(ELWIST 1):ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ ПРИ ФИЗИЧЕСКОЙ ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ ГРУПП ГАЛИЛЕЯ И ЛОРЕНТЦА

ОБЩИЕ РУБРИКАЦИИ:

Электродинамика: дополнительность групп Галилея и Лорентца
Электродинамика: без релятивизма Эйнштейна
Электродинамика: сверхсветовые скорости
Электродинамика: динамика релятивистских эффектов
Электродинамика: новые физические эффекты
Электродинамика: сохранение энергии
Электродинамика: концепция показателя отношения
Электродинамика: спинорная форма
Электродинамика: новые метрики
Электродинамика: стратегия обобщения
Электродинамика: проблемы теории
Электродинамика: пути обобщения
Электродинамика: неполнота теории
Электродинамика: новая модель вакуума

ВИКТОР БАРЫКИН

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ ПРИ ФИЗИЧЕСКОЙ ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ ГРУПП ГАЛИЛЕЯ И ЛОРЕНТЦА

«Новое знание обычно позволяет лучшими способами предугадывать следствия и иногда делать то, что до сих пор было невозможно сделать».

Вайскопф В.

СОДЕРЖАНИЕ

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ

ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что релятивистская электродинамика утвердилась в роли фундаментальной науки с доказательством факта, что уравнения Максвелла в вакууме инвариантны относительно группы Лорентца. С одной стороны, обусловлено это возможностью единого описания экспериментальных данных в электродинамике, используя кинематический подход, базирующийся на группе Лоренца. С другой стороны, успех базируется на использовании в физике пространства Минковского, для которого группа Лоренца является группой изометрий.

Группа Галилея – кинематическая группа нерелятивистской механики – была отодвинута на второй план. Формальное обоснование выглядело примерно так: группа Галилея пригодна в физике только в случае малых скоростей движения тел. Она непригодна для анализа физических полей, в частности, электромагнитного поля.

В соответствии с принятой идеологией было выполнено расширение механики на группу Лорентца. Эта модель экспериментально подтверждена в ряде экспериментов и является основой теории ускорителей. Ситуация в механике выглядела так: для малых скоростей допустимо пользоваться системой уравнений, инвариантных относительно группы Галилея, при больших скоростях требуется использовать уравнения, инвариантные относительно группы Лорентца. Для физиков такой вариант представляется естественным, так как физики привыкли, что законы, справедливые при малых значениях некоторых параметров задачи, могут изменяться, если эти параметры становятся большими. Конечно, было желательно иметь общую модель, которая содержит оба указанных случая.

Для математиков рассматриваемая ситуация представляется неестественной, потому что физическая модель использует для согласования с экспериментом пару неизоморфных симметрий. Переход от группы Лорентца к группе Галилея посредством контракции - масштабного изменения параметров симметрии, для которого требуется устремить скорость света к бесконечности, противоречит физическому условию постоянства и ограниченности скорости света в вакууме.

В связи с отмеченными обстоятельствами появляется ряд вопросов:

- Возможно ли математическое продолжение теории Максвелла на группу Галилея?
- Возможно ли физическое обоснование и экспериментальное подтверждение такого продолжения?
- Как согласуется, в случае успеха в продолжении, электродинамика, инвариантная относительно группы Лорентца и электродинамика, инвариантная относительно группы Галилея?
- Как следует модифицировать механику с учетом предполагаемого обобщения?
- Какая из двух предложенных электродинамик дает корректные предсказания в вакууме?
- Не являются ли оба варианта частными случаями некоторой общей модели?
- Ведет ли ожидаемое обобщение к снятию ограничения на скорость передачи взаимодействия?
- Какие дополнительные изменения требуются в электродинамике в связи с дополнительностью групп Галилея и Лорентца?

В этом статье даны ответы почти на всю совокупность указанных вопросов. Исследование подчинено построению новой интерпретации экспериментов в релятивистской электродинамике, а также анализу возможных новых следствий. Старая интерпретация не разрушается. Показано, что без нее можно обойтись, она не является необходимой. Более того она недостаточна для физического согласования с новыми экспериментальными данными.

Показано, что и группа Галилея, и группа Лорентца физически содержательны и дополняют друг друга в электродинамике.

1.1. ОБОСНОВАНИЕ НЕПОЛНОТЫ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Дан перечень основных нерешённых проблем в теории электромагнитных явлений. На примерах подтверждена конструктивность общепринятой модели и её достоверность. Обоснована стратегия и некоторые возможности обобщения электродинамики движущихся сред.

1.1.1. Некоторые проблемы моделирования электромагнитных явлений

Современная теория электромагнитных явлений является феноменологической. Ее основу образует концепция электрического заряда. Опытным путем установлено, что он существует в природе в виде заряженных частиц, которые являются неделимыми "атомами электричества": электрон имеет заряд $q_e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ кл, массу $m_e = 10^{-30}$ кг, размер $r_e = 10^{-20}$ см. В состав атома каждого элемента входит определенное число электронов, их заряд скомпенсирован положительным зарядом протонов, входящих в ядро атома. Ядро атома мало, в нем практически сосредоточена вся его масса. Рассматривая взаимодействие покоящихся зарядов, мы приходим к понятию электрического поля. Понятие магнитного поля необходимо для описания взаимодействия движущихся зарядов. Известно, что электрические и магнитные поля могут превращаться друг в друга, так как каждое из них есть частный случай электромагнитного поля. Последнее существует самостоятельно, имеет и переносит энергию и импульс. Согласно сложившимся в физике воззрениям, указанные процессы обеспечиваются движением "квазичастиц" - фотонов, которые являются переносчиками взаимодействия между зарядами. Для фотонов, как и для электронов, мы не имеем в настоящее время ни описания их пространственно-временной структуры, ни реалистичных моделей их "устройства" и "жизнедеятельности", до последних лет сохраняется представление об их неделимости, элементарности. В настоящее время экспериментально определен размер электрона $r_e \approx 10^{-20}$ см, что стимулирует разработку моделей для описания его пространственно-временной структуры.

Ситуация для электронов и фотонов во многом аналогична той, которая имела место в начале XX века в теории атомов и молекул. Поэтому в качестве первой и, вероятно, основной нерешенной задачи теории электромагнитных явлений выступает проблема 1: *физически обосновать и построить пространственно-временные модели фотона и электрона*.

Достаточно очевидно, опираясь на достижения квантовой электродинамики, что средствами феноменологической электродинамики сделать это невозможно. Однако начинать анализ необходимо отсюда, так как в этой области мы имеем последовательную теорию, согласующуюся с огромным количеством экспериментальных данных. Для покоящихся сред теория построена Максвеллом [1]. Модель задана системой векторных уравнений в многообразии аффинной связности $R^3 \times T^1$:

$$rot\,\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0\,,\;\; div\,\vec{B} = 0\,,$$

$$rot\,\vec{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}\,,\;\; div\,\vec{D} = 4\pi\,\rho\,,$$

$$\vec{D} = \varepsilon\,\vec{E}\,,\; \vec{B} = \mu\,\vec{H}\,. \qquad (1.1)$$

Здесь $(\rho, \vec{j})$ - плотности зарядов и токов соответственно, $(\vec{D}, \vec{B})$ - векторы электрической и магнитной индукции; $(\vec{E}, \vec{H})$ - векторы напряженностей электрического и магнитного полей; ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; c = 299792,5 км/с - скорость электромагнитного поля в вакууме. В вакууме ε=μ = 1 и уравнения (1.1) имеют вид

$$rot\,\vec{e} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{b}}{\partial t}, \quad div\,\vec{b} = 0,$$

$$rot\,\vec{b} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j, \quad div\,\vec{e} = 4\pi\,\rho. \qquad (1.2)$$

Следуя электронной теории Лорентца [2], ими описывается электромагнитное поле, создаваемое точечными электронами. Поля $\vec{D}$ и $\vec{H}$ в среде рассматриваются, согласно теории дисперсии [3], как осредненные по макроскопической области пространства значения совокупности микрополей, описываемых уравнениями (1.2), согласно соотношениям

$$\vec{D} = \vec{E} + \vec{P}, \; \vec{H} = \vec{B} - \vec{M}. \qquad (1.3)$$

Здесь $\vec{M}$, $\vec{P}$ - векторы намагничивания и поляризации среды, определяемые из дополнительных физических предположений, $\vec{E} \neq \vec{e}$, $\vec{B} \neq \vec{b}$ - осредненные значения напряженностей.

Обобщение уравнений Максвелла, посредством которого удалось охватить большой класс физических явлений, в частности, описать с единых позиций годичную аберрацию света [4], изменение частоты - эффект Допплера [5], опыт Физо [6] по частичному увлечению света движущейся средой, опыт Майкельсона [7], дающий независимость скорости электромагнитного поля от скорости Земли, было достигнуто на основе модификации материальных уравнений электродинамики следующего вида

$$\vec{D} + [\vec{\beta} \times \vec{H}] = \varepsilon\left(\vec{E} + [\vec{\beta} \times \vec{B}]\right),$$

$$\vec{B} + [\vec{E} \times \vec{\beta}] = \mu\left(\vec{H} + [\vec{D} \times \vec{\beta}]\right), \qquad (1.4)$$

где $\vec{\beta} = \vec{U}_{cp}/c$, $\vec{U}_{cp}$ -скорость движения среды. Структура дифференциальных уравнений Максвелла при этом осталась неизменной. Физическое обоснование такой модели дано Эйнштейном А. [8], Пуанкаре А. [9]. Минковский Г. [10] показал, что уравнения (1.4) следуют из материальных уравнений для покоящейся среды (1.1), если преобразовать поля и индукции согласно группе Лорентца Г. [11].

Пуанкаре А. начал, а Эйнштейн А. в основном завершил обоснование системы взглядов, согласно которой понимание и описание электромагнитных явлений в движущихся средах может быть достигнуто только на пути радикального изменения пространственно-временных представлений о мире. До создания электродинамики движущихся сред основную роль в описании физических явлений играло многообразие $R^3 \times T^1$, которое названо ньютоновским пространством. В такой модели отсутствует 4-метрика g_{ik}, а связность Γ^k_{ij} является плоской. Тензор кривизны R^l_{kij}

$$R^l_{kij} = \Gamma^l_{kj,\,i} - \Gamma^l_{ki,\,j} + \Gamma^m_{kj}\Gamma^l_{mi} - \Gamma^m_{ki}\Gamma^l_{mj} \equiv 0, \qquad (1.5)$$

где $\Gamma^l_{kj,\,i} = \partial_i \Gamma^l_{kj}$, равен нулю. Связность не имеет кручения:

$$B^l_{ij} = \Gamma^l_{ij} - \Gamma^l_{ji} = 0. \qquad (1.6)$$

Модель $R^3 \times T^1$ задает расслоенное многообразие [12], базой которого является время T^1, слоем - трехмерное пространство R^3. Такой подход обеспечивает возможность рассмотрения временных и пространственных характеристик как независимых и существенно различных величин. С другой стороны, модель вводит абсолютный интервал длительности $\Delta t = \Delta t'$ и длины $\Delta \vec{r} = \Delta \vec{r}'$ (в евклидовской мере) для инерциальных наблюдателей K и K', координаты систем отсчета которых связаны преобразованиями Галилея

$$t' = t,\ \vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}\,t\,, \qquad (1.7)$$

где $\vec{v}$ - скорость относительного движения. *Следуя Эйнштейну А. [8], только на основе обобщения группы пространственно-временных преобразований (1.7) можно придти к пониманию и описанию явлений в электродинамике движущихся сред*. Здесь мы имеем начало новых физических представлений о пространстве и времени, раздел физики, названный специальной теорией относительности (СТО). Важнейшая роль в ней принадлежит введенной Пуанкаре А. [9] и закрепленной модельно Эйнштейном А. [8] концепции относительности одновременности как новой совокупности взглядов на проблему одновременности.

Основная идея Эйнштейна А. состоит в отказе от универсальной связи времен в форме $t' \neq t$ для "покоящегося" и "движущегося" наблюдателей. Она базируется, во-первых, на принципе относительности (ПО) [8], согласно которому "... не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя и даже, более того, ... что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы". Обычно используется следующая формулировка [8]: "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от того, к какой из координатных систем, движущихся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся". Во-вторых, использован принцип постоянства скорости света в вакууме (ППСС): "Каждый луч света движется в "покоящейся" системе координат с определенной скоростью c независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом" [8]. Иначе говоря, делается добавочное допущение, находящееся с первым в кажущемся противоречии, а именно, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью c, не зависящей от состояния движения излучающего тела".

Заметим, что если принцип относительности представляется естественным, так как естественно требование неизменности вида уравнений электродинамики от выбора системы координат, то принцип постоянства скорости света выглядит достаточно искусственным и противоречащим физической интуиции. Этот тезис подтверждается известными многочисленными нападками на специальную теорию относительности даже после «экспериментального подтверждения» ППСС.

Заметим, что всякая теория, базирующаяся на принципах, обобщается тогда, когда предложена новая модель, в которой указанные принципы выводятся из нее для частного класса физических условий. Отсюда следует проблема 2: *обобщить уравнения феноменологической электродинамики таким образом, чтобы из нее выводились принципы общепринятой современной теории*.

Изложим, ввиду важности, сущность концепции относительности одновременности А. Эйнштейна. Он предложил для анализа данных физического опыта задать время не только в конечной области пространства одной системы координат, но также и в различных системах координат [8]. "Если в точке A пространства помещены часы, то наблюдатель, покоящийся в A, может устанавливать время событий в непосредственной близости к A путем наблюдения одновременных с этими событиями положений стрелок часов. Если в другой точке B пространства также имеются часы, то в непосредственной близости от B тоже возможна временная оценка событий находящимся в B наблюдателем. Однако невозможно без дальнейших предположений сравнить во времени какое-либо событие в A с событием в B: мы определили пока только "A-время" и "B-время" , но не общее для A и B "время". Последнее можно установить, вводя определение, что "время", необходимое для прохождения света из A в B, равно времени, требуемому для прохождения света из B в A. Пусть в момент $t_{A'}$ по "A-времени" луч света выходит из B в A, отражается в момент t_B по "B-времени" от B к A и возвращается назад в A в момент $t_{A'}$ по "A-времени". Часы в A и B будут идти, согласно определению, синхронно, если

$$t_B - t_A = t_{A'} - t_B \, . \tag{1.8}$$

Указанное определение времени в сочетании с ППСС приводит к выводу: "Два события, одновременные при наблюдении из одной координатной системы, уже не воспринимаются как одновременные при рассмотрении из системы, движущейся относительно данной" [8]. Взаимосвязь координат задается преобразованиями группы Лорентца вида

$$t' = \left[t - \frac{\vec{r}\,\vec{v}}{c^2} \right] \Big/ \left(1 - \beta^2\right)^{1/2}, \quad \vec{r}' = \vec{r} + \frac{1}{v^2}\left(\frac{1}{\left(1-\beta^2\right)^{1/2}} - 1 \right)\left(\vec{r}\,\vec{v}\right)\vec{v} - \frac{\vec{v}\,t}{\left(1-\beta^2\right)^{1/2}}, \tag{1.9}$$

где $\vec{v}$ - скорость относительного движения систем координат. Из анализа, проведенного Мандельштамом Л., следует вывод, разделяемый большинством исследователей, что все трудности с интерпретацией опытов в электродинамике и оптике движущихся сред связаны с неправильным применением известных понятий. Теоретики "оперировали понятиями, которые были недостаточно определены, недостаточно ясны, в первую очередь при рассуждениях, которые приводили к противоречию, когда пользовались недостаточно определенным понятием одновременности в различных точках пространства" [13]. Понятно, что относительность одновременности позволяет согласовать ПО и ППСС. На начальной стадии развития теории относительности преобразования (1.9) были получены из условия синхронизации часов, сформулированного выше. Позднее они были обобщены Игнатовским, Франком и Роттом [14], исходя из следующих теоретико-групповых предположений:

- преобразования образуют однопараметрическую однородную линейную группу;
- скорость системы K относительно K' равна с обратным знаком скорости K' относительно K,
- сокращение масштаба, покоящегося в K, с точки зрения K', равно сокращению масштаба, покоящегося в K', с точки зрения K.

Формулы преобразования для системы K', движущейся по оси OX системы K со скоростью v, имеют вид

$$x' = \frac{x - vt}{\left(1 - w\dfrac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \; y' = y \, , \; z' = z \, , \; t' = \frac{t - w\dfrac{v}{c^2}x}{\left(1 - w\dfrac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} \, . \tag{1.10}$$

Знак, величину и физический w смысл им раскрыть не удалось. Отсюда при w=0 имеем преобразования Галилея, при w=1 - преобразования Лорентца. Преобразования, в которых наряду со скоростью v используются и другие параметры, применялись, в частности, в "неопределенной теории относительности" [15]. Из работ Пуанкаре А. [9], Минковского Г. [10], в которых введена 4-метрика псевдоевклидова пространства η_{kn}, имеющая в галилеевских координатах

$$x^1 = x\,, \quad x^2 = y\,, \quad x^3 = z\,, \quad x^0 = ict$$

следующий вид

$$\eta_{kn} = diag\,(1, 1, 1, 1), \tag{1.11}$$

следует, что преобразования Лорентца оставляют (1.11) форминвариантной. Однако, согласно теореме Лагранжа [16], каноническая структура локальной метрики псевдоевклидова пространства определена с точностью до скалярной функции $A(x, y, z, t)$ выражением

$$\Theta^{kn} = diag\big(1, 1, 1, A(x, y, z, t)\big). \tag{1.12}$$

Из требования форминвариантности интервала, построенного по 4-метрике (1.12), следуют, согласно работе [17], преобразования Игнатовского-Франка-Ротта (1.10). Так мы получаем новое звено и ростковую точку обобщения теории электромагнитных явлений: наделить физическим содержанием дополнительные параметры, входящие в преобразования координат и времени. Имеем проблему 3: *найти физическую интерпретацию и возможности обобщения дополнительных величин, входящих в пространственно-временные преобразования инерциальных систем координат*. Предполагается, что она может быть частично решена в формализме систем отсчета.

Минковский Г. [10] показал, используя 4-метрику (1.11), что уравнения Максвелла могут быть представлены в тензорном виде. Имеем ковариантные тензоры $F_{mn}\big(\vec{E}, \vec{B}\big)$, $S_{kmn}(\rho, p\vec{u})$, контрвариантную тензорную плотность $\widetilde{H}^{ik}\big(\vec{H}, \vec{D}\big)$ веса (+1). Согласно определению, при замене координат в четырехмерном пространстве

$$x^k = x^k\big(x^{k'}\big), \quad x^{k'} = x^{k'}\big(x^k\big) \tag{1.13}$$

имеем законы

$$F_{i'j'} = A^i_{i'} A^j_{j'} F_{ij}\,, \ \widetilde{H}^{i'j'} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_i A^{j'}_j \widetilde{H}^{ij}\,, \tag{1.14}$$

выраженные через частные производные и якобиан преобразований координат Δ:

$$A^i_{i'} = \frac{\partial x^i}{\partial x^{i'}}\,, \ A^{i'}_i = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}\,, \ \Delta = \det\left|A^i_{i'}\right|. \tag{1.15}$$

Получим запись для F_{ij}, H_{ij} через компоненты векторов $\big(\vec{E}, \vec{B}\big)$, $\big(\vec{H}, \vec{D}\big)$ в $R^3 \times T^1$:

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -i\,E_x \\ -B_z & 0 & B_x & -i\,E_y \\ B_y & -B_x & 0 & -i\,E_z \\ i\,E_x & i\,E_y & i\,E_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -H_z & H_y & -i\,D_x \\ H_z & 0 & -H_x & -i\,D_y \\ -H_y & H_x & 0 & -i\,D_z \\ i\,D_x & i\,D_y & i\,D_z & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_{123} = \rho\,, \quad S_{324} = \rho u_x\,, \quad S_{134} = \rho u_y\,, \quad S_{124} = \rho u_z\,. \tag{1.16}$$

Тензорные плотности, следуя идеологии Клейна Ф., зададим через плотность Леви-Чивита $\widetilde{\varepsilon}^{ikmn}$ веса (+1). Получим

$$\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{\varepsilon}^{ikmn} H_{mn}\,, \ \widetilde{S}^{i} = \widetilde{\varepsilon}^{ikmn} S_{kmn}\,. \tag{1.17}$$

Дифференциальные уравнения Максвелла запишутся в виде:

$$Rot\,F_{mn} = \partial_{[k} F_{mn]} = 0\,, \ Div\,\widetilde{H}_{ik} = \partial_k \widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^{i}\,. \tag{1.18}$$

В работах Схоутена Я.А. [18,19] доказано, что они не меняют своего вида при невырожденных голономных преобразованиях координат (1.13), когда

$$\Delta \neq 0,\ \partial_{i'} A^{j}_{j'} = \partial_{j'} A^{j}_{i'}.$$

Уравнения, связывающие поля и индукции, зададим обычным способом

$$\widetilde{H}^{ik} = Y_0 \widetilde{\Lambda}\, \chi^{ikmn} F_{mn},$$

где Y_0 - скалярная функция, $\widetilde{\Lambda}$ - скалярная плотность, χ^{ikmn} - тензор четвертого ранга. Согласно указанному подходу, переход от векторной к тензорной форме дифференциальных уравнений Максвелла есть лишь их новая запись. Она не в состоянии изменить структуру опорного пространственно-временного многообразия, в котором задаются поля. Поэтому, если векторные уравнения заданы в $R^3 \times T^1$, то в нем определены и тензорные. В работе [20] показано, что поля F_{mn}, H_{ik}, S_{ikm} можно определить для различных локальных метрик. Тензорные плотности $\widetilde{H}^{ik}$, $\widetilde{S}^{i}$ выражены через тензорную плотность $\widetilde{\varepsilon}^{ikmn}$, которая также не зависит от локальной метрики. По этой причине из записи дифференциальных уравнений в виде (1.18) невозможно, без дополнительных предположений, сделать вывод о метрической структуре опорного многообразия.

Обратимся к материальным уравнениям. Для них может быть определена зависимость χ^{ikmn} от некоторого метрического тензора. В случае электродинамики вакуума по Лорентцу-Минковскому имеем $\overline{g}^{im} = diag(1, 1, 1, 1)$, скалярную плотность $\sqrt{g}$ веса (+1), скаляр $Y_0 = 1$ и тензор

$$\chi^{ikmn} = 0.5\left(\overline{g}^{im}\overline{g}^{kn} - \overline{g}^{in}\overline{g}^{km}\right). \tag{1.19}$$

Возникает предположение [21], что в электродинамике сред изначально используются два пространственно-временных многообразия: одно, описывающее "помост", на котором реализуется динамика явления, второе - указывающее физические условия, в которых находится поле. Имеем проблему 4: *проанализировать возможности введения в электродинамику и физической интерпретации двух пространственно-временных многообразий, установить их соотношения и функции*.

Обратим внимание на связность пространственно-временных многообразий. Известно, что дифференциальные уравнения Максвелла "не показывают" связность многообразия без кручения [22]. Чтобы доказать этот факт, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} получим

$$\Delta_{[k} F_{mn]} = \partial_{[k} F_{mn]} - 2F_{\sigma[k}\Gamma^{\sigma}_{mn]} = \partial_{[k} F_{mn]}. \tag{1.20}$$

Рассмотрим уравнения для $\widetilde{H}^{ik}$:

$$\Delta_k \widetilde{H}^{ik} = \partial_k \widetilde{H}^{ik} + \widetilde{H}^{\rho k}\Gamma^{i}_{\rho k} + \widetilde{H}^{i\rho}\Gamma^{k}_{\rho k} - \Gamma^{\rho}_{\rho k}\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^{i} = \partial_k \widetilde{H}^{ik}.$$

Последний член разложения обусловлен структурой тензорной плотности $\widetilde{H}^{ik}$. Величина $\widetilde{H}^{\rho k}\Gamma^{i}_{\rho k} = 0$ из антисимметрии $H^{\rho k}$. Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. С другой стороны, известно, что связность многообразия определена с точностью до тензора третьего ранга B^{i}_{jk}, симметричного по нижним индексам [23]. Возникает проблема 5: *охарактеризовать влияние связности многообразия и тензорной свободы в ее задании на структуру уравнений электродинамики, установить физические эффекты, ею вызываемые*.

Обратимся сейчас к физическим аспектам электродинамики движущихся сред. Тогда на одно из первых мест выдвигается анализ причин, по которым скорость передачи взаимодействия "ограничена" скоростью света в вакууме. Согласно ППСС, выступающему в роли краеугольного «камня» релятивистской электродинамики, скорость электромагнитного поля в вакууме не зависит от скорости источника, роль которого играет некоторое излучающее устройство. Этот вывод, представляется физически непоследовательным. В самом деле, СТО отрицает существование эфира как среды, в которой распространяется электромагнитное поле, поле представляет собой самостоятельную сущность. Но тогда единственный физический механизм, который нам известен из теории движения тел, есть движение поля "по инерции" относительно источника излучения. Поскольку вакуум не среда, не эфир и он не может физически повлиять на инерцию поля, должна существовать зависимость скорости электромагнитного поля от движения источника. Физически это означает, что δ-образное возмущение от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{u}$, должно представлять собой сферу радиуса ct с центром в той точке, в которой к моменту времени t расположен источник. Такого поведения поля мы не получаем в теории, основанной на лорентцинвариантной электродинамике вакуума. Согласно этой модели δ-образное возмущение представляет собой сферу с центром в той точке, в которой находился источник в начале излучения. Эти факты хорошо известны. Эйнштейн А. [24] в 1952 году признавал актуальность построения электродинамики вакуума, решения уравнений которой давали бы зависимость скорости поля от скорости источника. Он признался, что в течение всей жизни думал о таком варианте, но не смог найти соответствующих уравнений. По существу, речь идет о приведении в соответствие представления о независимом существовании электромагнитного поля в вакууме с результатами, полученными в лорентцинвариантной электродинамике движущихся сред. Имеем проблему 6: *построить электродинамику вакуума, в которой имеет место зависимость скорости электромагнитного поля от скорости его источника*.

