волны . Это означает, что процесс перехода из одной системы отсчета в другую характеризуется временами порядка $\tau_0 \sim \frac{\lambda}{c} = t$ и длинами $l_0 \sim \lambda$. Поэтому в том случае, когда пространственные интервалы L и времена τ удовлетворяют условиям $l \gg l_0$, $\tau \gg \tau_0$,нет необходимости учитывать изменение отношения события к системе отсчета в явлениях перехода.

Указанный алгоритм дает возможность лучше понять физику явления и стимулирует проведение экспериментов.

Кроме этого,приведенный алгоритм позволяет выделить два класса величин, свойства которых различны,и тем самым принять бинарную структуру пространства - времени.

С одной стороны, опыт дает характеристики физического мира, которые отражают факт существования движущейся материи. В силу нашего убеждения в абсолютности существования, они должны быть выражены так, чтобы имела место их независимость от состояния движения наблюдателя.Принятие концепции пространственно-временного континуума как прямой суммы трехмерного абсолютного (ньютоновского) пространства и одномерного абсолютного времени позволяет получить такую независимость. Существовать, согласно такой концепции, значит: во-первых, занимать некоторую область абсолютного пространства,и, во-вторых, характеризоваться некоторым интервалом абсолютного времени. Другими словами, признается возможность установления изоморфизма физического объекта по свойствам существования с областью абсолютного пространства и интервалом времени. Такой изоморфизм имеет место, по предположению, для любого физического объекта. Для классических макроскопических объектов такое предположение является выражением опытных данных. Для микроскопических объектов его пока нельзя считать доказанным и можно рассматривать лишь как рабочую гипотезу. Заметим здесь, что структура абсолютного многообразия, равно как и его размерность, при указанном подходе не просто априорные характеристики , а отражение эксперимента. При этом пространственно-временные параметры рассматриваются как отражение приборами общих свойств физических объектов, без которых никаких других параметров просто не может быть. Более того, ясно, что существование предполагает наличие некоторых иных свойств объектов (массы, заряда и т.п.),без которых пространственно-временных свойств также нет.

С другой стороны, пространственно-временные характеристики физического мира отражают особенности процессов и явлений. К пониманию этих особенностей приходят обычно в рамках той или и н о й концепции взаимодействия: с одной стороны, взаимодействие есть такое же объективное свойство мира, как и существование, с другой стороны, именно взаимодействие способно изменить пространственные и временные характеристики объекта. Взаимодействие есть сосуществование различных физических объектов или их частей в рамках модели абсолютного пространства. При этом возможна ситуация, когда пространственно-временные характеристики объекта самого по себе не меняются (или изменением можно пренебречь), а состояние его движения претерпевает существенные изменения. Изменение состояния движения можно характеризовать, используя пространственно-временной континуум, введенный для фиксации свойства существования. Однако при таком подходе мы неизбежно сталкиваемся со следующим противоречием: разные наблюдатели получат разное относительное перемещение точек физического объекта. Действительно, если для одного наблюдателя за время dt смещения точки в системе координат K равны $\{dx^{\alpha}\}$, то за то же время (в рамках концепции абсолютного пространства-времени) смещения точки в системе координат K будут равны $\{dx^{\alpha'}\}$. Используя конструкцию для определения длины в абсолютном пространстве, например метрику евклидова пространства, мы получим по э т и м данным разные результаты. Различное относительное перемещение противоречит абсолютности расстояния, пройденного точкой в абсолютном пространстве. Заметим, что при анализе экспериментальных данных не всегда можно полагать равенство интервалов времен измерений. В самом деле, возможна ситуация, когда проводятся два независимых измерения параметров движущейся материальной точки: первоначально одним наблюдателем фиксируется смещение u^{α} (в произвольной системе координат), а затем в другой области пространства другим наблюдателем - смещение $u^{\alpha'}$. Их соотношение может быть каким угодно и определяется, конечно, экспериментальной ситуацией. При этом конструкция, которая используется для установления существования объекта, хотя и пригодна для анализа свойств сосуществования, иногда плохо отражает его пространственно-временные параметры и оказывается более удобной иная инвариантная конструкция (метрика, связность и т.п.), в рамках которой экспериментальные данные об относительном перемещении укладываются естественным образом. Применительно к электродинамике движущихся сред роль такой конструкции выполняет метрика Минковского. Она инвариантна относительно преобразований Лоренца, именно эти преобразования связывают естественные корепера декартовых систем координат и согласуются с экспериментальными данными.

Итак, опытные данные свидетельствуют о необходимости принятия модели пространственно-временного континуума, которая позволила бы естественным образом согласовать абсолютность существования с относительностью сосуществования (в указанном выше смысле). Такую модель будем называть бинарной и говорить, соответственно, о бинарной структуре пространства и времени.

В качестве ее математического выражения мы используем в работе конструкцию расслоения /I5/, связав выбор базы с существованием, а выбор слоя – с сосуществованием. Будем различать два класса величин: те, которые характеризуют состояние объекта самого по себе (длина, объем, время жизни и т.д.), – их мы определяем в базе или в пространстве состояний; и те, которые определяют относительные характеристики, что происходит с объектом или его частью по отношению к другим объектам, т.е. каково событие, – их мы определяем в пространстве событий (в слое).

Согласно терминологии, объект будет характеризоваться пространственными и временными величинами,отнесенными к пространствам состояний и событий. Поэтому будут иметь место, в частности, две длины и два типа объемов, которые определим следующим образом:

длина объекта есть расстояние между точками в пространстве состояний, взятое в фиксированный момент времени;

длина события (длина второго рода) есть расстояние в пространстве событий, взятое в фиксированный момент времени.

Соответственно определятся и два типа объемов. Заметим здесь, что точки пространства состояний и пространства событий могут быть различны, что способно существенно расширить содержательную сторону информации. Кроме того, очевидно, возможна корреляция между изменением длины события и длины объекта. Ответ на подобный вопрос возможен лишь при задании в расслоении дополнительных структур. Выберем в качестве базы пространство Ньютона, а в качестве слоя – пространство Минковского. Очевидно, при указанном выборе базы и слоя, что абсолютность одновременности является основной особенностью для пространства состояний, а относительность одновременности является основной особенностью для пространства событий . В известной мере можно сказать, что между ними нет противоречия, так как они отражают разные стороны единого пространственно-временного континуума, однако это единство носит диалектический характер, в основе которого заложено более глубокое противоречие: между существованием и сосуществованием.

Выведем уравнение бинарной структуры пространственно-временного континуума. Зададим в базе и слое соответственно формы

$$\omega^{i}\ ,\ \omega^{\alpha}$$

и двухформы

$$\omega^i_k , \quad \omega^\alpha_\beta , \quad \omega^i_\alpha , \quad \omega^\alpha_k \quad .$$

Произвольный вектор запишется в касательном к базе и слою многообразии $n+r$ измерений следующим образом:

$$\vec{x} = x^k \vec{e}_k + x^\alpha \vec{e}_\alpha \quad .$$

Их скалярное произведение имеет вид

$$\langle \vec{x}, \vec{x} \rangle = dL^2 = g_{km} dx^k dx^m + g_{k\beta} dx^k dx^\beta + g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad .$$

Если подпространства ортогональны $\langle \vec{e}_\alpha \vec{e}_m \rangle = 0$, то

$$dL^2 = g_{km} dx^k dx^m + g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad ,$$

и мы естественным образом приходим к пространству событий с метрикой g_{km} и к пространству состояний с метрикой $g_{\alpha\beta}$. Для установления уравнений структуры используем метод подвижного репера. Пусть репер с ортами $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$, $\vec{h}_1$, $\vec{h}_2$ смещается на $d\vec{m}$. Тогда