В непосредственной связи с ней находится инициируемая ППСС проблема 7: *в рамках теории электромагнитных явлений обосновать причину экспериментально обнаруженной независимости скорости электромагнитного поля от скорости наблюдателя*. Заметим, что однозначной интерпретации этой проблемы в физической литературе нет. Очевидно, что основная трудность заключается в последовательном, полном описании динамики электромагнитного поля в движущихся измерительных устройствах. Новая модель должна описывать динамическое изменение инерционных характеристик поля в физической среде. Так, если поле распространяется в вакууме, его инерция, из физических соображений, может измениться только за счет взаимодействия с гравитационным полем, она обязана зависеть от скорости первичного излучателя. В плотной среде инерциальные свойства поля определяются скоростью среды. По этой причине имеет место суперпозиция скорости первичного источника измерения и скорости среды. Отсюда следует проблема 8: *построить модель описания инерции электромагнитного поля и ее изменения из-за взаимодействия со средой*. По этому вопросу в физической литературе имеются только отдельные статьи [25].

Обратим сейчас внимание на методику описания физических величин, используемую в СТО. Поскольку данная теория дает предсказания экспериментально наблюдаемых значений, в ней используются величины, измеренные на опыте. При этом СТО применяет классическую теорию измерения, согласно которой экспериментальные устройства не влияют на параметры явления. Поэтому различие компонент полей, скоростей, частот, волновых векторов, полученное различными наблюдателями, СТО объясняет кинематически: их зависимость задается преобразованием соответствующих тензоров и тензорных плотностей посредством группы Лорентца. Такой подход существенно отличается от динамического [26-28], в котором различие величин объясняется взаимодействием поля со средой, когда, в частности, с измерительными устройствами. В этом случае необходимо раскрыть причины соответствующего изменения, его механизм, что полностью исключается в кинематическом варианте описания. Согласно СТО, динамического изменения величин при их измерении нет и быть не может, а различие значений имеет место потому, что различны интервалы времени и длины в покоящейся в и движущейся системах отсчета [29]. Здесь мы имеем корректное, последовательное согласование концепции относительности одновременности с классическим подходом к измерению величин. Предложенный метод не исключает и не заменяет динамического, однако только в последние годы в этом направлении достигнут некоторый прогресс [30]. Получено решение, согласно которому изменение частоты и волнового вектора электромагнитного поля описывается законом, асимптотика которого дает величины, получаемые кинематическим методом. Следуя алгоритму СТО создан формализм S-матрицы в квантовой электродинамике [31], позволяющий по входной волновой функции Ψ_1 определить выходную волновую функцию Ψ_2 без детального описания взаимодействия. Аналогично используется в СТО группа Лорентца. Сформулируем проблему 9: *в электродинамике движущихся сред дать динамическое, альтернативное кинематическому подходу СТО, объяснение различия характеристик электромагнитного поля, измеренных инерциальными наблюдателями, установить законы такого изменения при взаимодействии со средой или системой отсчета (измерительными устройствами)*.

Известно [32], что электромагнитное поле имеет квантово-механическую природу. По этой причине, согласно общепринятой схеме описания и экспериментальным данным, измерение параметров поля неотделимо от влияния на него [33-35]. Несмотря на многочисленные усилия, в физике пока отсутствует последовательная общепринятая математическая схема описания такого процесса. Однако, безотносительно к ней, в силу указанных фактов, актуальна проблема 10: *согласовать результаты классической теории измерений, используемой СТО, с квантово-механической структурой электромагнитного поля*. Она является составной частью, по словам Паули В. [14], великой программы согласования теории относительности и квантовой механики. Известно [36], что элементарные частицы, в частности электрон [37], обладают волновыми свойствами. С другой стороны, электромагнитное поле, согласно теории фотоэффекта [38], опытам Вавилова С.Н. [39], эффекту Комптона [40] имеет корпускулярные свойства. Они установлены в прямых опытах по счету отдельных фотонов [41]. Понятно, что указанные противоречивые свойства фотонов и электронов каким-то образом отражаются в феноменологических уравнениях электродинамики и опытных данных. Отсюда вытекает проблема 11: *найти в уравнениях феноменологической электродинамики движущихся сред "следы" согласованного описания корпускулярных и волновых свойств электромагнитного поля и электронов, установить физические причины и механизм корпускулярно-волнового дуализма*.

Электродинамика движущихся сред, в ее современном виде, базируется на принципах относительности и постоянства скорости света в вакууме. Конструктивность и достоверность такого подхода в достаточной мере оправдали себя. Однако у всякого принципа есть свои функции и границы. Эти вопросы в настоящее время практически не разработаны и потому для развития основ физической теории целесообразно решить проблему 12: *установить функции, роль, место и границы применимости принципа относительности и постоянства скорости света в электродинамике движущихся сред*. Перечень проблем можно продолжить. Мы ограничимся указанными проблемами. Их истоки можно найти в статьях [42-45].

1.1.2. Некоторые проблемы теории электромагнитных явлений

Электродинамика движущихся сред уже на начальной стадии развития позволила теоретически описать все известные в то время экспериментальные данные. Она исходит из уравнений Максвелла (1.1) и материальных уравнений Минковского-Эйнштейна (1.4). Скорость первичного источника излучения в материальные уравнения не входит. В рамках этой модели был предсказан ряд эффектов: поперечный эффект Допплера, изменение массы в динамическом законе Ньютона, независимость скорости поля от скорости источника. Все они подтверждены экспериментами [46]. С дальнейшим использованием СТО получили существенное развитие релятивистская механика, термодинамика, статистическая физика, квантовая электродинамика. Лорентцинвариантная система уравнений широко используется при анализе электромагнитных полей. При этом часто применяется метод Тамма И.Е. и Мандельштама Л.И. [47-48], позволяющий на основе введения потенциалов поля существенно упростить необходимые выкладки. Так описано распространение свободных электромагнитных полей в движущейся среде с учетом пространственной и временной дисперсии, получены выражения для фазовой и групповой скоростей поля, определено поле источника, движущегося по произвольному закону [49-50]. Потребность в этих решениях появилась в начале 60-х годов при исследовании вопросов отражения и преломления волн на движущихся границах раздела [51], при рассмотрении вопросов возбуждения и распространения волн в средах с переменными параметрами, в том числе и в нелинейных средах. Показано, что бегущее изменение свойств среды (волна параметра) дает релятивистское изменение частот и амплитуд распространения волн, которое имеет место при взаимодействии с движущейся границей раздела [52]. Это обстоятельство расширяет сферу применения релятивистских методов. Решены задачи отражения и преломления волн на резких границах раздела движущихся сред, когда скорости перемещения границы раздела и скорости среды по обе стороны от нее направлены по нормали к поверхности. Частными случаями такого разрыва скорости описывается отражение от движущегося зеркала, например, диэлектрика, от движущейся плазмы, а также в системах с бегущими параметрами. В этих случаях результаты получают методом кинематических инвариантов [53]. Перечень успехов общепринятой модели можно легко продолжить, отметив, например, анализ релятивистской плазмы [54-55], расчет ускорителей элементарных частиц [56-57], анализ синхротронного [58], черенковского [59] и переходного [60] излучений. Решен ряд задач теории интерференции и дифракции в электродинамике движущихся сред [61].

Отметим, что серьезному анализу подверглась СТО. Несмотря на многочисленные нападки на нее, она не только выстояла в этой борьбе, но и получила ряд обоснований и приложений. Математический анализ СТО позволил предложить систему аксиом, позволяющих вывести преобразования Лорентца дедуктивным путем [62-65], доказана согласованность постулатов СТО [66], их логическая обоснованность [67] и непротиворечивость [68]. В рамках пространственно-временных преобразований проанализирован вопрос об эквивалентности наблюдателей [69-71]. Дан вывод параметрических пространственно-временных преобразований, более общих, чем преобразования Лорентца [72-73], осуществлено "расширение" СТО на случай движения систем координат со скоростями, большими скорости света в вакууме [74-75], разработаны аспекты теории анизотропного пространства-времени [76-78], предложена дискретная СТО [79], получили применение к решению физических задач обобщенные преобразования Лорентца [80], проведен детальный анализ группы Лорентца [81]. С созданием СТО и ее экспериментальным подтверждением четырехмерный формализм описания физических явлений стал общепринятым [82], теория относительности распространена на расслоенные многообразия. СТО стала неотъемлемым структурным элементом теории гравитации Эйнштейна А. [83-84], калибровочно-инвариантной схемы [85-87], релятивистской полевой теории [88-90], а также единой теории электрослабых взаимодействий [91-93]. Необходимость учета условий измерения стимулировала развитие теории систем отсчета. В ней структура СТО не анализируется, а принимается за основу анализа. В формализме хронометрических инвариантов [94-95] преобразования систем отсчета образуют подмножество всех допустимых координатных преобразований. Изменение величин, происходящее при преобразованиях за пределами этого подмножества, рассматривается как координатный эффект. Позднее система отсчета выделилась в самостоятельное математическое понятие. Она представляется, например, конгруэнцией мировых линий, полем ортонормированных тетрад [96] или посредством инвариантной тетрады [97]. Сопоставление различных формализмов систем отсчета и обширную библиографию можно найти в [80, 97].

Все указанные факты, а их перечень можно легко продолжить, свидетельствуют о высокой степени общности данной системы уравнений и достоверности результатов, получаемых на основе ее решений.

1.1.3. Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений

Будем исходить из многолетнего собственного анализа теоретических и экспериментальных данных в электродинамике движущихся сред. Опыт показал, что целесообразно сосредоточить внимание на таких моментах:

- опираться на теоретико-групповой и дифференциально-геометрический анализ полной системы уравнений и ее возможных обобщений;
- идти по пути синтеза ньютоновской и эйнштейновской моделей пространства-времени, классической и квантово-механической теории измерений;
- искать средства для решения сформулированных выше проблем;
- глубже проанализировать известные экспериментальные факты и те, которые не объяснимы общепринятой теорией.

С моей точки зрения ситуация выглядит так: длительное время ЭДС базировалась на заведомо ложном предположении, что она является полной физической теорией. В этом ее сила, так как анализ ограничен частью содержательной и полезной информации, в этом ее слабость, так как полученные выводы возведены в ранг абсолютных истин. Поскольку такой шаг действительно сделан, движение по пути абсолютизма привело научное знание в тупик, что по ряду аспектов мы сейчас и наблюдаем. Принимая точку зрения Дирака, что классическая теория может быть неверной, мы обязаны идти по пути ее усовершенствования. Общий алгоритм, управляющий таким процессом, по-видимому лучше всего изложен Гильбертом Д.: "Если нам не удается найти решение математической проблемы, то часто причина этого заключается в том, что мы *не овладели еще достаточно общей точкой зрения*, с которой данная проблема представляется лишь отдельным звеном в цепи родственных проблем. В большинстве случаев, когда мы напрасно ищем ответа на вопрос, причина нашей неудачи заключается в том, что еще *не разрешены или не полностью решены более простые и более легкие проблемы*, чем данная. Тогда все дело заключается в том, чтобы найти эти более легкие проблемы и осуществить их решение наиболее совершенными средствами, при помощи понятий, поддающихся обобщению. Вместе с тем бывает и так, что *мы добиваемся ответа при недостаточных предпосылках или двигаясь в неправильном направлении* и вследствие этого не достигаем цели".

И подход, и анализ становятся конструктивными, если удается найти неучтенные ранее общие физические факторы и обстоятельства. В нашем случае роль нового элемента выполняет линейный функционал w, названный *показателем отношения*. Он управляет динамикой изменения скоростей и частот электромагнитного поля, дополняя показатель преломления n, введенный для покоящихся сред. Это дополнение нетривиально, а нелинейности, им индуцируемые, приводят к проблеме катастроф скорости и к задаче преодоления этих катастроф.

С математической точки зрения ситуация выглядит так: в физической модели необходимо учесть когомологии групп и алгебр, используемых в конструкции этой модели. Поясним ситуацию, не детализируя ее.

Обычно принято изучать физические явления, следуя теории представлений групп, с точностью до преобразований эквивалентности $\widetilde{\Gamma}_S = Q^{-1}\Gamma_S Q$, где Γ_S - генераторы алгебры симметрии, Q^{-1} - сплетающие операторы, имеющие самостоятельное происхождение. Использование операторов Q^{-1} соответствует *идее* учета в расчетах и физической модели *деформационных степеней свободы явлений*. Они обусловлены их топологической природой. В инвариантном полиноме

$$\det\widetilde{\Gamma}_S = \det\left(Q^{-1}\Gamma_S Q\right) = \det\Gamma_S$$

неявно присутствует функционал

$$w = \frac{\det Q^{-1}}{\det Q_*^{-1}},$$

где Q_*^{-1} - канонический сплетающий оператор. Скаляр w является элементом нульмерной группы когомологий Хохшильда ассоциативной алгебры g со значениями A, если считать, что $w \in H^0(g, A)$. Поскольку когомологии характеризуют топологию группы симметрии G, они задают, явно или неявно, топологию явления, охватываемого, в том или другом смысле, этой группой. В физической модели могут использоваться разные группы когомологий, выходя за пределы преобразований эквивалентности. Они имеют свое место, значение, смысл и функции в физических моделях, реализуя деформационные степени их свободы и образуя самостоятельную область исследования. Появляется возможность рассматривать когомологии, в том числе весь спектр когомологии Хохшильда $H^n(g, A)$, $n = 0, 1, 2, \ldots k$, с физической точки зрения. Функционалы от них, рассматриваемые как физические переменные, могут быть подчинены динамическим уравнениям. Будем считать, что такова и нульмерная группа когомологий:

$$\hat{E}(w) = 0, \quad w \in H^0(g, A),$$

где $\hat{E}$ - дифференциальный оператор.

1.2. СОБСТВЕННАЯ И НЕСОБСТВЕННАЯ ИНЕРЦИЯ

Выделены факторы внутренней, собственной и внешней инерции электромагнитного поля. Они представлены внешними, внутренними и связевыми составляющими. Калибровочная группа α(x) электромагнитного поля дополнена группой управления w(x) и группой смешения χ(x) параметров инерции. Показано, что в расчете и в эксперименте они проявляются вместе, что усложняет анализ динамики инерции.

Обычно в электродинамике Максвелла находят групповую $\vec{v}_g$, фазовую $\vec{v}_f$ скорости и частоту ω при заданных выражениях для проницаемостей ε, μ. Рассматривая их при значении $\vec{U}_\xi = \vec{U} = 0$, назовем используемые величины соответственно связевыми - (ε, μ), внешними - $\left(\vec{v}_g, \vec{v}_f\right)$ и внутренними - $\left(\omega = \omega_E\right)$ параметрами *собственной инерции* электромагнитного поля.

Дисперсионное уравнение

$$c^2 K^2 = w\omega^2 + \Gamma^2 (\varepsilon\mu - w)\left(\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}\right)^2,$$

которое получается из уравнений Максвелла

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0\,, \quad \partial_k H^{ik} = s^i\,, \quad H^{ik} = \Omega^{im}\,\Omega^{kn}\,F_{mn}$$

с обобщенными связями между полями F_{mn} и индукциями H^{ik} в форме

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[\Theta^{im} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)U^i\,U^m\right],$$

при $\Theta^{im} = diag\,(1, 1, 1, w)$, $U^i = d\,x^i / d\,\Theta$, задает $\vec{v}_g = \dfrac{\partial\omega}{\partial\vec{K}}$.

Фазовое условие

$$\frac{\omega - \left(\vec{K}\cdot\vec{U}_\xi\right)}{\left(1 - w_\xi\,U_\xi^2/c^2\right)^{1/2}} = const\,,$$

дополняя дисперсионное уравнение, позволяет определить частоту ω. Скорость $\vec{v}_f$ образует пару с $\vec{v}_g$. Обозначение $\omega = \omega_E$ выбрано, следуя Эйнштейну, чтобы для кванта поля ввести массу инерции m_{in} согласно соотношению

$$m_{in} = \frac{\hbar}{c^2}\omega = \frac{\hbar}{c^2}\omega_E\,,$$

где $\hbar$ - постоянная Планка. В механике материальных тел масса является внутренним параметром его инерции, что оправдывает аналогичное название для ω_E, когда рассматривается поле.

В общем случае мы изучаем условия

$$U^i = (1-\chi)U^i_{fs} + \chi U^i_m\,, \quad \Theta^{ij} = diag\,(1, 1, 1, w), \quad U^i_\xi = U^i_{fs} + \chi_\xi\,U^i_m\,,$$

$$w_\xi = 1 - \exp\left(-P_\xi\frac{\rho}{\rho_0}\right), \quad w = 1 - \exp\left(-P\frac{\rho}{\rho_0}\right),$$

полагая, что скаляры (χ, χ_ξ) задают пару групп смешения, а скаляры (w, w_ξ) - пару групп управления несобственной инерцией электромагнитного поля. При скоростях $\vec{U}_{fs} = 0$, $\vec{U}_m = 0$, ни (χ, χ_ξ), ни (w, w_ξ) не проявляют себя и мы назовем их связевыми, а $\vec{U}_{fs} \neq 0$, $\vec{U}_m \neq 0$ внешними факторами *несобственной инерции*.

Действительно, при скорости $\vec{U}$, равной нулю, получим

$$U^k\Big|_{\vec{U}=0} = \left(0, 0, 0, \sqrt{w}\right),$$

$$\Omega^{ij}\Big|_{\vec{U}=0} = \alpha\,\Theta^{ij}\,, \quad i, j = 1, 2, 3\,, \quad \Omega^{0i} = \Omega^{i0} = 0\,,$$

$$\Omega^{00}\Big|_{\vec{U}=0} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[w + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)w\right] \equiv \varepsilon\sqrt{\mu}\,,$$

$$\Omega^{kn}\Big|_{\vec{U}=0} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\, diag\,(1, 1, 1, \varepsilon\,\mu).$$

Эта величина, найденная для покоя, обобщается далее с учетом всех факторов, обусловленных движением. Равенства $w = w_\xi = \chi = \chi_\xi$ являются частным случаем общей ситуации. Введем пару импульсов

$$P = m_{in}\,U\,, \qquad P_\xi = m_{in}\,U_\xi$$

и соотношения

$$\lambda = \frac{c}{\omega_B}\,, \qquad \lambda_\xi = \frac{c}{\omega_{B\xi}}\,.$$

Воспользуемся формулой Бройля

$$P = \frac{\hbar}{\lambda}\,.$$

Тогда

$$m_{in}\,U = \frac{\hbar}{c^2}\,\omega_E\,U = \frac{\hbar}{c}\,\omega_B\,, \qquad m_{in}\,U_\xi = \frac{\hbar}{c^2}\,\omega_E\,U_\xi = \frac{\hbar}{c^2}\,\omega_{B\xi}\,.$$

Величины

$$\omega_B = \omega_E\,\frac{U}{c}\,, \qquad \omega_{B\xi} = \omega_E\,\frac{U_\xi}{c}$$

назовем внутренними параметрами несобственной инерции электромагнитного поля (табл.1).

Таблица 1.

Параметры инерции электромагнитного поля

Параметры инерции / Характеристики	внешние	внутренние	связевые
СОБСТВЕННЫЕ	$\vec{v}_g\,, \vec{v}_f$	ω_E	$\varepsilon,\ \mu$
НЕСОБСТВЕННЫЕ	$\vec{U}_{fs}\,, \vec{U}_m$	$\omega_B\,, \omega_{B\xi}$	$w_\xi\,,\ \chi_\xi\,,\ w,\ \chi$

Поведение ω_B и $\omega_{B\xi}$ различно, потому что различны скорости $\vec{U}$ и $\vec{U}_\xi$:

$$\vec{U} = (1 - w)\vec{U}_{fs} + w\vec{U}_m\,, \qquad \vec{U}_\xi \doteq U_{fs} + w_\xi\,\vec{U}_m\,.$$

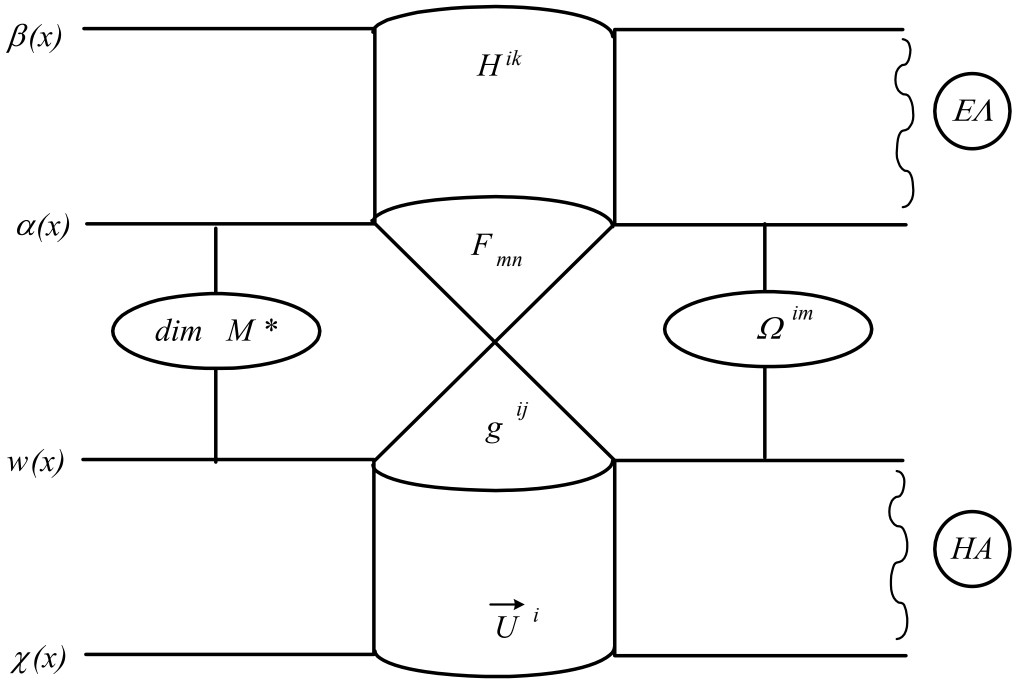


Рис.1.1. Элементы инерции

Мы обнаружили, что собственная скорость $v = c/n$ управляется показателем преломления n, а несобственные (внешние) скорости, например, $\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m$ управляются показателем отношения w. В реальной задаче имеет место их смешение, оно способно усложнить и запутать анализ. Используя калибровочные поля $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ для двух полей F_{mn} и H_{mn}, а также величины $w(x)$, $\chi(x)$, имеем систему элементов инерции (рис.1.1). Дополняя калибровочную группу $\alpha(x)$ и проницаемости ε, μ фазами управления $w(x)$ и смешения $\chi(x)$ инерции, получим факторы инерции (рис. 1.2).

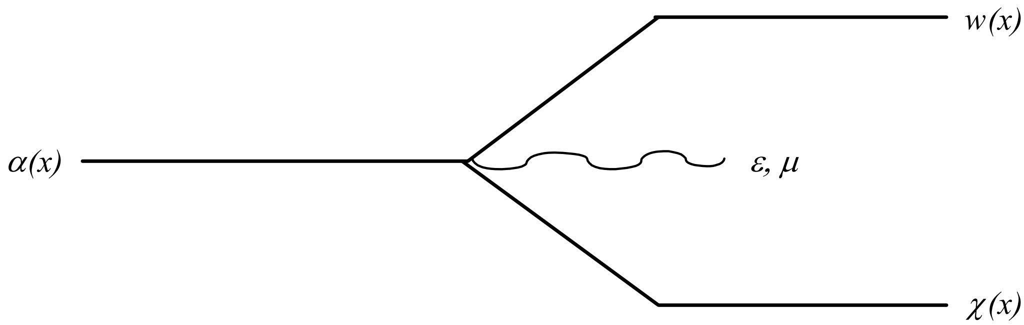


Рис. 1.2. Факторы инерции

Параметры, соответствующие динамической модели инерции электромагнитного поля на "луче света" изображены на рис. 1.3.

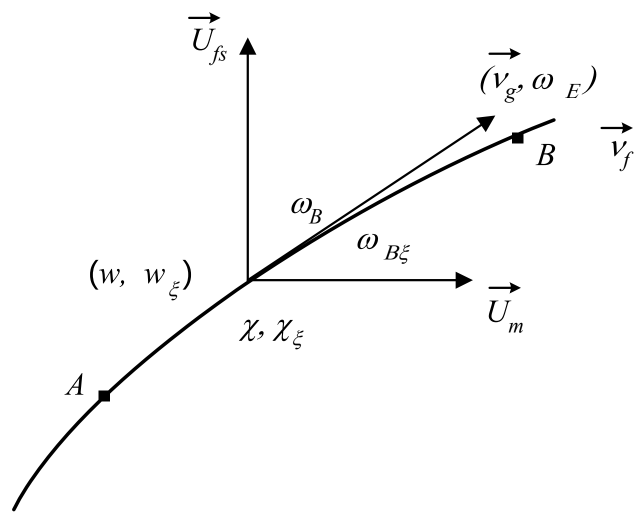


Рис. 1.3. Картина параметров инерции

"Тензор" инерции Ω^{im} является многоуровневым, он зависит от (ε, μ), Θ^{im}, U^i, а они зависят от других величин (рис. 1.4).

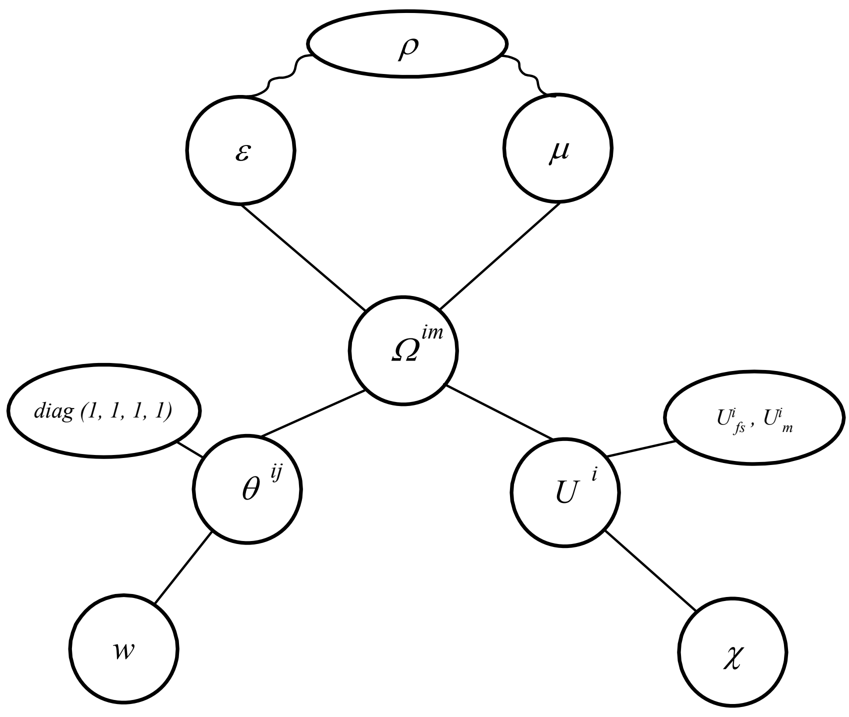


Рис. 1.4. Структура тензора инерции

В общем случае связи учитывают ускорения и те факторы, которые с ними связаны. Так, $\Omega^{ij} = \alpha\,\Theta^{ij} + \beta\, U^i\, U^j$, то

$$\frac{\partial \Omega^{ij}}{\partial x^k} = \frac{\partial \alpha}{\partial x^k}\Omega^{ij} + \alpha\frac{\partial \Theta^{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial \beta}{\partial x^k}U^i\,U^j + \beta\frac{\partial}{\partial x^k}\left(U^i\,U^j\right).$$

Изменения элементов могут быть заданы системой уравнений:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x^k} = f_k^1, \quad \frac{\partial \Theta^{ij}}{\partial x^k} = f_k^{ij}, \quad \frac{\partial \beta}{\partial x^k} = f_k^2, \quad \frac{\partial}{\partial x^k}\left(U^i U^j\right) = P_k^{ij}.$$

Ситуация становится еще более сложной, когда связи зависят от ускорений w^i:

$$\Omega^{ij} = \alpha\,\Theta^{ij} + \beta U^i U^j + \gamma\left(U^i W^j + U^j W^i\right) + \delta W^i W^j.$$

В динамике инерции электромагнитного поля реализуются состояния, представляющие собой СМЕСЬ собственных и несобственных параметров инерции. В расчете и в эксперименте мы имеем соотношения

$$\omega = a_1\,\omega_0 + b_1\,\overset{*}{\omega}, \quad \vec{v} = a_2\,\vec{v}_0 + b_2\,\overset{*}{\vec{v}},$$

где ω_0, $\overset{*}{\omega}$ - собственные и несобственные внутренние параметры инерции, $\vec{v}_0$, $\overset{*}{\vec{v}}$ - собственные и несобственные внешние параметры инерции. Коэффициенты a_1, b_1, a_2, b_2, могут быть достаточно сложными.

Отметим нетривиальность фазового условия. Оно дополнительно к дисперсионному уравнению, которое соответствует внешним полям F_{mn} и индукциями H^{ik}. Введем внутренние поля f_{mn} и индукции h^{ik}, полагая, что они являются причиной и поводом для фазового условия. Используем вариант неравноправного соединения полей:

$$\overset{*}{F}_{mn} = F_{mn} + \sqrt{i}\,f_{mn}, \quad \overset{*}{H}{}^{ik} = H^{ik} + i\,h^{ik}, \quad \overset{*}{\Omega}{}^{im} = \Omega^{im} + i^{1/4}\omega^{im},$$

где i - мнимая единица. Обобщенные уравнения Максвелла, расширенные на указанные величины, дают уравнения для внутренних полей

$$\partial_{[k} f_{mn]} = 0, \quad \partial_k h^{ik} = s^i, \quad h^{ik} = \omega^{im}\,\omega^{kn}\,f_{mn}.$$

Пусть

$$\omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{w_\xi}} P_\xi^i\,U_\xi^m.$$

Здесь $P_\xi^i = \left(1, 1, 1, w_\xi\right)$, где w_ξ - внутренний скалярный функционал. Интервал определим по четырехметрике

$$d\,\Theta_\xi = \varepsilon_{ijkl}\,P_\xi^i\,P_\xi^j\,d\,x^k\,d\,x^l,$$

где ε_{ijkl} - четырехиндексный символ Кронекера. Тогда дисперсионное уравнение для внутренних полей есть фазовое условие, если отождествить $\omega_\xi = \omega_E$. Возникает ощущение, что у фотона есть параметры, задающие его внутреннее движение, в частности, внутренние скорости $\vec{v}_g^{\,in}, \vec{v}_f^{\,in}$ и частоту ω_ξ, которые согласованы как с его внешними параметрами, так и с уравнениями Максвелла для них. Оба согласования нетривиальны. По-видимому, *допускаются другие возможности, вплоть до существенного различия внешнего и внутреннего поведения поля*. Структура внутренних и связевых факторов несобственной инерции электромагнитного поля соответствует схеме, приведенной выше. Здесь $\alpha(x)$, $\beta(x)$ - калибровочные группы для двухтензорного электромагнитного поля (обе они скрыты, не используются в уравнениях поля и "проявляют себя" через вариационный формализм Эйлера-Лагранжа), $w_\xi(x)$, $\chi_\xi(x)$ - группы управления и смешения факторов инерции поля. Значит, анализ динамики инерции электромагнитного поля, если мы стремимся к его физической полноте, предполагает учет внешних и внутренних полей, имеющих связи между собой, а также имеющих собственную и несобственную инерцию, с внешними, внутренними и связевыми параметрами. При этом собственная и несобственная инерции сложно связаны между собой. Наглядно это выражено рис. 1.5.

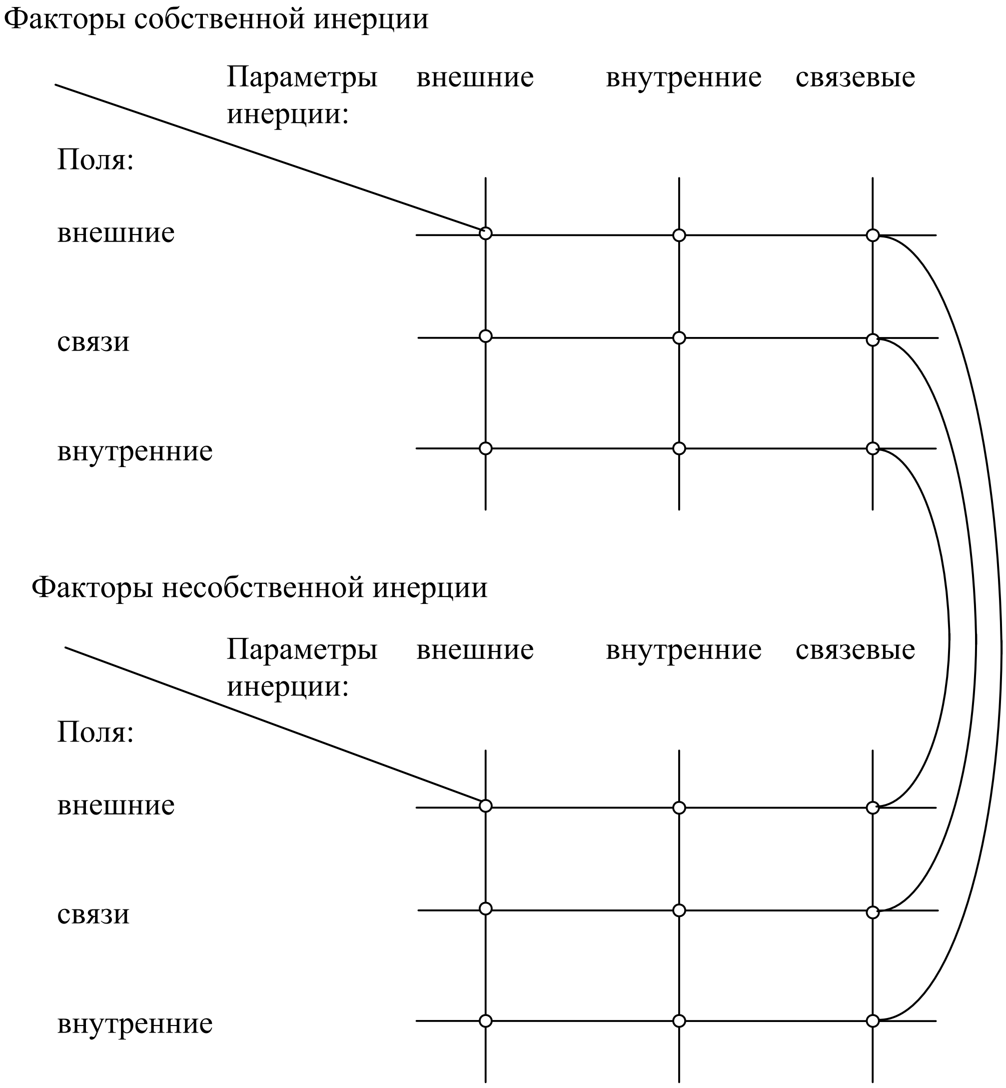


Рис. 1.5. Факторы собственной и несобственной инерции

Выполним сопоставление полям $(\vec{E}, \vec{B})$ параметров собственной инерции $(\omega_E, \vec{\upsilon}_g, \vec{\upsilon}_f, n)$, а индукциям $(\vec{H}, \vec{D})$ - параметров несобственной инерции $(\omega_B = \omega_E\, u/c, U_m, U_{fs}, w)$. Теоретически такая возможность есть. Фактически мы имеем как бы два поля и две инерции.

Инерция существенно сложна по своей структуре, связям и динамике. Возможно поэтому Эйнштейн за ее решение "уплатил" высокую цену: отказался от абсолютного пространства и времени Ньютона и принял ограничение на скорость света, столь чуждое его мятежному духу. Значит, к анализу динамики, структуры, связей инерции следует отнестись со всей серьезностью, применяя самые современные средства и алгоритмы. Мы имеем пока только начало нового пути. И только пока для абелева калибровочного поля.

1.2.1. Собственная и несобственная силы

Инерция, которую Вейль Г. называл управляющим воздействием, дополнительна силе. Вместе они образуют пару факторов движения и потому обязаны всегда рассматриваться совместно. Следуя принципу аналогии и используя анализ инерции, введем в физику собственную и несобственную силы.

Назовем *собственной силой* ту, которая, следуя подходу Ньютона, основана на концепции ненулевого, физически измеримого заряда q и имеет *алгебраическую природу*. В качестве примера приведем силу Лорентца. Зададим её величиной

$$F = iq\left(g_{ps} a^p u^s \Psi - r_{ps} b^p u^s \overline{\Psi}\right),$$

где $\left(a^p, b^p\right)$ - генераторы алгебры для группы $V(4)$, q - электрический заряд, u^p - четырехскорости, Ψ - волновая функция, $\left(g_{ps}, r_{ps}\right)$ - канонические метрики пространства событий *SE*.

Назовем *несобственной силой* ту, которая, следуя подходу Эйнштейна, имеет *дифференциально-геометрическую природу* и "безотносительна" к физическому заряду. Будем считать, развивая этот подход, что объект с нулевым физическим зарядом подчиняется "силе", которая реализует себя через метрику $\widetilde{g}^{ij}$ и связность $\widetilde{\Gamma}^i_{jk}$ соответствующего ей динамичного пространства событий *SE*. В частности, имеем выражения:

$$\widetilde{g}^{ij} = diag\left(1, 1, 1, w \cdot 1\right), \quad w \in H^0\left(G, A\right), \quad \widetilde{\Omega}^{ij} = a\,\widetilde{g}^{ij} + b\,\widetilde{u}^i \widetilde{u}^j, \quad \nabla_k \widetilde{\Omega}_{ij} = 0\,.$$

Собственная скорость $v_g = c/n$ управляется показателем преломления n, несобственная скорость $\vec{u} = \left(1 - w\right)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m$ управляются показателем отношения w. В электродинамике Максвелла со сверхсветовыми скоростями величины $\widetilde{g}^{ij}$, $\widetilde{\Gamma}^i_{jk}$ зависят от активных 0-когомологий $w(x, t)$, которые входят в силу Лорентца через канонические метрики инерции $\left(g_{ps}, r_{ps}\right)$. Следовательно, существует *связующая сила*, которая имеет *топологическую природу* и задается посредством активных когомологий $H^i\left(g, A\right)$, реализуя *деформационные степени свободы* явления. Чтобы достичь необходимого и достаточного понимания объектов и явлений, нужно изучить всю совокупность сторон и свойств движений. Примем во внимание связующую инерцию и связующую силу, обусловленные динамикой когомологий. Их природа топологична. Актуально их физическое изучение. Дадим графическое представление совокупности факторов инерции и силы системой "треугольников", условно отображая их алгебраические, дифференциально-геометрические, топологические аспекты и учтем, следуя опыту, что есть их видимое и скрытое проявление (рис. 1.6).

Рис. 1.6. Диаграмма факторов движения
α, β - видимая инерция и сила; α*, β* - скрытая инерция и сила.

По-видимому, аналогичные представления пригодны для изучения других зарядов, которые отличны от массы, если инерция присуща любому заряду.

1. 3. К СОГЛАСОВАНИЮ ГАЛИЛЕЕВСКОЙ И ЛОРЕНТЦОВСКОЙ ФОРМИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Рассмотрено дополнение дифференциальных уравнений Максвелла материальными уравнениями, при котором полная система форминвариантна относительно группы Галилея. Проведено сравнение данного варианта с обобщением Герца, а также с лорентцинвариантной ситуацией. Сделан вывод, что, указанная пара является частным случаем более общей модели. Выведены обобщенные уравнения для четырехпотенциала.

Физика принципа относительности состоит в модельной реализации наблюдения, что поведение физических изделий подчинено «одинаковым законам» как в случае относительного покоя, так и в случае движения с постоянной скоростью, если нет внешних воздействий. Тот факт, что без внешних воздействий сохраняется не только скорость тела, но и его вращение, обычно остается без внимания.

Математика принципа относительности состоит в реализации условия форминвариантности уравнений, описывающих динамику исследуемых изделий, относительно некоторой группы пространственно-временных преобразований. Первым известным примером является форминвариантность уравнений динамики Ньютона относительно преобразований группы Галилея, в роли параметров которой выступают скорости. Вторым известным примером является форминвариантность уравнений Максвелла относительно преобразований группы Лорентца.

В начальной стадии развития теории относительности в роли кинематической группы выступала группа Галилея. В механике мы имеем дело с системой дифференциальных уравнений. Дополнительных связей на скорости и ускорения обычно нет.

Доказательство форминвариантности уравнений электродинамики в вакууме относительно группы Лорентца привело физиков к «замене» кинематической группы Галилея на кинематическую группу Лоренца. В обоих случаях одними из параметров этих групп являются скорости, поэтому группы называются кинематическими. Поскольку указанные группы неизоморфны, нужно было определиться, что делать с группой Галилея? Была принята точка зрения, что она пригодна в физике для малых скоростей, но непригодна для больших скоростей. Поскольку в электродинамике реализуются большие скорости, для группы Галилея в ней не находилось места.

Заметим, что факторы управления скоростями и частотами, а они могут быть разными и согласованными друг с другом, в начальных теориях, в том числе и в подходе Минковского, и Эйнштейна, не были введены в модель и не учитывались.

Структура электродинамики отличается от структуры механики. В электродинамике мы имеем дело с парой дифференциальных тензорных уравнений вида

$$\partial_{[k}F_{mn]} = 0, \partial_k \widetilde{H}^{ik} = \widetilde{s}^{\,i}.$$

На основе тензора четвертого ранга они дополнены связями между полями и индукциями:

$$\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{\chi}^{ikmn} F_{mn}.$$

В частном случае, когда

$$\chi^{ikmn} = 0{,}5\left(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}\right),$$

требование форминвариантности уравнений электродинамики сводится в форминвариантности метрики Ω^{ij}. Следовательно, меняя Ω^{ij}, мы приходим к моделям электродинамики, соответствующим разным группам изометрий [98].

В силу указанного обстоятельства и группа Галилея, и группа Лоренца могут быть, с математической точки зрения, точными форминвариантными симметриями для уравнений электродинамики Максвелла. Они различны, как и должно быть, потому, что соответствуют разным значениям Ω^{ij}.

Поскольку математика допускает такую возможность, естественно принять предположение, что **в эксперименте могут реализоваться разные метрики событий**, в частности, дополняя друг друга. В этой связи требуется провести детальное исследование их математических и физических различий.

Проведенный анализ показал корректность предположения: электродинамика может быть обобщена таким образом, что и группа Лоренца, и группа Галилея наполнены физическим содержанием. Примем точку зрения, что э**тот тезис верен не только в электродинамике, но и в механике**. Тогда становится необходимым не только продолжение механики, верной для группы Галилея, на группу Лорентца, но также и на обобщенную кинематическую симметрию. Требуется также выполнить продолжение электродинамики Максвелла, верной для группы Лорентца, на группу Галилея, а также на обобщенную кинематическую симметрию [98].

Анализ показал, что обобщенная кинематическая симметрия пригодна для описания физических процессов. Она содержит в себе указанную пару групп [99]. *И хотя все множество симметрий принадлежит унимодулярной группе, оно является только ее подмножеством и не образует группу*.

Анализ показал также, что ситуации в электродинамике, соответствующие большим скоростям, не охватываются структурой риманова пространства скоростей. Поэтому для них и группа Галилея, и группа Лорентца недостаточны [99] Недостаточна и обобщенная кинематическая симметрия. В силу этих обстоятельств у нас нет оснований делать фундаментальные выводы о структуре объектов и их поведении, опираясь лишь на свойства простейших кинематических симметрий, к которым относятся группы Галилея и Лорентца.

Известно, что процессы, анализируемые в электродинамике, сопровождаются не только изменениями скоростей, но и изменениями частот. Поэтому требуется решить проблему согласования внешних и внутренних изменений для исследуемых изделий и явлений, ассоциированных с ними. С теоретической точки зрения требуется математическая модель, достаточная для описания согласованных между собой пространственных и временных изменений.

Две формы обобщенных инерциальных механических движений макротел известны в физике: движение с постоянной скоростью v и вращение с постоянной частотой ω. Этой паре инерциальных движений (v,ω) поставим в соответствие в электродинамике пару факторов (n,w), следуя работам [98,99]. Они управляют изменением показателя преломления n и показателя отношения w, Тонкость состоит в том, чтобы перенести практику, привычную для макротел, на микротела, такие, как частицы света. Тогда следует принять во внимание не только скорости их движения, но и частоты их вращений. С одной стороны, такой подход следует считать необоснованным механицизмом. С другой стороны, если принять такую точку зрения, тогда следует сделать вывод, что макрообъекты и микрообъекты являются качественно разными.

Подход к моделированию света в форме механических изделий, изготовленных из тонкой материи - праматерии, базируется на идее единства макро - и микроизделий [98,99]. В этом случае и скорость, и частота присущи частицам света как привычные в макрофизике механические свойства. Анализ показал, что присущ им также динамический механизм преобразования скорости в частоту. Он управляется показателем преломления и показателем отношения. Соответствие указанных пар вида

$$(v,\omega)\leftrightarrow(n,w)$$

выступает в форме закона, присущего каждому механическому изделию и справедливого для любого уровня материи. Проявления и согласования материи разных уровней в реальной практике могут быть самыми разными. Возможно и качественно новое их выражение. Это особенно наглядно следует из сравнения динамических уравнений для макротел и для частиц света. Вначале кажется, что их динамика качественно различна. Анализ показал, что этого нет. «Просто» макро - и микроизделия показывают разные стороны единого динамического закона, который проявляется в разных условиях, потому что изделия созданы и функционируют по-разному. Для макротел в случае малых скоростей более «влиятельна» материя одного уровня, а для микроизделий – материя другого уровня $[99]$.

Примем точку зрения о взаимном соответствии физических изделий разных уровней материи. Тогда естественным кажется наличие и функционирование разных частиц света для разных уровней материи. В частности, становится возможным соответствие: нотоны (частицы света $l-$уровня) $\Leftrightarrow$ атонам (частицам света $(l-1)-$ уровня)$[99]$.

Максвелл сформулировал уравнения электродинамики для «покоящихся сред». Проблема анализа поведения электромагнитного поля в вакууме в явном виде была сформулирована Фарадеем М. Она не была проверена экспериментально. Модель Максвелла построена так, что ни скорости движения физических сред, ни скорости первичных и вторичных источников излучения, ни скорости измерительных устройств, равно как и факторы, на них влияющие, не учтены в ней. Аналогичное замечание справедливо для ускорений. Так произошло потому, что в период создания модели отсутствовали как экспериментальные данные, так и физические представления о роли и значении указанных обстоятельств. В начале 20 века началось систематическое изучение данного круга вопросов.

Проблема анализа поведения электромагнитного поля в вакууме (но не сама проблема вакуума) в явном виде была сформулирована Фарадеем М. Она не была проверена экспериментально. Согласно современной точке зрения речь должна идти о достаточно сложной модели «вакуума», который содержит в себе объекты, принадлежащие многообразию уровней тонкой материи, скрытой от современного эксперимента.

Проблему относительности можно сформулировать так: обобщить физические модели, в частности, модель электромагнитных явлений, таким образом, чтобы в ней можно было учесть всё *многообразие скоростей, ускорений и движений более высоких рангов, а также факторов, влияющих на них.*

Реально за 100 лет в электродинамике неполно изучена лишь проблема учета скоростей. Даже она оказалась достаточно сложной.

1.3.1. *Системы уравнений электродинамики, форминвариантные относительно группы Галилея*

Исторически первый вариант учета скоростей в рамках модели галилеевски инвариантной электродинамики был предложен Герцем. Сущность его сводилась **к** дополнению дифференциальных уравнений Максвелла "конвективными членами"

$$rot[\vec{D},\vec{u}],\ \vec{u}\ div\,\vec{D},\ rot[\vec{B},\vec{u}].$$

Была предложена модель вида

$$rot\,\vec{H}=\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+rot[\vec{D},\vec{u}]+\vec{u}\,div\,\vec{D}+\vec{j}\right\},$$

$$rot\,\vec{E} = -\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot[\vec{B},\vec{u}]\right\},$$

$$div\,\vec{D} = \rho\,, \quad div\,\vec{B} = 0\,.$$

При преобразованиях координат и времени согласно группе Галилея имеем связь компонент скоростей

$$u'_x = u_x - v\,, \quad u'_y = u_y\,, \quad u'_z = u_z\,.$$

Убедимся в инвариантности системы. Рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z}\right),$$

где

$$M_x = B_y u_z - B_z u_y\,, \quad M_y = B_z u_y - B_x u_z\,, \quad M_z = B_x u_y - B_y u_x\,.$$

Потребуем, следуя Герцу

$$\vec{E}' = \vec{E}\,, \quad \vec{D}' = \vec{D}\,.$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'},$$

а

$$\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} = \frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} - v\left(\frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'}\right),$$

получим

$$\frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'}\right) - \frac{v}{c}\left(\frac{\partial B'_x}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'}\right).$$

Условие инвариантности $div\,\vec{B}' = div\,\vec{B}$ очевидно. Остальные уравнения анализируются и проверяются аналогично.

Заметим, что связи полей и индукций в этой модели не предложены, а скорости учитываются через введение конвективных слагаемых в дифференциальные уравнения Максвелла.

Однако следствия из теории Герца вступают в противоречие с известными экспериментальными данными [100]. Основная причина этого в наличии скорости $\vec{u}$, входящей в дифференциальные уравнения электродинамики, которую следует интерпретировать как скорость эфира, полностью увлекаемого телами.

Новая модель галилеевски инвариантной электродинамики (без учета дополнительных факторов и скоростей) получается из электродинамики Максвелла для покоящихся сред, если из физических соображений в уравнениях Максвелла можно пренебречь либо $\partial\vec{H}/\partial t$ либо $\partial\vec{E}/\partial t$. Они называются "электрическим" и "магнитным" пределами, соответствуют практическим ситуациям, позволяя упростить решение некоторых задач. Эти случаи рассмотрены в [101].

Вопрос о галилеевски инвариантной электродинамике сред изучен также в [102]. Суть подхода сводится к рассмотрению уравнений электродинамики движущихся сред в косоугольной системе координат. В частности, в этом случае из материальных уравнений для покоящейся среды при использовании группы Галилея следуют новые материальные уравнения, причем полная система уравнений форминвариантна относительно группы Галилея. Для получения результатов, согласующихся с экспериментом, авторы требуют дополнительного перерасчета полученных решений с учетом симметрии относительно группы Лоренца. Другими словами, материальные уравнения электродинамики вида

$$\vec{D} = \vec{D}\left(\vec{E}, \frac{\vec{u}}{c}\right), \; \vec{B} = \vec{B}\left(\vec{H}, \frac{\vec{u}}{c}\right)$$

рассматриваются как формальные связи, не отвечающие реальной экспериментальной ситуации.

Примем предположение: возможно нахождение новой системы уравнений электродинамики, форминвариантной относительно группы Галилея, которой соответствуют физические ситуации, допускающие экспериментальную проверку [103].