$$
\begin{aligned}
d\vec{m} &= \omega^1 \vec{e}_1 + \omega^2 \vec{e}_2 + \omega^3 \vec{e}_3 + \Omega^1 \vec{h}_1 + \Omega^2 \vec{h}_2 \quad , \\
d\vec{e}_1 &= \omega^1_1 \vec{e}_1 + \omega^2_1 \vec{e}_2 + \omega^3_1 \vec{e}_3 + \Omega^1_1 \vec{h}_1 + \Omega^2_1 \vec{h}_2 \quad , \\
d\vec{e}_2 &= \omega^1_2 \vec{e}_1 + \omega^2_2 \vec{e}_2 + \omega^3_2 \vec{e}_3 + \Omega^1_2 \vec{h}_1 + \Omega^2_2 \vec{h}_2 \quad , \\
d\vec{e}_3 &= \omega^1_3 \vec{e}_1 + \omega^2_3 \vec{e}_2 + \omega^3_3 \vec{e}_3 + \Omega^1_3 \vec{h}_1 + \Omega^2_3 \vec{h}_2 \quad , \\
d\vec{h}_1 &= \lambda^1_1 \vec{h}_1 + \lambda^2_1 \vec{h}_2 + \theta^1_1 \vec{e}_1 + \theta^2_1 \vec{e}_2 + \theta^3_1 \vec{e}_3 \quad , \\
d\vec{h}_2 &= \lambda^1_2 \vec{h}_1 + \lambda^2_2 \vec{h}_2 + \theta^1_2 \vec{e}_1 + \theta^2_2 \vec{e}_2 + \theta^3_2 \vec{e}_3 \quad .
\end{aligned}
\qquad (22)
$$

Рассмотрим интеграл по замкнутому контуру $\partial\vec{m}$, полагая, что он равен нулю. Используя (22), получим

$$\int d\vec{m} = \iint \Big((\omega^1)' \vec{e}_1 + (\omega^2)' \vec{e}_2 + (\omega^3)' \vec{e}_3 + (\Omega^1)' \vec{h}_1 + (\Omega^2)' \vec{h}_2 +$$

$$+ d\vec{e}_1 \omega^1 + d\vec{e}_2 \omega^2 + d\vec{e}_3 \omega^3 + d\vec{h}_1 \Omega^1 + d\vec{h}_2 \Omega^2 -$$

$$= \iint \Big[(\omega^1)' - \omega^1\omega_1^1 - \omega^2\omega_2^1 - \omega^3\omega_3^1 - \Omega^1\Theta_1^1 - \Omega^2\Theta_2^1 \Big] \vec{e}_1 +$$

$$+ \Big[(\omega^2)' - \omega^1\omega_1^2 - \omega^2\omega_2^2 - \omega^3\omega_3^2 - \Omega^1\Theta_1^2 - \Omega^2\Theta_2^2 \Big] \vec{e}_2 +$$

$$+ \Big[(\omega^3)' - \omega^1\omega_1^3 - \omega^2\omega_2^3 - \omega^3\omega_3^3 - \Omega^1\Theta_1^3 - \Omega^2\Theta_2^3 \Big] \vec{e}_3 +$$

$$+ \Big[(\Omega^1)' - \omega^1\Omega_1^1 - \omega^2\Omega_2^1 - \omega^3\Omega_3^1 - \Omega^1\lambda_1^1 - \Omega^2\lambda_2^1 \Big] \vec{h}_1 +$$

$$+ \Big[(\Omega^2)' - \omega^1\Omega_1^2 - \omega^2\Omega_2^2 - \omega^3\Omega_3^2 - \Omega^1\lambda_1^2 - \Omega^2\lambda_2^2 \Big] \vec{h}_2 = 0 \quad ,$$

Уравнения структуры могут быть записаны так:

$$D\omega^i = \omega^k \wedge \omega_k^i + \omega^\alpha \wedge \omega_\alpha^i \quad ,$$

$$D\omega^\alpha = \omega^\beta \wedge \omega_\beta^\alpha + \omega^k \wedge \omega_k^\alpha \quad .$$

При выборе соотношений

$$\omega_\alpha^i = 0 \quad , \qquad \omega_\beta^\alpha = \frac{1}{2} f_{\beta\gamma}^\alpha \omega^\gamma$$

приходим к уравнениям структуры, используемым в /I6/.