Покажем, что уравнения Максвелла совместно с соотношениями между полями и индукциями

$$\vec{D} = \varepsilon\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right]\right), \quad \vec{B} = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{u}}{c}\right]\right),$$

где ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $\vec{u}$ - некоторая скорость движения, физический смысл которой необходимо выяснить, форминвариантны относительно группы Галилея. Пусть декартова система координат K' движется вдоль оси OX системы K со скоростью v. Определим соотношения между частными производными и компонентами скорости

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'}$$

Используя преобразования уравнений Максвелла и требуя их инвариантности, получим связи полей и индукций:

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = E_y - \frac{v}{c}B_z, \quad E'_z = E_z + \frac{v}{c}B_y,$$

$$B'_x = B_x, \quad B'_y = B_y, \quad B'_z = B_z,$$

$$H'_x = H_x, \quad H'_y = H_y + \frac{v}{c}D_z, \quad H'_z = H_z - \frac{v}{c}D_y,$$

$$D'_x = D_x, \quad D'_y = D_y, \quad D'_z = D_z, \quad \rho' = \rho.$$

Нештрихованные величины выражаются через штрихованные соотношениями, в которых изменены знаки перед скоростью v, именно

$$\vec{B} = \vec{B}', \quad \vec{D} = \vec{D}', \quad \vec{E} = \vec{E}' - \left[\frac{\vec{v}}{c}, B'\right], \quad \vec{H} = \vec{H}' + \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{D}\right].$$

Докажем инвариантность материальных уравнений. Подставим в них указанные соотношения для полей. Получим

$$\vec{D}' = \varepsilon\left(\vec{E}' + \left[\frac{\vec{u}'}{c}, \vec{B}'\right]\right), \quad \vec{B}' = \mu\left(\vec{H}' + \left[\vec{D}', \frac{\vec{u}'}{c}\right]\right).$$

Доказательство инвариантности полной системы уравнений электродинамики завершено. Тогда

$$rot\,\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},\ div\,\vec{B} = 0,$$

$$rot\,\vec{B} + rot\left\{\left[\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right]\right]\frac{\vec{u}}{c}\right\} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right] + \vec{j},$$

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

Полученная система аналогична уравнениям для электромагнитного поля в среде, "поляризация" $\vec{P}$ и "намагниченность" $\vec{M}$ которой задаются выражениями

$$\vec{P} = \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right], \quad \vec{M} = \left[\left(\vec{E} + \vec{P}\right), \frac{\vec{u}}{c}\right].$$

Выведем уравнения для потенциалов в галилеевски инвариантной электродинамике. Введем по обычной схеме

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}.$$

Тогда одна пара уравнений Максвелла удовлетворяется тождественно, а из уравнений

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho$$

совместно с материальными уравнениями следуют уравнения для $\vec{A}$, φ. Тогда

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu} - \nabla \times \left(\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right) = 4\frac{\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho.$$

Согласно формулам векторного исчисления

$$\nabla \times \left(\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right) = \left(\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla\right)\vec{D} - \frac{\vec{u}}{c}\left(\nabla \cdot \vec{D}\right) = \left(\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla\right) - \frac{\vec{u}}{c}4\pi\rho,$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right) = -\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla \times \vec{B}.$$

Отсюда

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c}\mu\left(\vec{j} - \vec{u}\rho\right) + \frac{\mu\,\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right]\right),$$

$$\nabla \cdot \vec{E} - \frac{\vec{u}}{c}\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho.$$

Запишем выражение

$$\vec{K} = \frac{\mu\,\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right]\right)$$

через потенциалы $\vec{A}$ и φ. Тогда

$$\vec{K} = \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2 \vec{A} - \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\nabla\left(c\varphi - \vec{u}\,\vec{A}\right).$$

Сгруппируем члены. Для потенциала $\vec{A}$ получим

$$\nabla\left(\nabla\cdot\vec{A}\right) - \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right) - \nabla^2\vec{A} + \frac{\varepsilon\,\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\vec{A} = \frac{4\pi\,\mu}{c}\left(\vec{j} - \vec{u}\rho\right).$$

Из другого уравнения следует, что

$$\nabla\cdot\vec{E} - \frac{\vec{u}}{c}\left[4\frac{\pi}{c}\mu\left(\vec{j} - \vec{u}\rho\right) + \frac{\mu}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\right] = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho\,.$$

Поскольку $\left(\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{D} = \nabla\left(\vec{u}\,\vec{D}\right) - \vec{u}\times\left(\nabla\times\vec{D}\right)$, то

$$\frac{\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left[-\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right)\right] = \frac{\vec{u}}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{D}\,.$$

Следовательно,

$$\nabla\cdot\left(-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi\right) + \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\varphi + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right)\right] =$$

$$= \frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\,\mu} + \frac{\vec{u}}{c}\vec{j} - \frac{c\,u^2}{c^2}\rho\right).$$

Преобразовав, получим

$$-\left\{\nabla^2 - \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\varphi + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\cdot\vec{A} - \frac{\varepsilon\,\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right)\right) =$$

$$= \frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\,\mu} + \frac{\vec{u}}{c}\vec{j} - c\rho\frac{u^2}{c^2}\right).$$

Выберем калибровочное условие

$$\nabla\cdot\vec{A} - \frac{\varepsilon\,\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right) = 0\,.$$

Тогда искомые уравнения примут вид:

$$\left\{\nabla^2 - \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\vec{A} = -\frac{4\pi\mu}{c}\left(\vec{j} - \vec{u}\rho\right),$$

$$\left\{\nabla^2 - \frac{\mu\,\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\varphi = -\frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\,\mu} + \frac{\vec{u}}{c}\vec{j} - c\rho\frac{u^2}{c^2}\right).$$

Для свободного электромагнитного поля в вакууме получим

$$\left\{\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\vec{A} = 0,$$

$$\left\{\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\varphi = 0,$$

$$\nabla\cdot\vec{A} - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left(\vec{u}\,\vec{A} - c\varphi\right) = 0 \qquad (1.21)$$

Изучим некоторые следствия этой системы. Рассмотрим, как распространяется электромагнитное поле согласно уравнениям для $\vec{A}$, φ. Ищем решение уравнений в виде плоской волны. Тогда

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \exp\left\{i\left(\omega t - \vec{k}\,\vec{r}\right)\right\}, \quad \varphi = \varphi_0 \exp\left\{i\left(\omega t - \vec{k}\,\vec{r}\right)\right\}.$$

Подставим их в (1.21). Получим дисперсионное уравнение

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = \left(1 - \frac{\vec{u}}{c}\frac{c\vec{k}}{\omega}\right)^2. \qquad (1.22)$$

Из него следуют выражения для фазовой и групповой скоростей:

$$\vec{v}_\varphi = \vec{c}\left(1 + \vec{s}\,\frac{\vec{u}}{c}\right), \qquad (1.23)$$

Эти формулы согласуются с преобразованиями Галилея, если под скоростью $\vec{u}$ понимать скорость движения источника в вакууме. Для решения уравнений (1.21) с источниками найдем функцию Грина. В инерциально движущейся среде без дисперсии ее вид определяется выражением

$$G_0(\vec{r}, t) = 8\pi^2\mu \int \frac{J_0(k_\rho, \rho)\exp\left[i\left(k_z z - \omega t\right)\right]k_\rho d\,k_\rho d\,k_z d\omega}{k_\rho^2 - \varepsilon\mu\dfrac{\omega^2}{c^2} + 2\varepsilon\mu\beta\omega\dfrac{k_z}{c} + \left(1 - \varepsilon\mu\beta^2\right)k_z^2}.$$

Здесь ось OZ направлена по скорости $\vec{u}$, J_0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Проведя необходимые вычисления, получим

$$G_0(\vec{r}, t) = 16\pi^4\mu\left(\rho^2 + \overset{*}{x}{}^2\right)^{-1/2}\delta\left(t - \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}\left(\rho^2 + \overset{*}{x}{}^2\right)^{1/2}\right),$$

где $\overset{*}{x} = z - ut$. Функция Грина для $u < c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ отлична от нуля на поверхности, уравнением которой в фиксированный момент времени является

$$t = \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}\left[\rho^2 + (z - ut)^2\right]^{1/2}.$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью движения среды. Полуоси эллипса равны

$$a = ct/\sqrt{\varepsilon\mu}, \; b = ct/\sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Положение центра эллипсоида определяется выражением

$$z_0 = ut\,.$$

Следовательно, центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$\vec{u}_0 = \vec{u}\,.$$

Если отождествить $\vec{u}_0$ со скоростью движения источника излучения в вакууме, получим результат, что поверхность, несущая сигнал, представляет собой сферу, центр которой все время совпадает с положением источника, движущегося инерциально. Так формально построена система уравнений электродинамики вакуума, решения которой дают зависимость скорости света в вакууме от скорости источника.

При $\varepsilon = 1, \mu = 1$ мы изучаем поля и индукции в вакууме, когда отсутствуют атомы и молекулы физической среды. Поэтому индукции не могут принадлежать «среде». Остается только один вариант: поля и индукции принадлежат частицам света. Ведь в отсутствие среды, в которой распространяется электромагнитная волна, могут существовать только частицы света. Возникает проблема измерения полей и индукций для частицы света. Решить ее совсем не просто.

1.3.2.Формальное согласование групп Галилея и Лорентца в электродинамике

Сравним между собой две системы уравнений электродинамики в однородной, изотропной среде, форминвариантные относительно групп Галилея и Лорентца. Конечно, для такого сравнения нужны глубокие физические причины, требуется *физическое наполнение модели*. На данной стадии они не видны и будут раскрыты позже. Сейчас задача состоит в выяснении возможности формального согласования различных симметрии, а также изменений в структуре обобщенной системы уравнений и их решений. В рассматриваемом случае различие двух моделей обусловлено лишь структурой материальных уравнений. Действительно, возможно единообразное рассмотрение двух ситуаций, если рассмотреть материальные уравнения, зависящие от величины *w*. Пусть, например,

$$\vec{D} + w\left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{H}\right] = \varepsilon\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right]\right), \quad \vec{B} + w\left[\vec{E}, \frac{\vec{u}}{c}\right] = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{u}}{c}\right]\right).$$

При $w = 0$ получим систему уравнений электродинамики, форминвариантную относительно группы Галилея, при $w = 1$ - относительно группы Лорентца. Другие значения w ранее не исследовались ни теоретически, ни экспериментально. Не было также ясности, к какому классу симметрий относятся предлагаемые преобразования координат и времени, содержащие w.

Понятно, что форминвариантность есть сужение ковариантности, что важно в конкретной ситуации. При форминвариантности «сохраняется» некоторая 4-метрика. Обычно речь не идет о сохранении других величин, например, поля и индукции преобразуются по тензорному закону. Форминвариантность «прослеживает» конкретный процесс. Согласно анализу, выполненному в работах [98,99], мы имеем дело с релаксационным процессом. Если анализируются другие процессы, то симметрия может действовать, выходя за рамки требования форминвариантности.

Отметим, что различие связей между полями и индукциями ведет к потребности изменения дифференциальных уравнений Максвелла. Это может реализоваться по-разному, например, на основе введения ковариантных производных, зависящих от обобщенной четырехметрики.

1.3.3.Тензорная инвариантность уравнений

Независимость уравнений Максвелла от трехмерной метрики, а также общее свойство ковариантности в четырехмерном пространстве первоначально было обнаружено Т. Вейлем [104] .Позднее эти вопросы рассматривали Ф. Коттлер [105], Э.Картан [106], Д. Данциг [107], Е. Пост [108], Ж. Дешам [109]. В Советском Союзе симметрийные свойства уравнений электродинамики в рамках группового подхода широко проанализированы в работах Н.Х. Ибрагимова [110], В.И. Фущича и А.Г. Никитина [111]. Г.А. Котельников [112] рассмотрел нелинейные представления группы Галилея. Мною рассмотрена галилеевски инвариантная электродинамика вакуума [113] и доказана физическая дополнительность группы Галилея и Лорентца в электродинамике движущихся сред .

Рассмотрим инвариантность уравнений электродинамики с общих позиций, следуя монографии Е.Поста [108]. Зададим преобразования координат в четырехмерном пространстве вида

$$x^{k'} = x^{k'}\left(x^k\right), \quad x^k = x^k\left(x^{k'}\right), \; A^i_{j'} = \frac{\partial x^i}{\partial x^{j'}},$$

полагая, что они невырождены и голономны:

$$\partial_{i'} A^j_{j'} = \partial_{j'} A^j_{i'}, \quad \Delta = \det\left(A^i_{j'}\right) \neq 0.$$

Сделаем несколько замечаний:

- Эти преобразования не обязаны задавать группу. В общем случае преобразования могут представлять собой некоторое многопараметрическое семейство элементов, содержащее неизоморфные группы. И хотя подгруппы могут принадлежать некоторой группе, их произведение может не принадлежать рассматриваемому семейству.
- В симметрийном подходе обычно слабо отражена *физика симметрий*. В частности, неясно, выражают ли исследуемые симметрии свойства некоторых конструкций или они отображают качества электромагнитного поля. Поскольку симметрийный подход, инициированный Ли, направлен на поиск решений систем уравнений, мы понимаем, что исследование инвариантности есть один из вариантов анализа пространства решений.
- Для конкретной ситуации требуется конкретная симметрия и конкретная модель. Её не так легко найти, как и все физические факторы, ей соответствующие. Обычный математический анализ, даже если он доказывает существование широкого класса симметрий, не в состоянии без дополнительных предположений конкретизировать симметрию.
- Использование общих преобразований координат не может быть «привязано» к некоторому явному виду физических факторов, присущих конкретным задачам электродинамики. В частности, сложно учесть начальные и граничные условия. Поэтому кроме общего анализа требуется проводить физическое расширение модели, правильно учесть *систему конкретных физических обстоятельств.*
- Обычно решение проблемы относительности проводится в рамках концепции одноуровневой материи, что препятствует учету физических тонкостей, присущих реальным задачам.
- Анализ ограничивается рассмотрением характеристик явления и не доводится до уровня учета свойств физических объектов, «стоящих» за этими явлениями. Делать это необходимо потому, что структура и поведение могут быть подчинены разным симметриям, которые могут быть сложно согласованы друг с другом.

Обозначим частные производные и якобиан преобразований

$$A^i_{i'}=\frac{\partial x^i}{\partial x^{i'}},\quad A^{i'}_i=\frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i},\quad \Delta=\det\left|A^i_{i'}\right|\neq 0\,.$$

Используем известные законы преобразования тензоров и тензорных плотностей

$$F_{i'j'}=A^i_{i'}A^j_{j'}F_{ij}\,,\quad \widetilde{H}^{i'j'}=\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_iA^{j'}_j\widetilde{H}^{ij}\,.$$

Рассмотрим вопрос об инвариантности первой пары уравнений. Получим

$$\partial_{[k'}F_{i'j']}=\partial_{[k'}\left(A^i_{i'}A^j_{j']}F_{ij}\right)=A^i_{[i'}A^j_{j'}\partial_{k']}F_{ij}+F_{ij}A^i_{[i'}\partial_{k'}A^j_{j']}+F_{ij}A^j_{[j'}\partial_{k'}A^i_{i']}\,.$$

Из-за голономности преобразований и антисимметричности F_{ij} второй и третий члены компенсируются, а так как $\partial_{k'}=A^k_{k'}\partial_k$, то

$$\partial_{[k'}F_{i'j']}=A^i_{[i'}A^j_{j'}A^k_{k']}\partial_kF_{ij}\,.$$

Перенесем индекс альтернирования по (*ijk*). Получим

$$\partial_{[k'}F_{i'j']}=A^k_{k'}A^i_{i'}A^j_{j'}\partial_{[k}F_{ij]}\,.$$

Поскольку $\partial_{[k}F_{ij]}=0$, то $\partial_{[k'}F_{i'j']}=0$. Проанализируем симметрийные свойства второй пары дифференциальных уравнений электродинамики. Так, легко видеть, что

$$\partial_{k'}\widetilde{H}^{i'k'}=\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_iA^{k'}_k\partial_{k'}\widetilde{H}^{ik}+\widetilde{H}^{ik}\left\{\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_i\partial_{k'}A^{k'}_k+\left|\Delta\right|^{-1}A^{k'}_k\partial_{k'}A^{i'}_i+A^{i'}_iA^{k'}_k\partial_k\left|\Delta\right|^{-1}\right\}.$$

Используем известные соотношения:

$$-\left|\Delta\right|^{-1}A^k_{k'}\partial_iA^{k'}_k=\partial_i\left|\Delta\right|^{-1},\quad A^{i'}_iA^{j'}_j\partial_{j'}\widetilde{H}^{ij}=A^{i'}_i\partial_j\widetilde{H}^{ij}\,.$$

Сгруппируем выражения

$$\partial_{k'}\widetilde{H}^{i'k'}=\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_i\partial_{k'}\widetilde{H}^{ik}+\left|\Delta\right|^{-1}\widetilde{H}^{ik}\left\{A^{i'}_iA^m_{k'}\partial_mA^{k'}_k+\partial_{k'}A^{i'}_i-A^{i'}_iA^m_{k'}\partial_kA^{k'}_m\right\}.$$

Выражение $\widetilde{H}^{ik}\partial_kA^{i'}_i$ исчезнет из-за антисимметрии $\widetilde{H}^{ik}$. Другие выражения в скобках компенсируются из условия голономности. Получим

$$\partial_{k'}\widetilde{H}^{i'k'}=\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_i\partial_k\widetilde{H}^{ik}=\left|\Delta\right|^{-1}A^{i'}_i\cdot\widetilde{S}^i\,.$$

Следовательно, дифференциальные уравнения электродинамики Максвелла инвариантны относительно произвольных невырожденных преобразований голономных систем координат.

Уравнения Максвелла не показывают связность многообразия без кручения. Чтобы доказать это, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} имеем

$$\nabla_{[k}F_{mn]}=\partial_{[k}F_{mn]}-2F_{\sigma[k}\Gamma^\sigma_{mn]}=\partial_{[k}F_{mn]}\,.$$

Рассмотрим уравнения для $\widetilde{H}^{ik}$:

$$\nabla_k\widetilde{H}^{ik}=\partial_k\widetilde{H}^{ik}+\widetilde{H}^{pk}\Gamma^i_{kp}+\widetilde{H}^{ip}\Gamma^k_{pk}-\Gamma^p_{pk}\widetilde{H}^{ik}=\widetilde{S}^i\,.$$

Последний член разложения обусловлен структурой тензорной плотности. Величина $\widetilde{H}^{pk}\Gamma^{i}_{kp} = 0$ из антисимметрии $\widetilde{H}^{pk}$. Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. Отсюда следует вывод: дифференциальные уравнения Максвелла для среды независимы от метрики и линейной связности многообразия без кручения и допускают симметрию относительно группы невырожденных, голономных преобразований координат. Поэтому допустимо описывать все электромагнитные явления в многообразии аффинной связности $R^3 \times T^1$, рассматривая "метрику" Ω_{kn} и связности как самостоятельные физические структуры. Они характеризуют условия, в которых находится электромагнитное поле.

Заметим, что требование неизменности связей между полями и индукциями в вакууме, называемое условием форминвариантности, принятое, в частности Лорентцем и, позднее, Эйнштейном, задает дополнительное условие на группу симметрии. В этом случае анализ сводится к нахождению группы изометрий для пространства Минковского канонического вида. И хотя форминвариантность сужает общую симметрию до конкретной, остается еще значительная свободу в ее физическом заполнении. Для физической модели мы обязаны построить пространство скоростей для конкретной ситуации. Оно может быть подчинено общим ограничениям. Например, это может быть риманово пространство постоянной кривизны. У него есть конкретное наполнение, без которого физическая задача не может решаться.

Эксперимент всегда конкретен.

Выясним место тензора кручения в физической модели электромагнитных явлений. Пусть тензор $B^{k}_{pn} = \Gamma^{k}_{pn} - \Gamma^{k}_{np}$, показывающий отклонение компонент связности Γ^{k}_{pn} от симметричности по нижним индексам, отличен от нуля. Из предыдущего рассмотрения видно, что уравнения для $\widetilde{H}^{ik}$ изменяются следующим образом:

$$\left(\partial_k + B^{p}_{kp}\right)\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^{i}.$$

Для второй пары уравнений используем выражение для ковариантной производной ковариантного тензора второго ранга

$$\nabla_i F_{jk} = \partial_i F_{jk} - \Gamma^{l}_{ji} F_{lk} - \Gamma^{l}_{ki} F_{jl}.$$

Их суммирование даст

$$\nabla_{[k} F_{ij]} = \partial_{[k} F_{ij]} - B^{l}{}_{[ki} F_{j]l}.$$

Указанные добавки дают вклад кручения в уравнения Максвелла.

1.3.4.За пределами стереотипов мышления

Мечта практического владения большими скоростями руководила полетом творческой мысли создателей теории относительности. Не менее важно было овладеть ускорениями, но считалось, что это нужно делать после решения проблемы скоростей в механике и в электродинамике.

В стандартном подходе, идущем от Пуанкаре, Минковского, Эйнштейна, при скоростях, равных нулю, связи между полями F_{mn} и индукциями $\widetilde{H}^{ik}$ задаются на основе тензора

$$\Theta^{ik} = diag\left(1, 1, 1, 1\right)$$

в координатах $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^0 = ict$. Этот выбор не является доказательством, что физическое пространство-время, используемое для размеров физических объектов, является псевдоевклидовым.

Во-первых, он соответствует идеализированной связи полей и индукций вида

$$\vec{D} = \vec{E}, \quad \vec{B} = \vec{H}.$$

Она далека от реальности. В частности, она не соответствует процедуре измерения, потому что измерению всегда присуще взаимодействие поля с некоторым реальным устройством, для которого ситуация **не может быть вакуумной.**

Во-вторых, связи для полей и индукций соответствуют тензору

$$\Omega^{ik} = \alpha \Theta^{ik} + \beta u^i u^k.$$

Если использовать его в качестве метрики, мы приходим к пространству, характеризующему события. Его правильно назвать пространством скоростей (событий). Обозначим его M_{SE}. Требуется корректно задать четырехскорости u^i, наполнить их физическим смыслом. Это же замечание справедливо для величин α, β.

В-третьих, развивающийся опыт может привести к изменению основных динамических уравнений и связей, к использованию других выражений для Θ^{ik} и для Ω^{ik}, которые нужно находить как в экспериментах, так и в теории.

В-четвертых, использование Θ^{ik}, Ω^{ik} не меняет физического пространства размеров, в котором расположено и изучается явление. В физической практике роль пространства размеров выполняет расслоенное многообразие Ньютона

$$M_{SS} = R^3 \times T^1.$$

Здесь R^3 - трехмерное евклидово пространство, T^1 - одномерное евклидово время. Предполагается, что его можно использовать для любых конструкций в разных системах координат. Считается, что оно не зависит от внешних и внутренних скоростей материальных тел.

Принятие постулата Эйнштейна, согласно которому **измеренные значения** скорости света в вакууме не зависят от скорости движения источника излучения $\vec{u}_{fs}$ (а в вакууме им является устройство, дающее это излучение), является данью кинематическому методу расчета. Скорость источника излучения $\vec{u}_{fs}$ есть существенный физический фактор, с которого, и по форме и, по сути, началась релятивистская физика. Она требует к себе пристального внимания и правильного отношения. Если быть последовательным, то скорость $\vec{u}_{fs}$ должна присутствовать в уравнениях физической модели. Модель сама, по сути подхода, должна все учитывать. Решения уравнений модели должны соответствовать эксперименту. Такой вариант, по словам Кузнецова, рассматривал А. Эйнштейн. Он искал уравнения, которые в качестве решения давали бы зависимость скорости поля от скорости движения источника излучения. Он не смог их найти. Понятно, что, исключив $\vec{u}_{fs}$ из уравнений электродинамики, сделать это невозможно. Сейчас достаточно очевидно, как это можно сделать. Действительно, физическая среда является вторичным источником излучения $\vec{u}_{bs}$. Ее скорость может быть просто равна скорости движения среды $\vec{u}_m : \vec{u}_{bs} = \vec{u}_m$. Если мы знаем, где и как в уравнениях Максвелла ввести $\vec{u}_m$, там же может быть место для скорости $\vec{u}_{fs}$.

Отметим, что принцип постоянства скорости света допускает качественно новую интерпретацию. Учтем, что Эйнштейн использовал в своем анализе классическую теорию измерения. Поэтому речь шла об измеренных значениях скорости света в вакууме. В этом случае для сравнения экспериментов нужны либо разные измерительные устройства, либо правильный физический учет начальных и граничных условий, соответствующих экспериментам. Физики давно привыкли к тому, что измерение влияет на микрообъекты.

Аналогично будем рассматривать свет аналогично. Тогда удается по-новому понять принцип Эйнштейна: скорости света, измеренные посредством физических установок, содержащих вакуум, полученные на конечной стадии физического измерения, имеют одно и то же значение независимо от того, двигаются или покоятся наблюдатели и независимо от того, движутся ли или покоятся излучающие устройства.

Подобного понимания и подхода у Эйнштейна нет. Предлагаемая трактовка чужда его идеологии. Ни Пуанкаре, ни Лорентц, ни Минковский не приблизились к ней.

В рамках предлагаемого подхода факт различия частот электромагнитного поля, измеренных разными инерциальными наблюдателями, следует понимать как следствие разных динамических процессов. Они связаны с влиянием физической среды, в частности, измерительных устройств на электромагнитное поле. Для понимания физики явления нам тогда не требуется менять концепцию физического времени, измеряемого локальными часами, в частности, не нужно вводить синхронизацию часов. Анализ должен сводиться к исследованию физического механизма взаимодействия электромагнитного поля с разными измерительными устройствами и построению математического алгоритма его описания.

Известно, что скорость физической среды $\vec{u}_m$ входит в электродинамику на основе связей между полями F_{mn} и индукциями $\widetilde{H}^{ik}$. Согласно Минковскому, имеем

$$\vec{D}+\left[\frac{\vec{U}_m}{c}\times\vec{H}\right]=\varepsilon\left(\vec{E}+\left[\frac{\vec{U}_m}{c}\times\vec{B}\right]\right),\quad \vec{B}+\left[\vec{E}\times\frac{\vec{U}_m}{c}\right]=\mu\left(\vec{H}+\left[\vec{D}\times\frac{\vec{U}_m}{c}\right]\right).$$

Из решения уравнений электродинамики следует, что групповая скорость поля $\vec{v}_g$ зависит от скорости среды $\vec{u}_m$

$$\vec{v}_g=\frac{c}{n}\frac{\vec{n}}{k}+\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\vec{u}_m .$$

Корректный учет скорости источника излучения $\vec{u}_{fs}$ в материальных уравнениях электродинамики в форме обобщенных связей между $\widetilde{H}^{sk}$ и F_{mn} выполнен в работах $[43,44]$.

Сложность состояла, прежде всего, в том, что не был понятен алгоритм объединения $\vec{u}_m$ и $\vec{u}_{fs}$.Ответ удалось получить, описывая влияние физической среды на электромагнитное поле согласно модели релаксационного процесса. В этом случае состояние динамически меняется от некоторого начального равновесного состояния к некоторому конечному равновесному состоянию. Соотношения

$$\vec{u}=(1-w)\vec{u}_{fs}+w\vec{u}_m\,,\ w=1-\exp\left(-Q_0\frac{\rho}{\rho_0}\right),$$

выражают условие гомотопической эквивалентности скоростей $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_m$ [98]. Показатель отношения w, дополнительный к показателю преломления n, становится *существенно новым* фактором, без учета которого *невозможно* построить непротиворечивую модель электромагнитных явлений, согласованно учитывающую $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_m$.

Заметим, что столь непростая, с физической точки зрения, ситуация проанализирована только при учете скоростей. Дополнительно меняется еще и частота. Чтобы в теории описать изменение частоты, требуются дополнительные соображения и элементы теории.

Требование Лорентц инвариантности уравнений электродинамики, принятое А. Эйнштейном, как хорошо известно [98], означает ограничение на класс эквивалентных решений, задавая частное, конкретное *пространство решений* M_{SD} со своей структурой. Из того факта, что расчет согласуется с опытом при использовании группы Лорентца, вытекает достоверность подхода. Однако этого недостаточно для доказательства истинности этого подхода в смысле его «близости» к объективной реальности. Такое мнение принадлежит Эйнштейну. Оно высказано в его споре с Бором. На этом этапе обнаруживается, что *каноническая* метрика Минковского

$$\Theta_{CD}^{ij} = diag(1,1,1,1),$$

задающая структуру пространства скоростей, может рассматриваться также как метрика пространства решений M_{SD}. Оно будет согласовано с пространством состояний M_{SS}, если допустить структуру расслоенного многообразия с базой $M_{SS} = R^3 \times T^1$ и слоем в форме риманова многообразия с метрикой пространства решений Θ_{SD}^{ij}. Она должна быть **согласованна** со структурой R^3 и T^1. Отметим, что каноническая метрика Минковского имеет частное значение. Общее выражение для структуры пседоевклидова многообразия вида $\widetilde{\Theta}_{SD}^{ij} = diag(1,1,1,w)$. предложил Лагранж [16]. Поэтому следует ожидать, что частная ситуация с $w=1$ не выражает всех возможностей пространства решений.

Мы понимаем, что есть система из трех пространств, которые (пока только на кинематическом уровне) обязаны использоваться в физической модели (рис. 1.6).

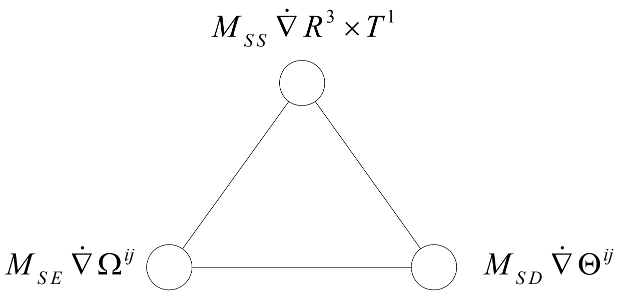


Рис. 1.6. Система пространств физической модели электромагнитных явлений

Значок $\dot{\nabla}$ означает, что используется некоторое частное значение. У физиков нет оснований для отрицания других возможностей и вариантов. Математикам понятно, что на практике *нет и никогда не было отождествления этих пространств*. Во всех случаях, всегда

$$M_{SS} \neq M_{SD} \neq M_{SE}$$

в топологическом, геометрическом, алгебраическом и других смыслах. При моделировании общих ситуаций возможно использовать другие пространства, так как невозможно отменить систему физических различий. В релятивистской физике считалось, что

$$M_{SS} = M_{SD} = M_{SE}.$$

До релятивизма так использовалось пространство Ньютона, после релятивизма на эту роль поставлено многообразие Минковского.

Плотность тензора $\widetilde{H}^{ik}$, с физической точки зрения, более важна, чем тензор F_{mn}. Ведь плотности токов $\vec{j}$ и плотности зарядов ρ ассоциированы с ним. Поэтому ситуации, когда на первый план выдвигается анализ тензора F_{mn}, физически слабы. Это замечание верно и для других калибровочных полей. Здесь со всей очевидностью и силой обнаруживается "водораздел" *физического или рационального, объясняющего понятиями, подхода* к явлениям, когда важны токи, заряды и все то, что дает электромагнитная индукция, а поля рассматриваются как их проявления. По сути дела, и форма этому не противоречит, физический подход требует разработки *концепции* токов и зарядов, механизма их взаимодействий, учета всех факторов и обстоятельств, с ними связанных.

Прагматичный или формально-математический, ставшим стандартным, подход к явлениям изначально упрощает ситуацию с физической точки зрения. Например, электромагнитное поле в вакууме рассматривается как реальная и основная посылка моделирования явлений. Но тогда, *понятно*, вакуум становится главным звеном физического моделирования. Естественно, что на него "списывают" все удачи и все недостатки согласования расчета и опыта. В качестве второго примера следует привести ортодоксальную квантовую теорию. Согласно ей электромагнитные явления можно описывать, не пользуясь уравнениями Максвелла.

Реальность расположена, как это всегда было на практике, между сугубо физической моделью, учитывающей все тонкости и грани объектов и явлений и между сугубо математической моделью, способной быть очень "далекой" от реальности, но, в то же время, оставаться достаточной для согласования расчета с экспериментом.

Специальная теория относительности является примером *абсолютизации* математического расчета вплоть до отрицания реальных физических факторов и обстоятельств. В частности, выбор отношения $w = 1$, и только его, означает отрицание реального переменного отношения $w(\vec{x}, t)$. Такой подход приводит к отказу от условий реального измерения, в частности, от поиска механизма, управляющего изменением частоты электромагнитного поля.

В классической релятивистской электродинамике считалось, что влияние среды на поле может быть полностью учтено в теории, если известна ее плотность ρ, диэлектрическая ε и магнитная μ проницаемости. Так используется, например, показатель преломления *n* для газа:

$$n = 1 + G_\lambda \frac{\rho}{\rho_0}, \quad n = \sqrt{\varepsilon \mu}.$$

Анализ показал, что в отсутствие относительных скоростей среды, когда $\vec{u}_m = 0$ и когда $\vec{u}_{fs} = 0$, учет показателя преломления эффективен и достаточен. Если же $\vec{u}_{fs} \neq 0$, $\vec{u}_m \neq 0$, нужно учесть всю систему скоростей электромагнитного поля. Для этого в модель вводятся величины

$$\widetilde{\Theta}^{ij} = diag(1, 1, 1, w), \quad \vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m.$$

Их можно рассматривать как деформацию тензора и векторов посредством скаляра w.

В модели используется также принципиально новая величина. Она названа показателем отношения и задается выражением

$$w = 1 - \exp\left(-P_0(\lambda)\frac{\rho}{\rho_0} \right).$$

Здесь $P_0(\lambda)$ - феноменологическая константа, ρ_0 - плотность среды при нормальных условиях.

Показатель отношения $w(\vec{x}, t)$ важен потому, что без него невозможно учесть реальные обстоятельства физического измерения. Ведь ситуации с $w = 0$ и $w = 1$ соответствуют разным условиям. При $w = 0$ мы учитываем $\vec{u}_{fs} \neq 0$ в вакууме.

Тогда прямые измерения прибором невозможны, поскольку показатель отношения w меняется из-за взаимодействия излучения с прибором. При $w = 1$ "потеряется" скорость $\vec{u}_{fs}$, так как $\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m$. Прямые измерения способны исказить параметры явления, что приводит к естественным ошибкам в интерпретации экспериментов.

Такой ошибкой правильно считать «вывод», что скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника излучения. Правильно говорить и думать иначе: в рассматриваемых экспериментах прибор, содержащий вакуум, трансформирует скорость $\vec{u}_{fs}$ в частоту поля и поэтому не способен обнаружить $\vec{u}_{fs}$. В электродинамике принято использовать поля $\left(\vec{E}, \vec{B}\right)$, индукции $\left(\vec{H}, \vec{D}\right)$, проницаемости (ε, μ) со значениями в поле комплексных чисел. При этом упорно предполагается, что скорости $\left(\vec{u}_m, \vec{u}_{fs}\right)$ действительны. Более последовательно рассматривать все величины в одном числовом множестве.

Уточним структуру уравнений Максвелла. Они базируются на величинах, прямо и косвенно устанавливаемых по показаниям приборов в форме двух пар вида $\left(\vec{E}, \vec{B}\right)$ и $\left(\vec{D}, \vec{H}\right)$. Следовательно, речь идет о построении модели, соответствующей показаниям некоторых **измерительных устройств.** Модель базируется на системе условий:

- дифференциальных уравнениях для указанных величин,
- кодифференциальных уравнениях (связях) для них,
- граничных условиях,
- начальных условиях.

Дифференциальные уравнения Максвелла не меняют своего вида для произвольных невырожденных преобразований координат. Не изменятся и связи (кодифференциальные уравнения), записанные в тензорном виде. Изменятся только сами величины. Требование форминвариантности, выражаемое через «сохранение» метрического тензора, означает только учет дополнительного условия в указанной группе преобразования координат и времени. Мы приходим к сужению анализа до использования группы изометрий. Естественно предположить, что такое сужение имеет физическое обоснование: мы анализируем некоторый детерминированный процесс, параметры которого согласованы с метрикой связи между величинами и индукциями. Понятно, что он может реализоваться в некоторых условиях, хотя эти условия не являются общими. Уравнения электродинамики допускают возможность других физических процессов, которые согласованы не только с четырехметрикой связей.

Для сложных процессов потребуются сложные системы факторов управления для электромагнитных явлений, которые могут дополнительно включать и связность многообразия событий, и тензорные добавки к ней.

Это обстоятельство, естественно, проявит себя при учете всей системы ранговых движений: размеров, скоростей, ускорений …

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены модели галилеевски инвариантной электродинамики движущихся сред. Показано, что возможна новая модель, если ввести в рассмотрение показатель отношения $w = 0$ и с его учетом обобщить связи между полями и индукциями. Проведено объединение в однопараметрическое семейство двух неизоморфных систем, форминвариантных относительно группы Галилея и группы Лорентца. Показано, что этот вариант не противоречит тензорной природе уравнений Максвелла, в частности, их инвариантности относительно невырожденных голономных преобразований координат. Указаны физические тонкости, которые требуется учесть, чтобы разобраться в физике явлений, сопровождающихся изменением математической группы симметрии.

1.4. ОБОБЩЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАКСВЕЛЛА В ВАКУУМЕ

Показано, что допустима новая электродинамика Максвелла в вакууме. В ней ни группа Галилея, ни группа Лоренца не нужны, если нет относительных скоростей. При ненулевых относительных скоростях в вакууме нужно использовать группу Галилея. Без дополнительных условий группу Лоренца использовать в вакууме некорректно.

Хорошо известно, что правильные выводы достигаются при физически корректной постановке задач и математически корректном их решении. Под корректностью будем понимать полноту исследования, достаточную не только для текущей, но и для будущей практики.

Рассмотрим электродинамику Максвелла в вакууме. Исторически симметрия Лорентца вошла в физику после анализа вакуумных уравнений Максвелла, предложенных Лорентцом в его электронной теории. В ней используются связи для полей и индукций вида $\vec{D} = \vec{E},\ \vec{B} = \vec{H}$, а также представление об эфире. Скорости источника излучения, измерительного устройства отсутствовали в этой модели.

Эйнштейн в своем анализе свойств излучения в электродинамике применил модель Лорентца, исключив из нее концепцию эфира. Он не анализировал также физику взаимодействия излучения с измерительным устройством. Вакуум рассматривался им без материальных носителей и без «непонятного» эфира.

Квантовая электродинамика, перейдя к четырехпотенциалам, базируется на вакуумных уравнениях модели Лорентца. В ней эфир не задан физически с определенностью, достаточной для эксперимента. Он стал называться вакуумом. В некоторых моделях пространство отождествлялось с эфиром.

Реальные условий взаимодействия измерительных устройств с излучением анализировались недостаточно. Вместо этого было «модно» придумывать модели четырехмерного пространства-времени. «Вакуум» постепенно превратился в «ковер», под который заметался разный теоретический и экспериментальный «мусор».

Анализ физических явлений в электродинамике проводился безотносительно к пространственным моделям излучения. *Фотон рассматривался как квазичастица: у него не было физических размеров в макроскопическом пространстве, не решалась проблема его времени жизни*.

Этот вариант моделирования оказался успешным для описания многочисленных опытных данных.

Заметим, что ситуация, которая складывается при получении нового знания, в общем случае выглядит так: достигнутое знание отделено от нового знания большим интервалом. Он проявляется в различии понятий, расчетных методов, алгоритмов и средств эксперимента. Если преодолеть данное расстояние невозможно, обычно появляется «ступенька фантазий», опираясь на которую достигнутое знание расширяется до нового знания.

Во всех случаях все новое проходит два этапа: сначала идет неприятие, а затем приходит смирение. Поэтому и при построений фантазий, выступающих в роли этапа, промежуточного для нового знания, обязательно будет неприятие, а при прагматическом успехе фантазий приходит смирение.

Специальная теория относительности может рассматриваться также как вспомогательное средство. Об этом неоднократно говорил Эйнштейн.

В электродинамике без ограничения скорости [113] показано, что на основе группы Лорентца описывается итог взаимодействия излучения с измерительным устройством. Реальный процесс, который обусловлен взаимодействием, может быть описан в рамках модели электромагнитных явлений, учитывающей показатель отношения излучения. Её решения дают зависимость скорости электромагнитного поля от скорости источника излучения и от скорости наблюдателя.

Физические истоки электродинамики без ограничения скорости достаточно легко обнаруживаются в электродинамике вакуума. Для того, чтобы придти к содержательному анализу, требуется принять единое описание электромагнитного поля и свойств излучения, как в вакууме, так и в физической среде. Под уровневым физическим вакуумом мы будем понимать ситуацию, когда отсутствуют атомы и молекулы. Этот подход не отрицает возможного наличия тонкой материи, из которой могут образовываться структурные составляющие для макроматерии. Будем считать, что на электромагнитное излучение тонкая материя влияет значительно слабее, чем атомы и молекулы вещества. Общее соотношение структур и активностей разных уровней материи следует изучить и экспериментально, и теоретически.

1.4.1. Новая электродинамика вакуума

Сейчас уже ясно [114], что в электродинамике вакуума были необоснованно отброшены важные физические факторы: скорость движения источника излучения $\vec{u}_{fs}$, скорость среды $\vec{u}_m$. Их необходимо учитывать в вакууме, ведь измерение сводится к взаимодействию поля со средой.

Кроме этого, необходимо использовать новую скалярную величину *w*, которая зависит от показателя преломления среды *n* по закону

$$w = 1 - \exp\left(- P_0 (n-1)\right).$$

Она названа показателем отношения и указывает условия, в которых распространяется электромагнитное поле. Влияние вакуума на электромагнитное поле задается показателем отношения с величиной $w = 0$, а влияние "плотной" среды задается величиной $w = 1$. Теоретический анализ показал, что показатель отношения *w* связывает между собой скорости $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_m$ - скорости физических изделий - соотношением

$$\vec{u} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m .$$

Обобщенные связи между полями и индукциями имеют вид:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + \frac{\sigma}{\mu}\Gamma^2\left\{w\beta^2\vec{E} - w\vec{\beta}\left(\vec{\beta}\cdot\vec{E}\right) + \left[\vec{\beta}\times\vec{B}\right]\right\},$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{B} + \frac{\sigma}{\mu}\Gamma^2\left\{-\beta^2\vec{B} + \vec{\beta}\left(\vec{\beta}\cdot\vec{B}\right) + \left[\vec{\beta}\times\vec{E}\right]\right\},$$

где

$$\Gamma^2 = \left(1-\beta^2 w\right)^{-1}, \quad \sigma = \varepsilon\mu - w, \quad c\vec{\beta} = \vec{u}\left(\vec{u}_{fs}, \vec{u}_m\right).$$

Они нелинейны по *w(n)*, имеют физическое обоснование. В определенном смысле они безотносительны к симметрийным свойствам уравнений Максвелла. Они могут быть записаны в "тензорном" виде

$$\widetilde{H}^{ik} = \sqrt{-\theta}\,\Omega^{im}\,\Omega^{kn}\,F_{mn} .$$

Здесь

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\mu}\left[\theta^{im} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^i u^m\right],$$

$$u^i = (1-w)u^i_{fs} + wu^i_m ,$$

$$\theta^{im} = diag(1, 1, 1, w)$$

Связи между полями и индукциями нелинейны по скоростям, выражение для которых сложны сами по себе. Без учета этих тонкостей понять и описать происходящее сложно. Поскольку $u^i \sim \sqrt{w}$, связи не имеют особенности при w=0. Полученная система уравнений

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k \widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^i, \quad \widetilde{H}^{ik} = \sqrt{-\theta}\,\Omega^{im}\,\Omega^{kn}\,F_{mn}$$

имеет тензорный вид. В развиваемом мною подходе электромагнитное поле и в вакууме, и в среде двухтензорное. Очевидно, что электромагнитное «поле» - систему частиц света – требуется рассматривать как ансамбль сложных изделий. В таком случае не обойтись без рассмотрения самого вакуума **«тонкой материи»**. Из неё, во-первых, могут быть изготовлены частицы света. Во-вторых, она имеет свои законы структуры и взаимодействия. В-третьих, она способна оказывать влияние на частицы света и другие «элементарные» частицы.

Заметим, что рассматриваемая система уравнений в физической среде и вакууме форминвариантна относительно частных линейных невырожденных преобразований вида

$$x^{k'} = a^{k'}_k x^k + b^{k'} .$$

К ним относятся как группа Лорентца, так и группа Галилея. Они являются точными симметриями для уравнений Максвелла , соответствуя «своим» значениям w. Метрика θ^{im}, ассоциированная с ними, посредством которой задаются 4-мерные связи между полями и индукциями, задает относительное пространство скоростей в форме модифицированной метрики Минковского. Из тензорных уравнений следует, что этот вариант не противоречит использованию в качестве физического пространства размеров ньютоновского пространства-времени $R^3 \times T^1$ для модели электромагнитных явлений.

Анализ показал, что при изменении w происходит нелинейное по w изменение скорости поля $\vec{v}_g$ и его частоты ω. Динамика несобственной инерции поля сложна для ситуаций, когда скорость $\vec{u}_{fs}$ или $\vec{u}_m$ не равны тождественно нулю. Варианты

$$\text{а)}\ \ \vec{u}_{fs} \neq 0, \ \ \vec{u}_m = 0; \ \ \text{б)}\ \ \vec{u}_{fs} = 0, \ \ \vec{u}_m \neq 0; \ \ \text{в)}\ \ \vec{u}_{fs} \neq 0, \ \ \vec{u}_m \neq 0$$

показывают, что эти возможности физически различны. Метрика θ^{im} может рассматриваться как преобразованная конформная метрика

$$\overset{*}{\theta}{}^{ij} = w^{1/4} \cdot diag(1, 1, 1, 1),$$

допустимая уравнениями Максвелла, имеющими конформную симметрию. Величина w задает влияние физической среды или внешних полей на электромагнитное поле. Существует также влияние электромагнитного поля на физическую среду.

Рассматривая w как элемент 0-мерной группы когомологий, назовем отношение w_1 среды к электромагнитному полю когомологическим действием. Назовем отношение электромагнитного поля к среде w_2 когомологическим противодействием. Сформулируем закон: когомологическое действие равно когомологическому противодействию. Запишем его в виде

$$w_1 = w_2 = w .$$

Следовательно, при анализе электромагнитных явлений следует учитывать когомологические характеристики физической среды, равно как и когомологические характеристики поля. Вакуум, когда w=0, когомологически отличается от "плотной" среды, когда w=1. Принимая обобщенные связи между полями и индукциями, мы косвенно закладываем в них динамику когомологий. Полагая, что они управляют динамикой инерции поля, следует считать, что физическими факторами инерции являются группы когомологий, в частности, $H^0(g, A)$, рассматриваемые как динамические величины.

Отождествляя пространство размеров и пространство скоростей, мы приходим к отождествлению размеров и скоростей, что недопустимо из физических соображений, а также к идентичности законов для изменения размеров и скоростей, что не соответствует действительности. Для модели электромагнитных явлений может рассматриваться расслоенное многообразие с базой в форме физического пространства размеров Ньютона и со слоем в форме обобщенного пространства Минковского. Их полное отождествление некорректно, хотя они могут быть тождественны в некоторых частных случаях.

Если $\vec{u}_{fs} \equiv 0, \quad \vec{u}_m \equiv 0, \quad \varepsilon = 1, \quad \mu = 1$, то обобщенные связи для полей и индукций имеют вид (хотя и расчёт, и эксперимент основаны на двухтензорной модели электромагнитных явлений)

$$\vec{D} = \vec{E}, \ \vec{B} = \vec{H} .$$

Однако в отсутствие относительных скоростей теряет смысл анализ инвариантности уравнений Максвелла относительно пространственно-временных преобразований по самому определению этих симметрий. Принято считать, что этот случай соответствует группе Лорентца, потому что при подстановке вакуумных связей между полями и индукциями в уравнения Максвелла получается система, сохраняющая свой вид при действии группы Лорентца. Этот вывод некорректен: если нет относительных скоростей, то нет смысла в использовании преобразований, которые содержат скорость. Он некорректен также с когомологической точки зрения: в вакууме n=1 и потому ему соответствует w=0. В вакууме значение $w \neq 1$ невозможно, потому, если в нем нет материи, в частности, «плотных» измерительных устройств. Но тогда в нем нет места группе Лорентца. Вакуум для пространства скоростей является, как и многообразие $R^3 \times T^1$ для размеров, "ареной" действия группы Галилея. К такому выводу ведет использование модели активного показателя отношения.

Если $\vec{u} = 0$, преобразования Галилея применять в этом случае в вакууме некорректно. Этого и не нужно делать, если $\vec{u}_{fs} = 0, \quad \vec{u}_m = 0$. Проблема возникает тогда, когда в расчет принимается внешняя инерция электромагнитного поля, соответствующая

$$\vec{u}_{fs} \neq 0, \quad \vec{u}_m \neq 0 .$$

Тогда галилеевски инвариантная теория в рамках обобщенной электродинамики позволяет получить в вакууме скорости, которые больше c_0.

В отсутствие симметрийного анализа решение задач основано на замкнутой модели явлений. В электродинамике для этого достаточно изучить обобщенную систему уравнений электродинамики, корректно дополнив ее начальными и граничными условиями. Симметрия есть, и всегда была, в роли дополнительного средства для исследования физической модели. По-видимому, всегда можно обойтись без этого анализа. С другой стороны, симметрия сама по себе владеет системой свойств, которые раскрываются в модели только при правильном использовании симметрии. Фактически речь идет о получении косвенных решений модели. Именно такой вариант использовался в специальной теории относительности на основе группы Лорентца.

Уточним сказанное. Форминвариантность уравнений тем хороша, что она задает класс эквивалентных решений, ассоциированных с некоторыми конкретными условиями. Можно не решать систему модельных уравнений, а по одному решению найти другие решения, что иногда упрощает анализ. Симметрия не способна заменить собой физическую модель, у которой есть много тонкостей и деталей. Однако она может дать следствия, которые относятся к классу обобщенных решений для физической модели. Если же мы желаем рассмотреть классы симметрий, требуется учет групп когомологий, что усложняет задачу. Модели, в которых явно используются группы когомологий, способны более тонко "охватить" явление. По этой причине у них большое будущее.

Группа Лорентца есть подгруппа линейной группы. Её действие не изменяет тензорных динамических уравнений Максвелла вида

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k \widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^i ,$$

Её действие сохраняет вакуумные связи для полей и индукций, не содержащие скорости, в силу требования форминвариантности, на котором оно базируется. Но отсутствие скоростей, ускорений и других ранговых движений неудовлетворительно с физической точки зрения. Полная физическая модель обязана содержать в себе всю систему физические факторов и обстоятельств. В подходе Лорентца-Эйнштейна скорости «разрушает» симметрия, не оставляя их в модели на уровне дифференциальных уравнений. Она модифицирует связи между полями и индукциями, выполняя кодифференциальное продолжение модели.

Группа Галилея, как подгруппа линейной группы, также сохраняет динамические уравнения. Однако она «меняет» вакуумные связи, вводит в них скорость. Принято считать, что в этом состоит недостаток группы Галилея. Нетрудно видеть, что это их достоинство. Действительно, физические связи между полями и индукциями при $\vec{u}_{fs} \neq 0, \quad \vec{u}_m \neq 0$ таковы, что они зависят еще и от *w*. Для группы Лоренца в вакууме требуется взять

$$\varepsilon\mu = 1, \quad w = 1 ,$$

что физически некорректно в рамках модели показателя отношения. Поэтому условие

$$\chi = \varepsilon\mu - w \equiv 0$$

и группа Лоренца, если ее применять в вакууме, "скрывают" скорости $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_m$. Группа Галилея, соответствуя *w*=0,"показывает" $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_m$.

Следовательно, формальная инвариантность вакуумных уравнений Максвелла относительно группы Лоренца недостаточна для получения корректных физических следствий.

Почему же тогда преобразования Лорентца вытеснили из физики группу Галилея? Это произошло в угоду кинематическому методу описания реального эксперимента. Действительно, физики имеют дело с результатами опыта, с измеренными значениями. Они не могут быть получены без взаимодействия электромагнитного поля с детектором. Обычно его роль выполняет "плотная" среда, при распространении поля в которой реализуется *w*=1. В ней $\varepsilon\mu \neq 1$. Для ситуации с *w*=1 преобразования Лоренца пригодны. Но при *w*=1 нет вакуумных связей между полями и индукциями.