В общем случае пространств с кривизной и кручением уравнения структуры запишутся следующим образом:

$$D\omega^i = \omega^k \wedge \omega_k^i + \omega^\alpha \wedge \omega_\alpha^i + S_{kl}^i \omega^k \wedge \omega^l + S_{\alpha k}^i \omega^\alpha \wedge \omega^k + S_{\alpha\beta}^i \omega^\alpha \wedge \omega^\beta \quad ,$$

$$D\omega_k^i = \omega_k^l \wedge \omega_l^i + \omega_k^\alpha \wedge \omega_\alpha^i + R_{klm}^i \omega^m \wedge \omega^l + R_{k\alpha m}^i \omega^\alpha \wedge \omega^m + R_{k\alpha\beta}^i \omega^\alpha \wedge \omega^\beta \quad ,$$

$$D\omega^\alpha = \omega^\beta \wedge \omega_\beta^\alpha + \omega^k \wedge \omega_k^\alpha + S_{kl}^\alpha \omega^k \wedge \omega^l + S_{\beta k}^\alpha \omega^\beta \wedge \omega^k + S_{\beta\gamma}^\alpha \omega^\beta \wedge \omega^\gamma \quad ,$$

$$D\omega_\beta^\alpha = \omega_\beta^\gamma \wedge \omega_\gamma^\alpha + \omega_\beta^k \wedge \omega_k^\alpha + R_{\beta lm}^\alpha \omega^m \wedge \omega^l + R_{\beta\gamma m}^\alpha \omega^\gamma \wedge \omega^m + R_{\beta\gamma\delta}^\alpha \omega^\gamma \wedge \omega^\delta \quad .$$

Эти уравнения достаточно сложны и требуют для своего решения задания нескольких тензоров четвертого и третьего рангов. Интересной их особенностью является то, что наряду с кручением и кривизной базы и слоя в рассмотрение вводятся смешанные тензоры кривизны и кручения. Может оказаться, что при анализе экспериментальных данных неучет этих членов приводит к противоречиям. Для решения полученных уравнений и необходимых оценок обратим внимание на некоторые важные общие особенности движения реперов и структуру измерительной процедуры.

При рассмотрении движения реперов в слое следует обратить внимание на то, что эти движения могут быть существенно различны по своим физическим свойствам. К одному типу следует отнести локальные вращения репера в точке пространственно-временного многообразия. В этом случае один репер заменяется другим и локальн о е смещение выражается посредством матрицы преобразований $\tilde{\omega}_{a}^{a'}$

$$dx^{a'} = \tilde{\omega}_{a}^{a'}\, dx^{a} \quad ,$$

где

$$h^{a'} = \tilde{\omega}_{a}^{a'} \cdot h^{a} \quad , \qquad \tilde{\omega}_{a'}^{a} \cdot \tilde{\omega}_{a}^{b'} = \delta_{a'}^{b'} \quad .$$

Такое вращение репера обычно связано с условиями измерений и позволяет установить связь параметров, заданных в одной и другой системах координат (например, покоящейся и движущейся). Само по себе локальное вращение будет зависеть от некоторых внешних и внутренних факторов.

К другому типу движения репера следует отнести измерения его компонентов при бесконечно малом переносе многообразий. Тогда

$$\delta\vec{e}_{k} = \omega_{k}^{n}\vec{e}_{n} = \gamma_{k\lambda}^{n}\, dx^{\lambda}\vec{e}_{n} \quad .$$

Это означает, что коэффициенты вращения Риччи связаны с характеристиками вращения реперов.

Ниоткуда не следует, что коэффициенты ω_{k}^{n} и $\tilde{\omega}_{a}^{a'}$ должны быть отождествлены. Хотя определенная зависимость их друг от друга возможна, однако ее содержание не является априорным. Для установле - ния места измерительной процедуры в пространственно-временной структуре примем следующую гипотезу: "В том случае, если измерение не влияет на параметры физического явления, то от него не должны зависеть ни структура базы, ни структура слоя". Выделим причины,по которым происходит изменение параметров при измерении. Во-первых,реализуется прямое воздействие системы отсчета на параметры явления как по внешним (базовым), так и по внутренним (слоевым) свойствам; во-вторых, при измерении может происходить изменение эталонов как от внешних, так и от внутренних причин; в третьих, одно измерение долж но быть независимым от другого, иначе возможна ситуация, когда из менение параметров при измерении возможно будет выделить в чистом виде.