В силу указанных обстоятельств правильно считать, что в стандартной теории относительности были две ошибки:

а) использование вакуумных связей при сравнении измеренных значений;

б) применение преобразований Лорентца в вакуумной электродинамике.

Они оказались достаточно скомпенсированными, чтобы корректно, используя кинематический подход, описать опытные данные в электродинамике при условиях

$$\vec{u}_{fs} \neq \vec{u}_m \neq 0 , \qquad \varepsilon\mu \neq 1 .$$

Математически это описание допустимо, хотя такой подход не нужно идеализировать. Физически он непоследователен. Более корректно рассчитывать релятивистские эффекты без использования симметрийных аспектов электродинамики, фактически, без специальной теории относительности.

Обобщенная модель электромагнитных явлений задает поведение скорости $\vec{v}_g$ и частоты ω, зависимое от w. Групповая скорость поля задается выражением

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)\left[(1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m\right].$$

В вакууме n=1, w=0 и потому скорость поля

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \vec{u}_{fs}$$

зависит от скорости движения первичного источника излучения. Вакуум "разрешает" любые скорости, в том числе со значениями, которые много больше скорости света в вакууме c_0.

В "плотной" среде $\varepsilon\,\mu > 1$, w=1 и потому

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\vec{u}_m.$$

Ситуация выглядит так: при распространении электромагнитного поля в среде, в том числе в пределах измерительного устройства, меняется w. Показатель отношения w является управляющим фактором, как для скорости, так и для частоты ω. Величины $\vec{v}_g$ и ω согласованы друг с другом. Так действует любая среда. К их числу относятся и измерительные устройства. Измерение через показатель отношения способно существенно изменить параметры поля. Неучет этого факта приводит к неверной интерпретации эксперимента.

Квантовая электродинамика основана на вакуумных уравнениях Максвелла и потому к ней приложимы все сделанные замечания. Но у неё есть еще ряд проблем, связанных с несовершенством идеологии и практики квантования.

Следует также учесть, что гравитационное поле является внешним фактором для электромагнитных явлений, для частиц света. Его влияние можно попытаться учитывать аналогично влиянию физической среды, как это предлагалось в [113,114]. Примем предположение об аддитивной природе общего отношения. Пусть

$$w_m = w + w_g,$$

где w_g - отношение электромагнитного поля к гравитационному. Сложение означает согласованный учет пары факторов, влияющих на электромагнитное поле: физической среды и гравитации. Понятно, что не все грани отношения исчерпываются ими. При $\rho = 0$ имеем $w_m = w_g \neq 0$, это значение нужно использовать в вакууме. Аналогично при $w = 1$, обусловленном влиянием среды, общее значение w_m может быть теоретически как больше, так и меньше единицы.

Допуская возможность отрицательных, а также комплексных, двойных, дуальных значений w_g, мы теоретически предсказываем новый эффект: гравитационное поле может способствовать электромагнитному полю сохранить свою инерцию при внешнем воздействии, играя роль своеобразной «смазки». В общем случае задача состоит в том, чтобы корректно учитывать активное влияние всей совокупности физических полей и объектов друг на друга. В частности, следует выяснить роль и согласованную динамику когомологий. Многообразие отношений и активностей может иметь новые и неожиданные стороны и грани. Схожее замечание может быть полезно при анализе тонкой материи.

Концепция тонкой материи ведёт к сложной структуре вакуума. В отсутствие атомов вещества вакуум содержит атоны, элоны, пролоны и изделия, изготовленные из них.

1.4.2. Электродинамика Максвелла для движущихся тел без пространства Минковского

Используем векторные уравнения Максвелла, заданные в пространстве Ньютона $R^3 \times T^1$:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\,\rho, \qquad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi\frac{\vec{J}}{c}.$$

Заметим, что уравнения могут быть модифицированы до нелинейных и нелокальных, если снять ограничения, обусловленные начальными предположениями.
Обобщим связи для покоящихся сред

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}, \qquad \vec{B} = \mu\vec{H},$$

полагая, что для этого достаточно их дополнить векторными слагаемыми вида

$$\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{E}\right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B}\right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{D}\right], \quad \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H}\right],$$

что они объединены в "пары":

$$\vec{D} + \alpha\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H}\right], \qquad \vec{E} + \beta\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B}\right],$$

$$\vec{B} + \gamma\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{E}\right], \qquad \vec{H} + \delta\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{D}\right].$$

С опытом согласуется, как показал анализ, модель со связями

$$\vec{D} + \chi\left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{H}\right] = \varepsilon\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}}{c} \times \vec{B}\right]\right),$$

$$\vec{B} + \chi\left[\vec{E} \times \frac{\vec{U}}{c}\right] = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D} \times \frac{\vec{U}}{c}\right]\right),$$

$$\chi = w, \qquad \vec{U} = (1-w)\vec{U}_{fs} + w\vec{U}_m.$$

При их выводе нигде не используется ни четырехмерная форма уравнений, ни метрика Минковского. Следовательно, для описания опытных данных пространство Минковского не является необходимым. В определенном смысле этот вывод верен и для симметрий. Практика показывает, что *симметрия* многое может, но она *к себе ближе, чем к реальности*. Другими словами, реальность не исчерпывается известными симметриями. Хотя не исключено, что есть качественно новые симметрии, которые лучше соответствуют трансфинитной реальности.

1.4.3. Специфика подхода Эйнштейна к электродинамике Максвелла

В своей работе "К электродинамике движущегося тела" Эйнштейн использовал вакуумную модель, основанную на модифицированных Лорентцом уравнениях электродинамики Максвелла. Она в то время не была, да и теперь не может быть, экспериментально проверена, потому что любое измерение использует приборы и потому предполагает невакуумную ситуацию.

Была принята модель, согласно которой ни скорость тел (физической среды, наблюдателя), ни скорость источника излучения не учитывались в уравнениях физической модели.

Ситуация парадоксальна: суждение об электромагнитных явлениях в телах было сделано при их отсутствии, для электродинамики вакуума, а учет движения тел было предложено изучать на основе уравнений, в которых отсутствуют скорости.

Такой подход позволил получить в "чистом виде" группу Лорентца и дать ей уникальную философскую интерпретацию относительности одновременности. Уже в этой работе группе Лорентца значение придается большее, чем системе уравнений Максвелла, которая их "породила". Так произошло потому, что с группой Лорентца ассоциировано пространство Минковского.

Эйнштейн не отказался от R^3 *и* T^1. Он соединил их логически в физической модели пространства скоростей, введя фактически новое, «синхронизованное» время, базируясь на модельной концепции относительности одновременности. Интерпретация Зоммерфельда о самостоятельности пространства скоростей не была принята физическим сообществом. Аналогично Минковский соединил R^3 *и* T^1 математически, введя тензор $g^{ij} = diag(1, 1, 1, 1)$. По аналогии с моделью прямого произведения R^3 и T^1 было построено новое многообразие. Отметим, что в электродинамике такой шаг нужен для того, чтобы связать между собой тензоры H^{ik} и F_{mn}, задавая кокасательное пространство-время скоростей T^*M , которое можно назвать пространством событий и обозначить *SE*. Этот вариант удобен для применения.

Он согласовывает расчет с экспериментом без учета скорости первичного источника излучения $\vec{u}_{fs}$ и без влияния скорости детектора $\vec{u}_m$ на излучение. Кроме этого, в модели нет необходимости учитывать эфир, равно как и физическую материю разных уровней. Этот подход соответствовал тогдашней концепции бесструктурного света, а также классической модели измерения параметров электромагнитного поля, по которой прибор не влияет на измеряемые величины.

Реальная ситуация сложнее. Пространство событий *SE* дополнительно к $R^3 \times T^1$. Его можно рассматривать как некий комплекс, ассоциированный с R^3 и T^1, если ввести композитную метрику событий $\tilde{g}^{ij}_{SE} = diag(1, 1, 1, w \cdot 1)$, которая динамически зависит, в частности, от нульмерной группы когомологий Хохшильда $w \in H^0(g, A)$.

Вакуумная ситуация эмпирически пуста. В вакууме нет приборов, а потому невозможно измерение. Если же они есть, то ситуация не вакуумная и потому использование связей вида $\vec{D} = \vec{E}, \vec{B} = \vec{H}$, ведущих теорию к канонической группе Лорентца, недопустимо. Более того, физическая модель требует изучения классов симметрий, а не только отдельной симметрии.

Заметим, что при использовании другой системы единиц мы обязаны использовать в модели уровневого физического вакуума, например в отсутствие атомов и молекул, связи для полей и индукций вида

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}, \vec{B} = \mu_0 \vec{H}, c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}.$$

В модели электромагнитных явлений, обобщенной с учетом показателя отношения w, на первый план поставлена физика инерции, анализ ее динамики. Группа Лорентца и пространство Минковского в ней имеют не столь общее и единственное значение. Они дополнительны группе Галилея и пространству Ньютона.

Принимая трансфинитную структуру материи, мы обязаны заполнить уровневый физический вакуум тонкой материей - праматерией. Она задает для частиц света величины ε_0, μ_0. Её нельзя «выбрасывать» из физической модели. Более того, поскольку свойства праматерии, например, ее плотность и скорость, могут меняться, мы обязаны считать переменными указанные величины.

Но тогда должна существовать зависимость скорости света от состояния праматерии. Возможно, она обнаруживалась ранее, но мы были склонны описывать это влиянием гравитации.

Известно, что классическое описание электромагнитного поля соответствует волновым представлениям об электромагнетизме. В отсутствие тонкой материи, называемой эфиром, исчезает носитель этой волны. Следовательно, Эйнштейн изначально исходил не из физической модели электромагнетизма, а из математического ее выражения в форме Лорентца.

Отрицая эфир, как это предлагал Эйнштейн, нужно считать электромагнитное поле носителем для самого себя. Логика требует в этом случае неких предположений о структурных составляющих света. Однако никаких моделей частиц света, соответствующих электромагнитному полю, как и структурных составляющих для частиц света, предложено не было.

Концепция релятивизма Эйнштейна неотделима от кинематического (не динамического) подхода к описанию данных опыта, когда измеренные значения «просто» различны для разных наблюдателей и не являются следствием взаимодействия излучения с разными измерительными устройствами.

В модели, анализируемой Эйнштейном, нет тел, скоростей, эфира, тонкой материи, частиц света. В ней есть идея и алгоритм единого описания экспериментов в электродинамике, пользуясь новыми математическими средствами. Алгоритм получился прагматичным, практически полезным. Он нашел широкое применение. В подходе Эйнштейна из электродинамики была выброшена практически вся физика. Центр тяжести анализа был перенесен на проблему субстанционального (материального) пространства-времени. Фактически речь шла об описании свойств электромагнитного поля на основе модели пространства-времени. Действуя таким образом, эксперименты удалось уложить в расчетную схему, соответствующую пространству Минковского. Однако алгоритм расчета не прояснял ни структуры, ни динамики света. Модель света не была корпускулярной, не была модель и волновой.

На данном примере мы видим, что модель, «далекая» от реальности, способна успешно описывать эксперименты. Другими словами, из полезности и прагматичности алгоритма расчета не следует ответа на вопрос о полноте модели и физической истинности принятого подхода. Для математика полезности может быть достаточно, так как для него модель отождествляется с экспериментальной реальностью. Для физика важно еще и то, насколько модель «близка» к объективной реальности. Полна ли она теоретически? Проведение каких экспериментов она инициирует? Позволяет ли она исследовать структуру физических изделий, ассоциированных с электромагнитным полем, а также движений, в которых они участвуют?

В новой электродинамике следует по-новому подойти к проблеме уровневого физического вакуума. Уровневый вакуум материи определен нами как условие отсутствия на этом уровне материи ее базовых физических изделий, а также «машин», изготовленных из них. При решении физических задач и проведении экспериментов в модели уровневого вакуума следует учитывать также материю других уровней, которые находятся как «выше» исследуемого, так и «ниже» его.

Если действовать иначе, то физическая задача заменяется на математическую, «освященную» достаточно неопределенной концепцией «поля». Эйнштейн в одном из писем к Бессо утверждал, что концепция поля «теперь» хороша и, по сути, единственна, но неизвестно, достаточна ли она для будущей физики?

Обратимся к другим точкам зрения [115], подтверждающим недостаточную физичность подхода Эйнштейна.

Понятие эфира существовало в античной философии, видевшей в нем некоторую праматерию и отождествляющей его с пространством. Древние греки чувствовали, а мы понимаем сейчас, физическую двойственность концепции и стратегии эфира, равно как и двойственность путей для его анализа и описания, принимая материальность эфира. Двойственность эта соответствовала идее, что есть грубый и тонкий материальный миры. Грубый мир доступен ощущениям человека, тонкий мир недоступен для них. Другими словами, к ощущениям были добавлены неощущения. К знаниям, фактически, добавлялись элементы веры в тонкий мир.

Эйнштейн понимал, что эфир можно принять как новую форму материи. Его отказ от эфира означал отказ от анализа новых форм материи. Такой отказ прагматичен, так как в то время не было данных даже о структуре атомов. Он определил роль и место подхода Эйнштейна к физике световых явлений.

Заметим, что группа Лорентца получена и использована Эйнштейном только для «вакуумной», а, значит, нефизической ситуаций. Ведь в вакууме нет физических тел и потому невозможны измерения. Отсюда с существенной ясностью следует математическая природа и интерпретация симметрий. До уровня физического анализа, учитывающего микроструктуру света, теория тогда не дошла. Но и сегодня, более чем через 100 лет, сделать это трудно.

Известна идея Лорентца Г.А., что при «строгом описании электромагнитного поля не нужно различать поля и индукции: различие между полем индукцией возникает в действительности из способа, каким образом вещество способно реагировать, поляризоваться под действием электрического или магнитного поля, которое на него накладывается извне» [116]. Теоретически она оправдала себя. Но из нее же следует требование, что при измерении необходимо отказаться от вакуумной модели света. Ни Эйнштейн, ни его последователи не заметили этой тонкости. Если бы она была учтена, потребовалось бы решить задачу о влиянии измерительного устройства на электромагнитное поле. Теоретики попытались «обойти» этот аспект проблемы, ослабив физику явления.

Обратим внимание на иной стиль рассуждений Максвелла. Он включает ряд аспектов:

- динамично то, что основано на движениях материи,
- энергия электромагнитного поля есть механическая энергия в смысле её обусловленности движением структурных элементов, из которых изготовлено «поле»,
- «Та теория, которую я предлагаю, может быть названа теорией электромагнитного поля, потому что она имеет дело с пространством, окружающим электрические и магнитные тела, и она может быть названа также динамической теорией, поскольку она допускает, что в пространстве имеется и материя, находящаяся в движении, посредством которой и производятся наблюдаемые электрические явления» [1].

Если же некоторыми физиками материя отрицается, то отрицаются и ее движения. Но что тогда можно сказать о материальности энергии?

Максвелл различал материю и праматерию, а также разные ее механические движения:

- он ощущал потребность описания физической структуры электромагнитного поля,
- пытался свести поле к движению некоторой материи, не отождествляя ее с макроскопическими материальными телами, неявно принял, по крайней мере, модель двухуровневой материи,
- искал динамическую природу и сущность электромагнетизма,
- утверждал независимость существования пространства самого по себе, не сводя его к электромагнитному полю и его свойствам,
- искал механизм изменений поля, опираясь на физику, изучая свойства и проявления движущихся зарядов.

Томсон Д., следуя Фарадею М., принял концепцию «волокнистого эфира»: тонкой материи в форме волокон, способных образовывать изделия и имеющих поперечную структуру. На этой основе он моделировал частицы света как механические изделия, изготовленные в виде тора из материальных электрических силовых линий.

Можно ли свет рассматривать как систему механических изделий, изготовленных из тонкой материи - праматерии? Этот вопрос относится не только к теории. Скорее, он инициирует новые эксперименты.

Отказ от концепции материи разных уровней и их исследования, который принято называть отказом от эфира, ведет к модели, успех которой возможен в случае прагматичности ее предсказаний. Она имеет как право на жизнь, так и право на успехи и на ошибки. Однако успех модели не является доказательством ее единственности и ее достоверности.

Он иллюстрирует ее прагматичность. Всегда возможны и другие модели, они покажут другие стороны реальности. Хотя иногда более важно по назначению использовать уже известное. Так, например, группа Галилея, допускающая неограниченные скорости, необоснованно использовалась в электродинамике в роли «служанки» для малых скоростей. Сделано это только для того, чтобы «сохранить» ложно понятое ограничение на скорость в электродинамике.

Трансфинитная реальность не ограничена по своей форме и сути. Но тогда и модели, и практика, и познание трансфинитны и не ограничены. Конечно, кое-кому приятнее трансфинитная ограниченность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы физические аргументы в пользу новой электродинамики вакуума. Показана непоследовательность подхода Эйнштейна при анализе электромагнитного поля в вакууме. Указаны ростковые точки и некоторые возможности нового варианта.

1.5. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАКСВЕЛЛА СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ СКОРОСТЯМИ

Предложено обобщение электродинамики Максвелла в движущихся средах, которое, во-первых, не использует специальной теории относительности Эйнштейна, во-вторых, в расчете и эксперименте базируется на пространстве Ньютона, в-третьих, в нем естественны сверхсветовые скорости, указаны условия, где и как их обнаружить, в-четвертых, оно единым образом описывает классические эксперименты Бредли, Майкельсона, Физо, Допплера. Обнаружен *неизвестный ранее динамический механизм преобразования скорости, задающей внешнюю инерцию поля, в собственную частоту электромагнитного поля. Показано, что ненулевая масса покоя может быть конечной при скорости тела, равной скорости света в вакууме.*

Известно, что единое описание экспериментальных данных в электродинамике Максвелла при учете всей совокупности относительных движений было достигнуто на основе специальной теории относительности, созданной Эйнштейном А. [8]. Она базируется на трех принципах: а) относительности, б) постоянства скорости света в вакууме, в) неявном постулате об отсутствии эфира.

В теории использована концепция относительной длины и синхронизированного времени, что индуцирует модель 4-мерного псевдоевклидова пространства-времени Минковского.

Группа Лорентца в этом случае задает в пространстве решений алгоритм кинематического описания физических явлений в электродинамике движущихся сред, в частности, эффекта Допплера и аберрации. Этот подход оказался достаточным не только для классической электродинамики. Глубина и полезность кинематического релятивистского метода подтверждена всем развитием физики XX века.

Однако новое время ставит новые задачи. Экспериментально установлены корпускулярные свойства света, проявляющиеся в фотоэффекте и эффекте Комптона [107]. Но в современной теории фотон рассматривается как квазичастица. Именно релятивистский подход не позволяет ввести его размер и отрицает возможность его внутреннего движения. Квант света - фотон - бесструктурен.

Экспериментально Демельтом Х. [108] определен размер центрального ядра – тела электрона. Он значительно меньше радиуса действия ядерных сил и равен $r_e \approx 10^{-22}$ *м*. Известно, что электрон и позитрон рождаются при столкновении γ - квантов:

$$\gamma + \gamma \Rightarrow e^{-} + e^{+} .$$

Описание таких явлений проводится квантовой электродинамикой, в ней по-прежнему нет частиц света, есть бесструктурные кванты. Экспериментально подтверждено наличие спина - внутреннего движения у фотона и электрона, однако отсутствует его пространственно-временная модель.

Эти и другие факты инициируют вопросы:

а) Является ли механизм релятивистского описания электродинамических явлений единственным?

б) Возможно ли полное и последовательное описание всей совокупности экспериментальных данных без специальной теории относительности и без тех ограничений, которые из нее следуют?

в) На какой основе и как это сделать, какие новые следствия это дает?

Покажем, что возможна модель динамического изменения параметров электромагнитного поля в рамках ньютоновского пространства-времени. Используем концепцию единичного наблюдателя и связанную с ним единственную декартову систему координат. Будем рассматривать реальную систему отсчета как физическую среду, способную не только измерить, но и изменить параметры поля.

Отметим, что данная версия соответствует стандартному подходу к физическим явлениям. Рассматривается модель, ищутся её прямые или косвенные следствия, которые называются решениями. Далее проводится согласование расчета с экспериментом и их взаимная коррекция. В полной мере овладеть практикой удается только в том случае, если последовательно и правильно учтены все существенные физические и математические грани исследуемых конструкций и их движений. Такой подход использовался в физике всегда. Он не изменен с появлением теории относительности.

Но в релятивистском подходе есть своя специфика согласования эксперимента и расчета в электродинамике и механике. Она базируется на симметрии форминвариантности используемой модели. Симметрия как бы заменяет физическую модель. Понятно, что она не в состоянии заменить её полностью. Ведь в этом случае следовало бы считать, что физическая модель эквивалентна симметрия форминвариантности. Реальная ситуация иная: симметрия обычно «уже» физической модели по своим свойствам и возможностям.

1.5.1. Динамические уравнения Максвелла в ньютоновом пространстве-времени

Будем исходить из модели, базирующейся на концепции единичного наблюдателя. Пусть он обеспечен необходимыми и достаточными измерительными устройствами для исследования электромагнитных явлений. Примем точку зрения, что наблюдатель использует «абсолютные» эталоны длины и времени в соответствии с физической моделью пространства Ньютона $R^3 \times T^1$. Фактически это означает принятие одного из вариантов проведения оценок и вложения опыта. Так фиксируется пространство для измерительных устройств и для величин, измеряемых на эксперименте.

Физические законы электродинамики Максвелла также задаются в $R^3 \times T^1$. В соответствии с принятым подходом мы записываем уравнения в форме трехмерных rot и div:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad \nabla \cdot \vec{B} = \vec{0},$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \qquad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi\frac{\vec{J}}{c}.$$

Объединим векторные поля в тензоры

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -iE_x \\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y \\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & H_z & -H_y & -iD_x \\ -H_z & 0 & H_x & -iD_y \\ H_y & -H_x & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix}.$$

Дифференциальные уравнения Максвелла получают вид

$$\partial_{[k}F_{mn]} = 0, \qquad \partial_k H^{ik} = S^i.$$

Отметим очевидный факт, что уравнения инвариантны относительно невырожденных линейных преобразований координат. Здесь ∂_k - частные производные по координатам

$$x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z, \quad x^0 = ict.$$

Примем следующую постановку задачи:

1. Найти обобщение уравнений Максвелла, из которого, учитывая свойства реальных физических сред и не используя какой-либо модели эфира, удастся единым образом описать опыты Бредли, Допплера, Физо, Майкельсона, «постоянство» скорости света в вакууме по Эйнштейну.

2. Построить модель динамического изменения инерции поля, оставаясь в рамках концепции ньютоновского пространства и времени.

1.5.2. Обобщенная связь полей и индукций

Известно, что для покоящейся изотропной среды связь полей и индукций имеет вид

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \qquad \vec{B} = \mu \vec{E},$$

где ε, μ- диэлектрическая и магнитная проницаемости. Эти уравнения не содержат скоростей и факторов управления и кажутся простыми. Задача состоит в том, чтобы разобраться в структуре связей и в них правильно учесть все, необходимое и достаточное для модели. Связи, как и все конкретное, могут быть чрезвычайно сложны, более того, они способны управлять явлениями.

В варианте, рассмотренном Минковским, учтена скорость среды $\vec{u}_m$. В его подходе среда является вторичным источником излучения. В данном выражении отсутствует скорость первичного источника излучения $\vec{u}_{fs}$. Не сделаны какие-либо предположения о структуре излучения. Отсутствует анализ и алгоритм воздействия измерительных устройств на поле. С экспериментом согласуются связи вида

$$\vec{D} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{H}\right] = \varepsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}_m}{c} \times \vec{B}\right]\right),$$

$$\vec{B} + \left[\vec{E} \times \frac{\vec{U}_m}{c}\right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\vec{D} \times \frac{\vec{U}_m}{c}\right]\right).$$

В силу указанных обстоятельств желательно обобщить связи, предложенные Минковским. Новые связи между полями F_{mn} и индукциями H^{ik} правильно искать в форме [10]:

$$H^{ik} = \Omega^{im}\Omega^{kn}F_{mn},$$

полагая, что в частном случае они переходят в известные. Пусть

$$\Omega^{im} = \alpha\left(\Theta^{im} + \beta U^i U^m\right).$$

Здесь α, β- скалярные функции, Θ^{im}- некий метрический тензор, $U^i = dx^i / d\Theta$ - четырехскорости, $d\Theta^2 = \Theta_{ij}dx^i dx^j$. На начальном этапе анализа выражение для Ω^{im} было найдено в [44] на основе решения системы нелинейных алгебраических уравнений. Они следуют из обобщенной формальной связи для полей и индукций. При равной нулю векторной скорости они переходят в известные уравнения. Было получено обобщение

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[\Theta^{im} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{\chi} - 1\right)U^i U^m\right].$$

Здесь $\Theta^{im} = diag\,(1, 1, 1, \chi)$, а $\chi = \det \Theta^{im}$. Тензор Ω^{im} не влечет за собой сингулярности при $\chi = 0$. Действительно,

$$d\Theta = \frac{icdt}{\sqrt{\chi}}\left(1-\chi\frac{U^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad U^k = \frac{dx^k}{d\Theta} = \frac{\sqrt{\chi}}{ic}\frac{dx^k}{dt}\left(1-\chi\frac{U^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

При определении $U_n = \Theta_{nk}U^k$ получим $U^kU_k = 1$. С учетом антисимметрии F_{mn} и H^{ik} можно использовать выражение

$$H^{ik} = \Omega^{ikmn}F_{mn}, \quad \Omega^{ikmn} = 0{,}5\left(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}\right)$$

с условиями

$$\Omega^{ikmn} = -\Omega^{iknm} = -\Omega^{kimn}.$$

Начальный вариант обобщения состоял в том, что уравнения Максвелла оставались неизменными

$$\nabla\times\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla\cdot\vec{B} = \vec{0},$$

$$\nabla\cdot\vec{D} = 4\pi\rho, \quad \nabla\times\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}.$$

Были *частично деформированы* связи между полями и индукциями в форме :

$$\vec{D} + \chi\left[\frac{\vec{U}}{c}\times\vec{H}\right] = \varepsilon\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{U}}{c}\times\vec{B}\right]\right), \quad \vec{B} + \chi\left[\vec{E}\times\frac{\vec{U}}{c}\right] = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D}\times\frac{\vec{U}}{c}\right]\right).$$

На этой стадии требуется решить ряд проблем:

- Какое выражение для скорости следует использовать?
- Требуется ли и каким образом менять дифференциальные уравнения Максвелла, если принято решение об изменении величины χ?
- Какие физические и математические следствия дает предлагаемое обобщение?