Итак, при измерении мы сталкиваемся с проблемой согласован ного учета взаимных связей для объекта, который мы изучаем, с другими объектами и выделенным объектом, называемым системой отсчета. Располагая все физические объекты в базе (и выбирая ее такой или другой по физическим соображениям), мы обязаны ввести в рассмотрение слой (как пространство событий для объекта), а также дополни - тельную структуру (например, еще один слой). Если этого не сде - лать, определенности в постановке задачи анализа экспериментальных данных при учете влияния измерения мы не получим.

Из вышесказанного следует сделать вывод, что измерительная процедура, с геометрической точки зрения, есть построение некото - рой структуры в расслоении, т.е. задание дополнительных условий. В частности, это могут быть связи форм первого и второго ранга.

Рассмотрим один из вариантов таких дополнительных условий. Пусть задана глобальная система координат K с координатами x^μ. Зададим в каждой точке дополнительно реперы отсчета $\vec{H}^a$ и $\vec{H}'^b$ с координатами x^a и x'^b соответственно. Установим соотношение диф ференциалов координат по обычному правилу:

$$dx^a = H^a_\mu dx^\mu \quad , \qquad\qquad dx'^b = H'^b_\mu dx^\mu \quad .$$

Зададим теперь в каждой точке реперы измерения, которые обозначим $\vec{h}_a$ и $\vec{h}_{b'}$. Определим интервал на основе локальной мет- рики η_{ab} по правилу

$$dp^2 = (\vec{h}_a \cdot \vec{h}_b)dx^a dx^b = \eta_{ab} H^a_\mu H^b_\nu dx^\mu dx^\nu \quad .$$

Требуя инвариантности указанного интервала, установим соот- ношение между параметрами, измеренными на разных стадиях перехода в систему отсчета. Действительно, из инвариантности интервала имеем

$$\eta_{a'b'} = \tilde{\omega}^a_{a'} \tilde{\omega}^b_{b'} \eta_{ab} \quad .$$

Следовательно, соотношение отсчетных значений задается правилом

$$dx^{b'} = \tilde{\omega}^{b'}_b dx^b \quad .$$

Предложенная схема отражает основные особенности такого подхода к сравнению измеряемых значений, когда по фиксированному отсчетному параметру в системе координат K можно установить параметры в системе координат K' на разных стадиях перехода события в нее. Каков закон перехода? Понятно, что если у нас имеются два различных объекта, то возможны разные законы перехода. Обратим внимание на то, что параметры объекта могут быть различных типов. Проиллюстрируем это на выражении для силы Лоренца.

$$\vec{F} = \rho\left\{\vec{E} + \left[\frac{\vec{v}}{c},\vec{B}\right]\right\} .$$

В него входят три типа параметров: ρ - плотность заряда, $\vec{E}$, $\vec{B}$ - характеристики полей, индукций; $\vec{v}$ - скорость движения заряда. Если законы их преобразования различны, то об инвариантности следует говорить с осторожностью.

В работе переход света описывается с помощью отношения - скалярного поля, нормированного на единицу. В общем случае отношение есть структурная характеристика, разная для различных объектов. Уравнения Максвелла допускают такую возможность. Действительно, соотношения между полями, вытекающие из инвариантности уравнений, не зависят от наличия источников. В то же время физически ясно, что возможна ситуация, когда свет находится в пределах системы отсчета, а заряд - нет. Поэтому переход света и заряда будет происходить поразному. Принимая модель, согласно которой электромагнитное поле с источником есть совокупность фотонов и зарядов, мы обязаны при рассмотрении перехода в новую систему отсчета делать допущение об одинаксвости законов преобразования для полей и источников в том смысле, что преобразование полных уравнений осуществляется одним оператором, например,с помощью однопараметрических пространственно-временных преобразований. На самом деле ситуация требует доказательства этой гипотезы или на основе теоретических построений, или экспериментальных данных.Принятие лоренц-ковариантности полной системы уравнений соответствует гипотезе неотличаемости операторов перехода для поля и заряда. Такая точка зрения принадлежит А.Эйнштейну и согласуется с экспериментальными данными в электродинамике движущихся сред.