Покажем, что предложенные связи между полями и индукциями переходят в известные. Действительно, при скорости $\vec{U}$, равной нулю, имеем

$$U^k\Big|_{\vec{U}=0} = \left(0,\,0,\,0,\,\sqrt{w}\right),$$

$$\Omega^{ij}\Big|_{\vec{U}=0} = \alpha\,\Theta^{ij}, \quad i,\,j = 1,2,3, \quad \Omega^{0i} = \Omega^{i0} = 0,$$

$$\Omega^{00}\Big|_{\vec{U}=0} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[w + \left(\frac{\varepsilon\,\mu}{w} - 1\right)w\right] \equiv \varepsilon\sqrt{\mu}.$$

1.5.3. Модельная задача

Пусть источник первичного излучения движется вокруг Земли в вакууме со скоростью $\vec{U}_{fs}$, которая является скоростью первичного источника $\vec{U}\Big|_{\rho=0} = \vec{U}_{fs}$. Пусть излучение распространяется из вакуума в атмосферу Земли с плотностью ρ, в которой при $\rho = \rho_0$ скорость вторичного источника излучения становится равной скорости физической среды

$$\vec{U}\Big|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_m .$$

Введем величину $\vec{U} = \vec{U}\left(\vec{U}_{fs}, \vec{U}_m, w(\rho)\right)$, полагая, что она зависит от функционала $w(\rho)$. Назовем его показателем отношения.

Основное допущение состоит в следующем: подчиним скорость $\vec{U}$ релаксационному уравнению

$$\frac{d\vec{U}}{d\xi} = -P_0\left(\vec{U} - \vec{U}_m\right), \quad \vec{U}\Big|_{\xi=0} = \vec{U}_{fs}, \quad \xi = \rho/\rho_0 .$$

Этот подход согласуется с физической постановкой анализируемой задачи. Ведь из-за взаимодействия со средой скорость первичного источника излучения обязана срелаксировать к скорости вторичного источника излучения. Получим решение

$$\vec{U} = (1-w)\vec{U}_{fs} + w\vec{U}_m, \quad w = 1 - \exp\left(-P_0\frac{\rho}{\rho_0}\right).$$

Показатель отношения w введен в модель из физических соображений. Он порожден динамикой параметров явления. Тогда, например,

$$\vec{U}\Big|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_{fs}, \quad w\Big|_{\rho=0} = 0, \quad \vec{U}\Big|_{\rho=\rho_0} = \vec{U}_m, \quad w\Big|_{\rho=\rho_0} = 1 .$$

Примем дополнительное условие:

$$\chi = w .$$

Рассматриваемый вариант является частным случаем общей ситуации, в которой скорость подчинена динамическим уравнениям. Так и должно быть в реальных физических задачах, в которых физические величины динамичны.

1.5.4. Решение обобщенных уравнений Максвелла при постоянном показателе отношения

Уравнения для потенциалов поля A_m в их четырехмерной форме при $w = const$ имеют вид:

$$\left[\Theta^{kn}\frac{\partial}{\partial x^k}\frac{\partial}{\partial x^n} - (\varepsilon\mu - w)\left(V^k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)^2\right]A_m = -\mu U^i\Theta_{im}, V^k = \frac{U^k}{\chi}$$

при условии калибровки

$$\Theta^{kn}\frac{\partial A_n}{\partial x^k} + (\varepsilon\mu - w)\frac{\partial A_l}{\partial x^k}U^l U^k = 0 .$$

Для векторного $\vec{A}$ и скалярного φ потенциалов согласно их определению

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi, \quad \vec{B} = \nabla\times\vec{A}$$

получим

$$\hat{L}\vec{A} = -\frac{4\pi\mu}{c}\left\{\vec{J} + \frac{\sigma\Gamma^2}{\sigma + w}\frac{\vec{U}}{c}\left(w\vec{U}\cdot\vec{J} - c^2\rho\right)\right\},$$

$$\hat{L}\varphi = -4\pi\mu\frac{\Gamma^2}{w+\sigma}\left\{\rho\left(1-\varepsilon\mu\frac{U^2}{c^2}\right)+\sigma\frac{\vec{U}\cdot\vec{J}}{c^2}\right\}$$

и условие калибровки

$$\left(\nabla\cdot\vec{A}+\frac{w}{c}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)-\frac{\sigma\,\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{U}\cdot\nabla\right)\left(\vec{U}\cdot\vec{A}-c\varphi\right)=0\,.$$

Здесь

$$\hat{L}=\left(\Delta-\frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)-\sigma\frac{\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{U}\cdot\nabla\right)^2,$$

$$\sigma=\varepsilon\mu-w\,,\qquad \Gamma^2=\left(1-w\beta^2\right)^{-1},\qquad \beta=\frac{U}{c}\,.$$

Функция Грина для векторных уравнений

$$G_0\left(\vec{r},\,t\right)=16\pi^4\mu\left(r^2+\xi^2\right)^{-1/2}\delta\left(t-\frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{\left(1-w\beta^2\right)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(r^2+\xi^2\right)^{1/2}\right)$$

указана в [109]. В цилиндрической системе координат, радиус-вектор которой есть $R=\left(\rho^2+z^2\right)^{1/2}$, имеем величины

$$r^2=\rho^2\frac{\varepsilon\mu\left(1-w\beta^2\right)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2},\qquad \xi=z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}Ut\,.$$

При $\beta=0$ получим функцию Грина для покоящего источника в среде без дисперсии

$$G_0\left(\vec{r},t\right)\Big|_{\vec{U}=0}=16\pi^4\mu\frac{1}{R}\delta\left(t-\frac{R\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\right).$$

Она отлична от нуля на поверхности

$$t=\frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{\left(1-w\beta^2\right)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(\rho^2\frac{\varepsilon\mu\left(1-w\beta^2\right)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}+\left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}Ut\right)^2\right)^{1/2}.$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает с $\vec{U}$, а положение центра задается соотношением

$$z_0=Ut\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}\,.$$

Центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$U_0=U\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}\,.$$

Полуоси эллипса

$$a=ct\left(\frac{1-w\beta^2}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}\right)^{1/2},\qquad b=ct\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\left(1-w\beta^2\right)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}$$

нелинейно зависят от w. Имеем обобщенное дисперсионное уравнение

$$c^2 K^2 = w\omega^2 + \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)\left(\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}\right)^2$$

для электромагнитного поля. Из него следует выражение

$$\vec{V}_g = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{K}} = c\frac{K + \sigma\Gamma^2 c^{-2}\vec{U}\left(\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}\right)}{\frac{\omega}{c}w + \sigma\Gamma^2 c^{-1}\left(\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}\right)}$$

для групповой скорости. В нерелятивистском пределе

$$\vec{V}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)\left[(1-w)\vec{U}_{fs} + w\vec{U}_m\right].$$

Это выражение дает зависимость групповой скорости электромагнитного поля не только от показателя преломления, но и от показателя отношения, не только от скорости среды, но и от скорости первичного источника излучения. Оно иллюстрирует сложность простой конкретной ситуации, ее многогранность. Кроме этого, очевидно, проясняется тезис о соответствии разных симметрий разным физическим ситуациям.

При переменном показателе отношения мы обязаны ввести в уравнения Максвелла ввести новые слагаемые и новую связность. Общий алгоритм известен: следует заменить частные производные на «ковариантные». Однако, что не менее важно, кроме показателя отношения могут понадобиться другие физические величины, посредством которых будут описываться не учтённые факторы и обстоятельства.

1.5.5. Анализ полученных выражений

1. При $w = 0$ получим

$$\vec{V}_g = c\frac{\vec{K}}{K} + \vec{U}_{fs}.$$

Значит, в обобщенной модели электромагнитных явлений поле в вакууме движется таким образом, что центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, движется со скоростью $\vec{U}_{fs}$, а полуоси эллипса в данном случае равны, задавая сферу переменного радиуса. Такая картина соответствует интуитивному пониманию факта, что в отсутствие внешних влияний поле сохраняет свою инерцию.

2. Обобщенная электродинамика Максвелла согласуется с опытами Майкельсона. Согласно условиям его эксперимента, скорость среды, как и скорость источника излучения, были равны нулю: $\vec{U}_m = 0$, $\vec{U}_{fs} = 0$. По этой причине из уравнений следует независимость скорости излучения от направления распространения излучения, так как

$$\vec{V}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{K}}{K}.$$

3. Обобщенная электродинамика Максвелла согласуется с опытом Физо. Согласно условиям его опыта имеем $\vec{U}_{fs} = 0$ и $w = 1$. Поэтому скорость равна

$$\vec{V}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{K}}{K} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\vec{U}_m.$$

Мы рассмотрели обобщение электродинамики Максвелла, в котором динамические уравнения оставлены без изменений и обобщены только связи между полями и индукциями. Они содержат скорость первичного источника излучения $\vec{U}_{fs}$, скорость среды $\vec{U}_m$, а также новую величину: показатель отношения электромагнитного поля к среде $w(\rho)$. Расчет параметров поля и анализ экспериментальных данных выполнен в рамках модели пространства Ньютона. Абсолютность длины и времени является базовым положением предлагаемого алгоритма анализа динамического изменения параметров поля. Выведены уравнения для четырехпотенциалов, следующие из обобщенной системы уравнений Максвелла. Найдена функция Грина и проанализированы ее физические следствия. Получено обобщенное выражение для групповой скорости поля. Показана зависимость скорости поля в вакууме от скорости первичного источника излучения.

1.5.6. Новое условие на фазу волны

Изучим динамику частоты поля. Групповая скорость электромагнитного поля, согласно полученным решениям, при $w \to 0$ не зависит от $\vec{U}_{fs}$. Такое изменение, с физической точки зрения (поскольку скорость не может исчезнуть бесследно), должно проявиться в изменении частоты. Чтобы разобраться, как это происходит, дополним дисперсионное уравнение обобщенным фазовым условием, следуя [9д]:

$$\frac{\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}_\xi}{\left(1 - w_\xi \dfrac{U_\xi^{\,2}}{c^2}\right)^{1/2}} = const .$$

Оно не следует непосредственно из уравнений Максвелла. Это обстоятельство позволяет считать, что скорость $\vec{U}_\xi$ может быть отличной от введенной выше обобщенной скорости $\vec{U}$. Следуя предложенной модели анализа поля введем

$$\vec{U}_\xi\left(\vec{U}_{fs}, \vec{U}_m, w_\xi(\rho)\right) \neq \vec{U} .$$

Зададим для нее, аналогично $\vec{U}$, уравнение

$$\frac{d\vec{U}_\xi}{d\xi} = -P_\xi\left(\vec{U}_\xi - \vec{U}_*\right), \qquad \vec{U}_\xi\Big|_{\rho=0} = \vec{U}_{fs}$$

релаксационного типа . Примем условие (желая сохранить $\vec{U}_{fs}$ в зависимости для $\vec{U}_\xi$), релаксационное значения скорости вида

$$\vec{U}_* = \vec{U}_{fs} + \vec{U}_m .$$

Такой вариант возможен в предлагаемой модели. Решение

$$\vec{U}_\xi = \vec{U}_{fs} + w_\xi \vec{U}_m , \qquad w_\xi = 1 - \exp\left(-P_\xi \frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

ведет себя иначе, чем полученное для анализа скоростей. Так и должно быть по физике явления. "С кинематической точки зрения" скорость $\vec{U}_{fs}$ из-за взаимодействия со средой исчезает при w=1 и в групповой скорости не проявляется. "С энергетической точки зрения" она превращается в частоту ω. Понятно, почему так происходит. Дисперсионное и фазовое условия в предлагаемой модели выполняют разные роли и имеют функции, дополнительные друг другу. Их можно рассматривать как систему дисперсионных уравнений. Частоты ω и скорости $\vec{U}$ можно интерпретировать как внутренние и внешние потенциальные функции инерции поля.

Рассматриваемый вариант становится более простым и очевидным, если принять во внимание возможность числового обобщения связей между полями и индукциями. Дополним рассмотренные выше «внешние» условия для поля «внутренними» условиями. Пусть они относятся к «мнимой части» связей:

$$\Omega^{im} = \alpha\left(\theta^{im} + \beta U^{i}U^{m}\right) + jQU^{i}{}_{\zeta}U^{m}{}_{\zeta},$$

Тогда «внешнее» дисперсионное уравнение будет дополнено «внутренним» дисперсионным уравнением. Оно базируется на обобщенных связях и остается в рамках электродинамики Максвелла.

Этот и другие моменты убеждают нас в том, что наши знания и представления о поведении, а потому и о модели света, могут отображать лишь верхушку айсберга, центр тяжести которого находится далеко от нашей «поверхности обзора». Кроме внешних проявлений электромагнетизм имеет внутреннюю структуру и внутреннюю динамику. С точки зрения идеологии частиц света такой подход естественен.

1.5.7. Динамика эффекта Доплера и аберрации

Примем точку зрения, что изменение параметров инерции электромагнитного поля происходит только из-за взаимодействия со средой или другими полями. Изучим эти процессы.

Уточним постановку рассматриваемой выше модельной задачи. Пусть излучение с начальным значением частоты ω_0 и волновым вектором $\vec{K}_0$ распространяется от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{U}_{fs}$, к поверхности Земли, на которой находится наблюдатель. Пусть атмосфера покоится: $\vec{U}_m = 0$. Требуется рассчитать, как меняются частота ω и волновой вектор $\vec{K}$ при взаимодействии излучения со средой.

Примем дополнительное условие, согласовывающее "внешнее" и "внутреннее" поведение поля, полагая, что

$$w = w_{\xi}\,.$$

Объединим в единую систему дисперсионное уравнение и фазовое условие :

$$c^2K^2 - w\omega^2 = \Gamma^2\left(\varepsilon\mu - w\right)\left(\omega - \vec{K}\cdot\vec{U}\right)^2,$$

$$\omega = \omega_0\left(1 - wU_{\xi}^2/c^2\right)^{1/2} + \vec{K}\cdot\vec{U}_{\xi}\,.$$

В начальной стадии исследуемого динамического процесса $w_{\zeta} = 0$ и волновой вектор

$\vec{k}$ перпендикулярен скорости u_ζ, что приводит к условию $\omega_0 = const$. Примем допущения, что $K_{y_0} = 0$, $K_z = K_{z_0}$. Найдем зависимость ω, K_x от начальных значений ω_0, K_{z_0}. Преобразуем, с точностью до $\left(U_{fs}/c\right)^2$, дисперсионное уравнение к виду

$$AK_x^2 + BK_x + P = 0.$$

Его коэффициенты равны:

$$A = 1 - a\frac{U_{fs}^2}{c^2}, \quad a = w + \varepsilon\mu w^2 - w^3,$$

$$B = w\frac{w_0}{c}\frac{U_{fs}}{c}b, \quad b = 1 + \varepsilon\mu - w,$$

$$P = \frac{w_0^2}{c^2}\frac{U_{fs}^2}{c^2}q, \quad q = w^2 - 2w^3 + w^4 + 2\varepsilon\mu w^2 - w^3\varepsilon\mu.$$

Рассчитаем a, b, q для $\varepsilon\mu$=1. Удобно выразить решение через функцию

$$\Phi = w[(2-w) + (1-w)^{1/2}].$$

Получим для K_x нелинейную зависимость от w:

$$K_x = \Phi\frac{\omega_0}{c}\frac{U_{fs}}{c}.$$

Угол аберрации определяется выражением:

$$tg\alpha = \frac{K_x}{K_z} = \frac{U_{fs}}{c}\Phi.$$

Связь начальной и промежуточной частоты

$$\omega = \omega_0\left[\left(1 - w\frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \Phi\frac{U_{fs}^2}{c^2}\right]$$

зависит от w. Согласно расчетным данным, вдали от поверхности Земли

$$K_x = 0, \quad K_z = -\frac{\omega_0}{c}, \quad \omega = \omega_0.$$

По мере приближения к Земле величины K_x, ω меняются непрерывно из-за изменения w. В конце процесса, когда $w = 1$, получим

$$K_x = \frac{\omega_0}{c}\frac{U_{fs}}{c}, \quad \omega = \omega_0\left(1 - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Эти величины согласуются с экспериментом Бредли и с формулой для поперечного эффекта Доплера. Аналогичные результаты получаются в специальной теории относительности. Предложенная модель электромагнитных явлений задает как конечные значения параметров динамического процесса, так и закон преобразования скорости в частоту.

Следуя проведенному расчету и сделанным выводам, мы вправе рассматривать специальную теорию относительности как формальную математическую теорию кинематического типа. Она применяется по алгоритму, соответствующему модели черного ящика: по входным параметрам явления ищутся параметры явления на выходе из черного ящика, но ни процесс взаимодействия, ни его физический механизм не раскрывается.

Предложенное обобщение позволяет описывать именно динамику величин $(\omega, \vec{v}_g)$, выражая ее через начальные параметры явления:

$$\omega = \omega_0 + \left(\Phi - \frac{1}{2}w\right)\frac{U_{fs}}{c}\omega_B, \quad \vec{V}_g \equiv \frac{c}{n}\frac{\vec{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)(1-w)\vec{U}_{fs}.$$

Здесь

$$\omega_B = \omega_0 \frac{U_{fs}}{c}.$$

Алгоритм расчета состоит в том, что мы «тянем» решение уравнений Максвелла, полученное наблюдателем при определенных начальных условиях, по области изменения физических параметров $n, w \neq const$, присущих физической среде или измерительным устройствам.

1.5.8. Новые эффекты в обобщенной электродинамике

1. Сверхсветовые скорости электромагнитного поля в вакууме.
В вакууме $\rho = 0$ и потому $w = 0$. Групповая скорость поля

$$\vec{V}_g = c\frac{\vec{K}}{K} + \vec{U}_{fs}$$

зависит от скорости первичного источника излучения. Поверхность волнового фронта представляет собой сферу, так как $a = b = c_0 t$, а центр этой сферы перемещается со скоростью

$$\vec{U}_* = \vec{U}_{fs}.$$

Такая картина распространения излучения соответствует «баллистической» модели Ритца. Из-за взаимодействия со средой, в частности с реальным измерительным устройством (системой отсчета), скорость $\vec{U}_{fs}$ может "исчезнуть". Это происходит во всех случаях прямого измерения скорости света в вакууме.

Следует считать, что обобщенная модель электромагнитных явлений согласуется с "постоянством" скорости света в вакууме. Дополнительно она показывает, что для нахождения зависимости скорости света от скорости источника нужны только косвенные эксперименты, когда измерение не повлияет на величину $\vec{U}_{fs}$. Если излучение движется в гравитационном поле, оно тоже может повлиять на частоту и скорость излучения. Это обстоятельство следует учитывать при анализе распространения излучения в космосе. Скорее всего, достаточно использовать значения $w = w_g << 1$, если гравитационное поле «слабо».
2. Сверхсветовые скорости в движущемся разреженном газе.

Пусть источник излучения покоится относительно наблюдателя $\vec{U}_{fs} = 0$, а среда (поток газа) движется со скоростью $\vec{U}_m$. Тогда для групповой скорости поля получим

$$\vec{V}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) w \vec{U}_m .$$

Оптимальным, с точки зрения увлечения света средой, будет значение $w = 0.5$. При показателе преломления, близком к единице, ему соответствует скорость

$$\vec{V}_g^{\max} = c\frac{\vec{K}}{K} + 0.25\,\vec{U}_m .$$

Поскольку $n = 1 + Q_\lambda$, где $Q_\lambda \cong 10^{-4}$, в стандартной теории получим значение

$$\vec{V}_g \cong c_0 \frac{\vec{K}}{K} .$$

Очевидно существенное отличие предсказаний предлагаемой модели электромагнитных явлений от алгоритма, основанного на релятивистской кинематике. Указанные условия соответствуют опыту Физо, когда в качестве рабочей среды используется движущийся разреженный газ. Такой эксперимент может быть выполнен в самое близкое время. Согласно динамической модели изменения инерции электромагнитного поля, можно добиться, меняя разреженность движущегося газа, что полосы в интерферометре Физо станут двигаться, иллюстрируя сверхсветовые скорости.

3. Возможность движения материальных тел со скоростью света в вакууме.

Анализ динамики поперечного эффекта Допплера для случая малых относительных скоростей приводит к заключению, что при $w = 1$ частота ω задается выражением

$$\omega = \frac{\omega_0}{\left(1 - \dfrac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2}} .$$

Умножим его на величину $\hbar/c^2$, где $\hbar$ - постоянная Планка. Тогда получим зависимость для массы, используемую в релятивистской динамике:

$$m = \frac{m_0}{\left(1 - \dfrac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2}} .$$

Предлагаемая модель динамического изменения инерции электромагнитного поля дает другое выражение для связи частот. Покажем это. Используем рассмотренную выше задачу о распространении излучения из вакуума в атмосферу Земли, формально полагая, что скорость $\vec{U}_{fs}$ стремится к величине, равной скорости света в вакууме. Ограничимся вариантом, когда достигнуто значение $w = 1$. Тогда $\vec{U} = 0$, $cK_z = n\omega_0$. Поскольку U_{fs}/c близко к единице, возьмем показатель преломления, отличный от единицы: $n = 1 + Q$, где $Q << 1$. Тогда получим систему уравнений вида

$$c^2 K_x^2 = n^2\left(\omega^2 - \omega_0^2\right), \qquad \omega = \omega_0\left(1 - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \frac{n}{c} U_{fs}\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)^{1/2} .$$

Квадратное уравнение для частоты

$$\omega^2 - 2\omega\omega_0\sigma\left(1-\frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \omega_0^2\sigma\left(1+\frac{U_{fs}^2}{c^2}\Psi\right)=0$$

содержит множитель

$$\sigma = \left[1 - U_{fs}^2\left(1+\Psi\right)/c^2\right]^{-1}, \quad \Psi = 2Q + Q^2, \quad n = 1 + Q .$$

Значение предельной частоты поля задается законом [11д]:

$$\omega = \omega_0\sigma\left[\left(1-\frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\Psi^{1/2}\left(1+\Psi\right)^{1/2}\right].$$

Он не имеет особенности при $U_{fs} \to c$. Тогда $\omega^* = \lim\omega\big|_{U_{fs}\to c} = \omega_0\left(1+\frac{1}{\Psi}\right)^{1/2}$.

Полагая, что масса пропорциональна частоте, получаем новую зависимость:

$$m = m_0\frac{\left(1-\frac{U^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U^2}{c^2}\Phi^{1/2}\left(1+\Phi\right)^{1/2}}{1-\frac{U^2}{c^2}\left(1+\Phi\right)}.$$

Понятно, что для построения данного выражения из геометрических представлений недостаточно риманова многообразия. Требуется использовать либо неметрические выражения для расстояния между точками в пространстве скоростей, либо метрику для системы многообразий.

Значение Φ следует находить опытным путем. В общем случае $\Phi \neq \Psi$. Заметим, что мы получили указанные выражения на основе решения квадратного уравнения, в котором обращается в ноль коэффициент при старшем многочлене. По этой причине оно будет сингулярным при скоростях, меньших скорости света в вакууме. Чтобы исправить этот недостаток, найдем новую формулу, действуя стандартным способом. Получим для частоты выражение, несингулярное для $U_{fs} = C$:

$$\omega = \omega_0\frac{1+\frac{U_{fs}^2}{C^2}\Psi}{\left(1-\frac{U_{fs}^2}{C^2}\right)^{1/2} + \sqrt{1-\frac{U_{fs}^2}{C^2} - \left(1+\frac{U_{fs}^2}{C^2}\Psi\right)\left(1-\frac{U_{fs}^2}{C^2}\left(1+\psi\right)\right)}}.$$

Аналогично запишется выражение для массы.

1.5.9. Механический закон сохранения энергии для электромагнитного поля

Мы убедились, что при распространении излучения в разреженном газе от первичного источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{U}_{fs}$, происходит динамическое изменение его групповой скорости $\vec{V}_g$ и частоты *ω.*

При малых относительных скоростях частота *ω* на конечной стадии динамического процесса отличается от начальной частоты ω_0 на величину

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 0.5\omega_0 \frac{U_{fs}^2}{c^2}.$$

Умножим это выражение на постоянную Планка $\hbar$ и воспользуемся определением Эйнштейна для массы инерции фотона

$$m_{in} = \hbar \frac{\omega_0}{c^2}.$$

Введем следующие определения:
а) кинетическая энергия фотона, обусловленная скоростью первичного источника излучения, есть

$$E_{кин} = 0.5\hbar \frac{\omega_0}{c^2} U_{fs}^2,$$

б) потенциальная энергия фотона есть $\Delta U = \hbar(\omega - \omega_0)$.
Тогда получим $\Delta U = E_{кин}$. С физической точки зрения ситуация выглядит так: вначале фотон имел скорость $\vec{U}_{fs}$, дополнительную к скорости света в вакууме c, и частоту ω_0. При взаимодействии со средой он "преобразовал" скорость $\vec{U}_{fs}$ в добавку к частоте $\Delta\omega$.

1.5.10. Анализ системы предположений в динамической модели релятивистских эффектов

Физики традиционно используют разные методы для описания физических изделий и явлений, ассоциированных с ними.

Чаще всего решаются уравнения, посредством которых моделируется данное явление. При этом используются разные начальные и граничные условия. Если нет соответствия расчета и эксперимента, то, в предположении их корректности, проводится модификация модели. В неё вносятся изменения, дополнения. Поскольку модель может быть основана на величинах, не измеряемых непосредственно в экспериментах, между моделью и экспериментальными данными будет действовать алгоритм согласования. Триада в виде эксперимента, модели, алгоритма их согласования меняется эволюционно. Её элементы выполняют разные роли в процессе познания. Они модифицируются в соответствии с практикой.