В заключение рассмотрим вопрос о динамических уравнениях материальной точки. Будем искать инвариантное относительно преобразований (3) выражение для четырехсилы и четырехускорений. Запишем (3) в явном виде:

$$x' = \gamma(x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \gamma\left(t - x\frac{v}{c^2}w\right) \quad . \qquad (23)$$

Взаимосвязь скоростей, согласно (23), имеет вид ($u_0 = ic$)

$$u'_1 = \frac{u_1 + i\beta u_0}{1 - w\frac{v}{c^2}u_1}, \quad u'_2 = \frac{u_2\sqrt{1 - w\frac{v^2}{c^2}}}{1 - w\frac{v}{c^2}u_1}, \quad u'_3 = \frac{u_3\sqrt{1 - w\frac{v^2}{c^2}}}{1 - w\frac{v}{c^2}u_1} \quad . \qquad (24)$$

Определим обобщенный четырехвектор соотношениями

$$x'_1 = \gamma\Omega(x_1 + i\beta x_0), \quad x'_2 = \Omega x_2, \quad x'_3 = \Omega x_3, \quad x'_0 = \gamma\Omega(x_0 - iw\beta x_1), \qquad (25)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, Ω – произвольный множитель. Нетрудно видеть, что (24) образуют компоненты обобщенного четырехвектора, если

$$\Omega = \frac{1}{\gamma}\left(1 - w\frac{v}{c^2}u_1\right)^{-1} \quad .$$

Рассмотрим теперь четырехвектор ускорений, определенный следующим образом:

$$w_\alpha = \Lambda(\overset{\circ}{u}_\alpha + \varkappa^2 \vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}} u_\alpha) \quad , \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad ,$$

$$w_0 = ic\Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}} \quad .$$

Требуя выполнения (25), получим

$$\Lambda'\overset{\circ}{u}{}'_1 + \Lambda'\varkappa'^2\vec{\beta}'\overset{\circ}{\vec{\beta}}{}' u'_1 = \gamma\Omega_1(\Lambda\overset{\circ}{u}_1 + \Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}}u_1 - v\Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}}) \quad ,$$

$$\Lambda'\overset{\circ}{u}{}'_2 + \Lambda'\varkappa'^2\vec{\beta}'\overset{\circ}{\vec{\beta}}{}' u'_2 = \gamma\Omega_1(\Lambda\overset{\circ}{u}_2 + \Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}}u_2) \quad ,$$

$$\Lambda'\overset{\circ}{u}{}'_3 + \Lambda'\varkappa'^2\vec{\beta}'\overset{\circ}{\vec{\beta}}{}' u'_3 = \gamma\Omega_1(\Lambda\overset{\circ}{u}_3 + \Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}}u_3) \quad , \qquad (26)$$

а также

$$ic\Lambda'\varkappa'^2\vec{\beta}'\overset{\circ}{\vec{\beta}}{}' = \gamma\Omega_1\left[ic\Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}} - icw\frac{v}{c^2}(\Lambda\overset{\circ}{u}_1 + \Lambda\varkappa^2\vec{\beta}\overset{\circ}{\vec{\beta}}u_1)\right] \quad . \qquad (26a)$$

С другой стороны, взаимосвязь ускорений при произвольном $w = \mathrm{const}$ согласно (25), имеет вид

$$\overset{\circ}{u}{}'_1 = \frac{[1 - w(v^2/c^2)]^{3/2}}{[1 - w(vu_1/c^2)]^3}\overset{\circ}{u}_1 \quad ,$$

$$\overset{o}{u}{}'_2 = \frac{1 - w\frac{v^2}{c^2}}{\left(1 - w\frac{vu_1}{c^2}\right)^3}\left[\overset{o}{u}_2\left(1 - w\frac{vu_1}{c^2}\right) + w\frac{vu_2}{c^2}\overset{o}{u}_1\right] ,$$

$$\overset{o}{u}{}'_3 = \frac{1 - w\frac{v^2}{c^2}}{\left(1 - w\frac{vu_1}{c^2}\right)^3}\left[\overset{o}{u}_3\left(1 - w\frac{vu_1}{c^2}\right) + w\frac{vu_3}{c^2}\overset{o}{u}_1\right] . \qquad (27)$$

Из (26а) выразим u_1 и подставим в (26). Совпадение с (27) будет обеспечено, если

$$\Omega_1 = \frac{\Lambda'}{\Lambda}\frac{1 - w\frac{v^2}{c^2}}{\left(1 - w\frac{v}{c^2}u_1\right)^2} . \qquad (28)$$

Рассмотрим четырехвектор силы, полагая, что

$$\vec{F} = \frac{e}{c}(\vec{E}\cdot c + [\vec{u}\,\vec{H}]) , \qquad F_0 = \frac{i}{c}w(\vec{E}\,\vec{u}) . \qquad (29)$$

Используя взаимосвязь (9) для компонентов полей, легко проверить, что (29) представляют собой компоненты обобщенного четырехвектора, если соответствующий произвольный множитель равен

$$\Omega_2 = \frac{1}{\gamma\left(1 - w\frac{v}{c^2}u_1\right)} . \qquad (30)$$

Сравнивая теперь два четырехвектора, убеждаемся в том, что они пропорциональны друг другу, если

$$\frac{\Lambda'}{\Lambda} = \frac{1}{\Omega_2} .$$

Выбирая в качестве коэффициента пропорциональности массу покоя, получим следующие уравнения динамики:

$$m_0\Lambda(\overset{o}{\vec{u}} + æ^2\beta\overset{o}{\vec{\beta}}\vec{u}) = \vec{F} ,$$

$$m_0c^2\Lambda æ^2\beta\overset{o}{\beta} = w(\vec{F}\cdot\vec{u}) . \qquad (31)$$

Вывод, предложенный выше, конкретизирует только значения Λ. Именно

$$\Lambda = \left(1 - w\,\frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Выражение для $\varkappa^2$ остается неопределенным. Из уравнений (3I) известные получаются в случае, когда

$$\Lambda = \varkappa \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Если их использовать для иных значений w, то прежде всего следует отметить сложный характер обобщенной работы $w(\vec{F}\cdot\vec{u})$. Суть дела состоит, по-видимому, в том, что анализ физического процесса перехода должен быть согласован с предложениями о выполняемой при этом работе.

Литература

I. Барыкин В.Н. Сб. "Особенности процессов тепло- и массопереноса". Мн., ИТМО АН БССР, 1979.
2. Cattaneo C. Nuovo Cimento, 1958, 10, 318.
3. Зельманов А.Л. ДАН СССР, 1956, 107, 815.
4. Владимиров Ю.С., Ефремов В.Н. Сб. "Гравитация и элементарные частицы". М., Атомиздат, 1973.
5. Денен Г. Эйнштейновский сборник. 1969-1970. М.,"Наука", 1971.
6. Тредер Г. Теория гравитации и принцип эквивалентности (пер. с нем.) М., Атомиздат, 1973.
7. Родичев В.И. Теория тяготения в ортогональном репере. М.,"Наука", 1974.
8. Иваницкая О.С. Обобщенные преобразования Лоренца и их применение. Мн., "Наука и техника", 1969.
9. Родичев В.И. Эйнштейновский сборник. 1974. М., "Наука", 1976.
10. Schlegel R. Foundations of Physics, 1973, v.3, 169.
11. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М., Гостехиздат, 1947.
12. Паули В. Теория относительности. М., Гостехиздат, 1947.
13. Мандельштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М., "Наука", 1972.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., "Наука", 1970.
15. Стернберг С. Лекции по дифференциальной геометрии. М., "Мир", 1970.
16. Коноплева Н.П., Попов В.Н. Калибровочные поля. М., Атомиздат, 1980.

ФИЗИКА И ТЕХНИКА АЭРОТЕРМООПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ
УПРАВЛЕНИЯ И ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Сборник научных трудов

Редактор Царькова В.И. Худ. редактор Гуцева Э.Б.
Техн. редактор Шейбак З.В. Корректор Сауляк С.И.

Подписано в печать 10.0[illegible].8I. АТ 20546 .
Формат 60x84 I/I6.Бумага типографская №2.Печать офсетная.
Печ.л. I[illegible]. Уч.-изд.л. I0. Тираж 300 экз. Заказ 22I.
Цена I руб. 50 коп.

Редакционно-издательский отдел Института тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова АН БССР

Отпечатано на ротапринте Института тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова АН БССР, Минск, Подлесная, 15