Реже уравнения модели анализируются с симметрийной точки зрения. Этот подход привлекателен тем, что он позволяет по известному решению найти класс эквивалентных решений. Его можно получить посредством действия симметрии на известное решение или на некоторое условие, например, условие инвариантности фазы волны.

Иногда прагматично полезные решения находят на основе анализа размерности величин.

В релятивистской электродинамике, к разряду которой относят все задачи, связанные с учетом системы скоростей, принято использовать симметрийный подход. Его математические основы заложены Ли. Прагматичное их применение дано Эйнштейном в рамках специальной теории относительности. Класс эквивалентных решений в этом случае задаётся группой Лоренца. Все физические следствия извлекаются на этой основе.

Успехи симметрийного анализа решений уравнений электродинамики не исключают возможность нахождения прямых решений, позволяющих описать известные эксперименты и предсказать новые. Для этого могут понадобиться дополнительные предположения, а также изменения в физической модели. Их нужно внимательно изучить.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ

Проведенный ранее анализ показал, что в электродинамике возможно описание экспериментальных данных на основе прямого решения обобщенной системы уравнений Максвелла.

В качестве истока физических изменений принято введение в электродинамику новой физической величины. Она названа показателем отношения. Её использование позволяет описать динамическое изменение частоты электромагнитного поля. Кинематические и частотные свойства света подчинены разным уравнениям, асимптотики их решений разные. Эти и другие обстоятельства поясняют, почему симметрийный подход длительное время был основным средством анализа релятивистских эффектов. С одной стороны, потому, что он проще, для него не требуется менять уравнения Максвелла. С другой стороны, потому что он прагматичен, позволяя описать итог динамического процесса без анализа сущности и деталей динамики. В-третьих, для прямого решения проблем электродинамики требуется обобщить уравнения, используемые для описания электромагнитных явлений. И сам путь соотношения экспериментальных данных с прямым решением уравнений электродинамики, и применяемые для этого средства нетривиальны. Однако прохождение сложной «полосы препятствий» оказывается не только возможным, но и полезным.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 1. Запишем систему дисперсионных уравнений для скоростных и частотных свойств электромагнитного поля

$$c^2k^2 - w\omega^2 = \frac{(\varepsilon\mu - w)}{1 - w\dfrac{u^2}{c^2}}\left(\omega - \vec{k}\vec{u}\right),$$

$$\frac{\omega - \vec{k}\vec{u}_\xi}{\left(1 - w_\xi \dfrac{\vec{u}_\xi^2}{c^2}\right)} = const.$$

Из них следует, что в электродинамике для описания скоростных и частотных свойств электромагнитного поля следует использовать разные дифференциальные уравнения.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 2. Согласно предложенному алгоритму анализа требуется ввести разные скорости в дисперсионные уравнения: Анализ показал, что они таковы:

$$\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m,$$
$$\vec{u}_\xi = \vec{u}_{fs} + w_\xi \vec{u}_m.$$

.

Здесь $\vec{u}_{fs}$ – скорость первичного источника излучения, $\vec{u}_m$ – скорость вторичного источника, w – показатель отношения, управляющий динамикой изменения частоты электромагнитного поля.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 3. Как для скоростного, так и для частотного изменения скоростей, входящих в модель электромагнитных явлений, используются релаксационные уравнения. В общем случае они дают пару показателей отношения: w, w_ξ. Упрощая подход, примем условие, что скоростной w и частотный w_ξ показатели отношений совпадают:

$$w_\xi = w = 1 - \exp(-Q(\lambda)(n-1)).$$

Здесь ρ – плотность среды, $Q(\lambda)$ – величина, зависящая от длины волны излучения.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 4. Для расчета показателя преломления используем эмпирическое выражение

$$n = 1 + G(\lambda)\frac{\rho}{\rho_0}.$$

Величина $G(\lambda) \cong 3 \cdot 10^{-4}$ в оптическом диапазоне длин волн известна и называется постоянной Гладстона-Дейла

В качестве алгоритма выбора величины Q_0 примем значение, обратно пропорциональное множителю, который стоит перед $\frac{\rho}{\rho_0}$: $Q(\lambda) = 10\pi(G(\lambda))^{-1}$.

Примем в оптическом диапазоне длин волн значение $Q_0 \approx \cdot 10^5$.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 5. Рассмотрим задачу распространения излучения частоты ω_0 из вакуума в атмосферу Земли. Роль скорости первичного источника излучения $\vec{u}_{fs}$ выполняет скорость спутника. Пусть для упрощения расчета атмосфера покоится: $\vec{u}_m = 0$. Пусть система координат, в которой проводится расчет явления, покоится относительно Земли.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 6. Примем условия вида

$$k_y = 0, k_z = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}.$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 7. Учтем из второго дисперсионного уравнения, что при $\vec{u}_\xi = 0$

$$const = \omega_0.$$

Получим условие

$$\omega = \omega_0\left(1 - w\frac{\vec{u}_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \vec{k}\vec{u}_{fs}.$$

Выполним расчет параметров электромагнитного поля при распространении излучения из космоса в атмосферу Земли. Его источником с частотой ω_0 является космический аппарат, движущийся со скоростью $\vec{u}_{fs}$. Тогда, в согласии с семью принятыми допущениями, получим уравнения вида

$$c^2k^2 - w\omega^2 = \frac{(\varepsilon\mu - w)}{1 - w\frac{u^2}{c^2}}\left(\omega - \vec{k}\vec{u}\right),$$

$$\omega = \omega_0\left(1 - w\frac{\vec{u}_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \vec{k}\vec{u}_{fs},$$

$$\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m,$$

$$\vec{u}_\xi = \vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m,$$

$$w = 1 - \exp(-Q(n-1)),$$

$$k_y = 0, k_z = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu},$$

$$Q_0 \approx 10^5.$$

Для расчета динамики изменения компоненты волнового вектора k_x получим квадратное уравнение

$$Ak_x^2 + Bk_x + P = 0.$$

Его коэффициенты таковы:

$$A = 1 - \left(2w + (\varepsilon\mu - 2)w^2 + w^3\right)\frac{u_{fs}^2}{c^2},$$

$$B = -2w(1 + \varepsilon\mu - w)\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c},$$

$$P = \left(w^4 - (2 + \varepsilon\mu)w^3 + (2\varepsilon\mu + 1)w^2\right)\frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{u_{fs}^2}{c^2}.$$

Получим

$$k_x = w\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}\left(1 + \varepsilon\mu - w \pm \sqrt{(\varepsilon\mu - w)}\right).$$

Поскольку $\varepsilon\mu \approx 1$, функция, управляющая динамикой волнового вектора, получает вид

$$\Phi \cong w\left((2 - w) \pm (1 - w)^{1/2}\right).$$

Угол аберрации и закон динамического изменения частоты представятся формулами

$$tg\alpha = \Phi\varepsilon\mu\frac{u_{fs}}{c},$$

$$\omega = \omega_0\left(\left(1 - w\frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \Phi\frac{u_{fs}^2}{c^2}\right).$$

Когда $w = 1$, что соответствует в симметрийном подходе преобразованиям группы Лорентца, получаем экспериментально подтвержденные значения частоты ω и угла аберрации α.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 8. Для выбора знака в полученных выражениях перед квадратным корнем рассмотрим формальное решение системы дисперсионных уравнений для ситуации, когда скорость первичного источника излучения близка к скорости света, а величина $w = 1$.

Выражения, лишенные сингулярностей и мнимых значений получим, если перед корнем выберем знак минус:

$$k_x = \varepsilon\mu\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}\frac{1 - \sqrt{1 + \varepsilon\mu\frac{u_{fs}}{c}}}{1 - (1 + \varepsilon\mu)\frac{u_{fs}^2}{c^2}} = \varepsilon\mu\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}\frac{1}{1 + \sqrt{1 + \varepsilon\mu\frac{u_{fs}}{c}}},$$

$$\omega = \omega_0\left(\left(1 - \frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \varepsilon\mu\frac{u_{fs}^2}{c^2}\frac{1}{1 + \sqrt{1 + \varepsilon\mu\frac{u_{fs}}{c}}}\right).$$

Функция, в нерелятивистском приближении управляющая динамикой аберрации и частоты для оптического диапазона длин волн при распространении излучения из Космоса на Землю, задается выражением

$$\tilde{\Phi} = w\left((2-w)-(1-w)^{1/2}\right).$$

Изучим ее свойства. Введем новую переменную

$$\xi = (1-w)^{1/2}, w = 1-\xi^2.$$

Получим $\tilde{\Phi} = -\xi^4 - \xi^3 + \xi + 1$. Подстановка $\xi = \eta - \dfrac{1}{4}$ преобразует $\tilde{\Phi}$ к виду потенциальной функции катастрофы сборки:

$$\tilde{\Phi} = \alpha\eta^4 + \beta\eta^2 + \gamma\eta + \delta.$$

Обоснуем исходную систему дисперсионных уравнений.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 9. Будем считать, что как скоростные, так и частотные свойства электромагнитных явлений описываются одними и теми же обобщенными уравнениями Максвелла.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 10. Соединим комплексные величины, характеризующие скоростные (внешние) и частотные (внутренние) стороны электромагнитных явлений, в единый комплекс посредством дуальной единицы σ: $\sigma^2 = 0$. Рассмотрим вариант вывода уравнений, соединяющих разные свойства электромагнитных явлений. Введем тензоры с условиями:

$$\tilde{F}_{mn} = F_{mn} + \sqrt{\sigma} f_{mn}, \tilde{H}^{ik} = H^{ik} + \sigma h^{ik}, \tilde{\Omega}^{im} = \Omega^{im} + \sigma^{1/4}\omega^{im}.$$

Тогда уравнения

$$\partial_{[k}\tilde{F}_{mn]} = 0,$$
$$\partial_k \tilde{H}^{ik} = s^i,$$
$$\tilde{H}^{ik} = \tilde{\Omega}^{im}\tilde{\Omega}^{kn}\tilde{F}_{mn}$$

преобразуются в систему:

$$\partial_{[k}F_{mn]} = 0,$$
$$\partial_k H^{ik} = s^i,$$
$$H^{ik} = \Omega^{im}\Omega^{kn}F_{mn}$$

$$\partial_{[k}f_{mn]} = 0,$$
$$\partial_k h^{ik} = s^i,$$
$$h^{ik} = \omega^{im}\omega^{kn}f_{mn}$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 11. Введём новую нормированную физическую величину ϕ. Отнесем скоростную часть модели электромагнитных явлений к значению $\phi = 0$ (частотная часть информации скрыта). Отнесем частотную часть к значению $\phi = 1$. Введем для каждой системы свой 4-потенциал $A(\phi)$.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 12. Дополним уравнения для 4-потенциалов 4-током, пропорциональным 4-потенциалу

$$\widehat{\Omega}^{ij}\partial_i\partial_j A_p(\phi)+\partial_p\left(\widehat{\Omega}^{kn}\partial_k A_n(\phi)\right)+B\frac{\phi}{\mu}(\varepsilon\mu-w)A_p(\phi)=s_p(\phi).$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 13. Введем величину ϕ в тензор Ω^{ij}:

$$\widehat{\Omega}^{ij}=\frac{1}{\sqrt{\mu}}\left((1-\phi)\theta^{ij}+\left(\frac{\varepsilon\mu}{w}-1\right)u^i(\phi)u^j(\phi)\right),$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 14. Пусть

$$B=-\sqrt{w}B_0, B_0=const.$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 15. Примем пару калибровочных условий вида

$$\Omega^{kn}\partial_k A_n(\phi=0)=\omega^{kn}\partial_k A_n(\phi=1)=0,$$

Получим обобщенную систему дифференциальных уравнений:

$$\Omega^{ij}\partial_i\partial_j A_p(\phi=0)=s_p(\phi=0),,$$

$$\left(\left(u^k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)-B\frac{1}{\mu}\right)A_p(\phi=1)=s_p(\phi=1).$$

Используя выражения для четырехскоростей, пропорциональные $\sqrt{w}$, из последнего уравнения получим связь

$$\frac{\omega-\vec{k}\vec{u}_\xi}{\left(1-w\dfrac{u_\xi^2}{c^2}\right)^{1/2}}=c\frac{B_0}{\mu}.$$

Тогда решения для 4-потенциалов вида $A_p=A_{p0}\exp\{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)\}$, где $i-$мнимая единица, дают дисперсионные уравнения, указанные выше.

Уточним детали расчета, присущие данной задаче, обусловленные, во-первых, использованием тензорной плотности для индукций, а, во-вторых, тем обстоятельством, что переменными являются компоненты тензоров, связывающие поля и индукции.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 16. Учтем факт сингулярности тензора θ_{ik} при $w=0$, вытекающий из выражения

$$\widetilde{\Lambda}=\det\theta_{ik}=\frac{1}{w}.$$

Введем величину $w\widetilde{\Lambda}=const$ в обобщенную связь между полями и индукциями вида

$$\widetilde{H}^{ij}=w\widetilde{\Lambda}\Omega^{im}\Omega^{jn}F_{mn}.$$

Получим

$$\partial_k\widetilde{H}^{ik}=\partial_k\left(w\widetilde{\Lambda}\Omega^{im}\Omega^{kn}\right)(\partial_m A_n-\partial_n A_m)-w\widetilde{\Lambda}\Omega^{im}\left(\partial_m\Omega^{kn}\right)\partial_k A_n+$$
$$+w\widetilde{\Lambda}\Omega^{ip}\partial_p\left(\Omega^{kn}\partial_k A_n\right)-w\widetilde{\Lambda}\Omega^{im}\left(\Omega^{kn}\partial_k\partial_n A_m\right)=w\widetilde{\Lambda}s^i.$$

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ 17. Оценим слагаемые, относящиеся к производным от симметричного тензора, связывающего поля и индукции, в нерелятивистском приближении, требуя, дополнительно, отсутствия зависимости величин от времени. Обобщенный тензор Ω^{ij} в нерелятивистском приближении получает вид:

$$\Omega^{ij}\left(\frac{v}{c} \le \varepsilon\right) \cong \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{\mu}} & 0 & 0 & i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^1}{c} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{\mu}} & 0 & i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^2}{c} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{\mu}} & i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^3}{c} \\ i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^1}{c} & i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^2}{c} & i(\varepsilon\mu - w)\frac{v^3}{c} & \varepsilon\sqrt{\mu} \end{pmatrix}.$$

Исследуемые слагаемые получат форму:

$$\left(\partial_k \Omega^{kn}\right)\Omega^{im} \cong (\varepsilon\mu - w)^2\left(\partial_k \frac{v^k}{c}\right)\frac{v^i}{c},$$

$$\left(\partial_k \Omega^{im}\right)\Omega^{kn} \cong (\varepsilon\mu - w)^2\left(\partial_k \frac{v^i}{c}\right)\frac{v^k}{c}.$$

Величины $\frac{v^k}{c}$ задают четырехскорости без релятивистского множителя.

Если скорость среды постоянна, как и скорость первичного источника излучения, то указанные слагаемые дают малый вклад в дисперсионное уравнение.

Слагаемые вида $\Omega^{im}\left(\partial_m \Omega^{kn}\right)$ в нерелятивистском приближении либо нулевые, либо являются комплексными.

В силу указанных обстоятельств основные уравнения для описания электромагнитных явлений в приближении нерелятивистских скоростей образуют систему вида

$$\Omega^{kn}\partial_k \partial_n A_p = s_p,$$
$$\Omega^{kn}\partial_k A_n = 0,$$
$$\Omega^{kn} \ne const.$$

В рассматриваемой задаче мы пользовались обобщенным тензором

$$\Omega^{kn} = \frac{1}{\mu}\left[\theta^{kn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^k u^n\right]$$

при условиях

$$\theta^{kn} = diag(1,1,1,w), u^i = \frac{dx^i}{d\theta}.$$

Эти допущения соединены с следствиями, вытекающими из предложенного механизма релаксационного изменения параметров, характеризующих электромагнитные явления:

$$u^i = (1 - w)u^i_{fs} + wu^i_m \Rightarrow \phi = 0,$$
$$u^i = u^i_{fs} + wu^i_m \Rightarrow \phi = 1,$$
$$w = 1 - \exp\{-Q(n-1)\}.$$

Здесь u^i_{fs} – компоненты четырехскорости первичного источника излучения, u^i_m - компоненты четырехскорости среды.

Решение для групповой скорости электромагнитного поля, следующее из дисперсионного уравнения в случае $w = const$, в нерелятивистском приближении имеет вид

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)\left[(1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m\right].$$

В случае нерелятивистских скоростей и покоящейся среды оно может использоваться как приближенное выражение для групповой скорости электромагнитного поля в случае переменного показателя отношения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Возможно обобщение связей между полями и индукциями в электродинамике Максвелла, позволяющее учитывать все инерциальные факторы. Оно, во-первых, не использует специальной теории относительности, во-вторых, базируется на пространстве Ньютона, в-третьих, допускает сверхсветовые скорости и указывает условия, где и как их обнаружить, в-четвертых, описывает известные экспериментальные факты, дополнительно задавая динамику инерционных параметров электромагнитного поля.
2. Согласно предлагаемому варианту эффекты Бредли, Майкельсона, Физо, Допплера имеют динамическую природу.
3. Специальная теория относительности корректно связывает между собой начальные и конечные значения динамических процессов, соответствуя алгоритму модели черного ящика, поэтому она верна настолько, насколько пригоден указанный алгоритм.
4. Существует динамический механизм преобразования скорости первичного источника излучения в частоту электромагнитного поля из-за взаимодействия его со средой, при котором выполняется "механический" закон сохранения энергии.
5. Скорость света в движущемся разреженном газе может превысить скорость света в вакууме.
6. Скорость электромагнитного поля в вакууме не ограничена своим предельным значением *c*, но, чтобы измерить ее, нужно учесть как влияние измерительного устройства на поле, так и тех условий, в которых распространяется поле.
7. Модель предсказывает возможность движения тел ненулевой массы со скоростью света в вакууме.

1.6.НОВЫЕ РЕШЕНИЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА

Рассмотрим поведение электромагнитного поля в ситуациях, соответствующих разным значениям $w = const$. Запишем полную систему уравнений электродинамики в $R^3 \times T^1$:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad \nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \qquad \nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\frac{\pi}{c}\vec{j},$$

$$\vec{D} + w[\vec{\beta} \times \vec{H}] = \varepsilon\left(\vec{E} + [\vec{\beta} \times \vec{B}]\right), \quad \vec{B} + w[\vec{E} \times \vec{\beta}] = \mu\left(\vec{H} + [\vec{D} \times \vec{\beta}]\right),$$

$$\vec{u}_{in} = (1-w)\vec{u}_{fx} + w\vec{u}_m, \quad \vec{\beta} = u_{in}/c,$$

$$w = 1 - \exp[-P_0(n-1)], \quad P_0 \approx 7\cdot 10^4.$$

Здесь $(\vec{E},\vec{B},\vec{H},\vec{D})$ - поля и индукции, $(\vec{j},\rho)$ - плотности токов и зарядов, $\vec{\beta} = \vec{u}_{in}/c$. Найдем ее решения для фиксированных значений $w = [0 \div 1]$. Им соответствует распространение излучения в вакууме, разреженном газе постоянной плотности или однородной "плотной" среде. Введем векторный $\vec{A}$ и скалярный φ потенциалы, полагая

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi, \quad \vec{B} = \nabla\times\vec{A}.$$

Уравнения

$$L\vec{A} = \frac{4\pi\mu}{c}\left\{\vec{j} + \frac{k\Gamma^2}{\chi + w}\frac{u_{in}}{c}\left(w\vec{u}_{in}\cdot\vec{j} - c^2\rho\right)\right\},$$

$$L\varphi = -4\pi\mu\frac{\Gamma^2}{w+\chi}\left\{\rho\left(1 - \varepsilon\mu\frac{u^2{}_{in}}{c^2}\right) + \chi\frac{\vec{u}_{in}\cdot\vec{J}}{c^2}\right\}$$

содержат

$$L = \left(\Delta - \frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) - \chi\frac{\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_{in}\cdot\nabla\right)^2,$$

$$\chi = \varepsilon\mu - w, \quad \Gamma^2 = (1 - w\beta^2)^{-1}.$$

Условие калибровки вида

$$\left(\nabla\cdot\vec{A} + \frac{w}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) - \frac{\chi\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_{in}\nabla\right)(\vec{u}_{in}\vec{A} - c\varphi) = 0$$

упростило их. Проанализируем распространения излучения от δ - образного мгновенного источника. Найдем функцию Грина для уравнений, полагая, что среда не имеет дисперсии, а ось Z цилиндрической системы координат направлена по скорости $\vec{u}_{in}$. Имеем

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu(r^2+\xi^2)^{-1/2}\delta\left(t - \frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(r^2+\xi^2\right)^{1/2}\right),$$

где $\xi = z - \dfrac{\varepsilon\mu - w}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}u_{in}t,\ r^2 = \rho^2\dfrac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}.$

При $\beta = 0$ получим

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu\frac{1}{R}\delta\left(t - \frac{R\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\right),$$

где $R = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$ - расстояние от источника до точки наблюдения. В общем случае функция Грина отлична от нуля на эллипсоиде вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью $\vec{u}_{in}$. Анализ показал, что его центр перемещается со скоростью

$$u_0 = \frac{u_{in}(\varepsilon\mu - w)}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}.$$

Для групповой скорости поля в нерелятивистском приближении модель дает следующую зависимость от w, $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_m$:

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)\left[\vec{u}_{fs}(1-w) + w\vec{u}_m\right].$$

Из анализа четырехметрик, которые входят в структуру уравнений электродинамики, следует, что метрика Евклида равноправна с метрикой Минковского. По этой причине становится возможным рассмотрение ситуаций, когда отношение становится отрицательным. Рассмотрим вариант, когда $w = -w_*$. Тогда получим, например, скорость

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n_*}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 + \frac{w_*}{{n_*}^2}\right)\left[\vec{u}_{fs}\left(1 + w_*\right) - w_*\vec{u}_m\right],$$

которая задает качественно новое поведение света. Вероятно, оно может реализоваться либо внутри частицы света, либо в особых условиях вне ее.

Найдем решения обобщенной системы уравнений Максвелла при условии незначительного изменения параметров среды на расстояниях порядка длины волны. Тогда частота ω и волновой вектор $\vec{k}$ будут связаны дисперсионным уравнением вида

$$c^2k^2 = w\omega^2 + \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\cdot\vec{u}_{in})^2.$$

Из него следует выражение для групповой скорости поля. Имеем

$$\vec{v}_g = c\frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = c\frac{\vec{k} + k\Gamma^2c^{-2}\vec{u}_{in}(\omega - \vec{k}\cdot\vec{u}_{in})}{\dfrac{\omega w}{c} + k\Gamma^2c^{-1}(\omega - \vec{k}\cdot\vec{u}_{in})}.$$

Рассмотрим распространения света в вакууме. Тогда

$$\vec{v}_\phi = \{c + (1-w)u\cos\Theta\}\frac{\vec{k}}{k}, \qquad \vec{v}_g = \vec{c} + (1-w)\vec{u}.$$

При $w = 1$ скорость света не зависит от величины $\vec{u}$, при $w = 0$ имеет место сложение скоростей по векторному закону. Величина $\xi = 1 - w$ дает меру влияния скорости $\vec{u}$ на скорость поля. В вакууме, из физических соображений, скорости $\vec{u}$ соответствует скорость движения источника поля. Если w=1, эта скорость не проявляется в экспериментах, если $w = 0$, то ее можно обнаружить.

Рассмотрим теперь распространение электромагнитного поля в случае, когда происходит медленное изменение w. Будем считать, что справедливы материальные уравнения, полученные ранее. Пусть выполняется приближение геометрической оптики, в котором w, $\vec{k}$ локально постоянны. Выразим индукции через поля с точностью до членов третьего порядка по β:

$$\vec{B} = \frac{1}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\left\{\mu(1 - w\beta^2)\vec{H} + (\varepsilon\mu - w)[[\vec{E}\cdot\vec{\beta}] - \vec{\beta}(\vec{\beta}\cdot\vec{H})]\right\},$$

$$\vec{D} = \frac{1}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\left\{\varepsilon(1 - w\beta^2)\vec{E} + (\varepsilon\mu - w)[[\vec{\beta}\cdot\vec{H}] - \vec{\beta}(\beta\cdot\vec{E})]\right\}.$$

Заметим, что если $\varepsilon = \mu = w = 1$, отсюда следуют вакуумные связи, соответствующие группе Лорентца. Это физически бессмысленно, потому что при $\varepsilon = \mu = 1$ не может быть выполнено условие $w = 1$.

Заметим, что плотность энергии электромагнитного поля, выражаемая стандартной формулой

$$W = \frac{1}{2}\left(\vec{E}\vec{B} + \vec{H}\vec{D}\right),$$

является сложной функцией, зависящей от скоростей, от показателей преломления n и отношения w , что естественно предполагает изучение динамики частоты поля.

Рассмотрим случай малых скоростей с $\beta^2 << 1$. Тогда

$$\vec{B} = \mu\,\vec{H} + [\vec{G}\times\vec{E}], \qquad \vec{D} = \varepsilon\,\vec{E} - [\vec{G}\times\vec{H}],$$

где $\vec{G} = -(\mu\varepsilon - w)\vec{\beta}$. Получим для луча локальное дисперсионное уравнение

$$(\vec{k} - \vec{G})^2 = n^2,$$

где $\vec{k} = \nabla\psi$, ψ - эйконал, n - показатель преломления. Ему соответствует гамильтониан

$$H = 0.5[\left(\vec{K} - \vec{G}\right)^2 - n^2].$$

Из уравнений Гамильтона-Якоби для H следует, что в области с изменением w касательный к лучу вектор $d\vec{r}/ds$ не параллелен градиенту эйконала, а изменение импульса определяется поведением $\vec{G}$.

Чтобы было более удобно анализировать частные случаи, преобразуем функцию Грина. Используем соотношение из теории δ - функций, полагая $\delta(f(t)) = \sum_s \frac{\delta(t - t_s)}{\left|f'(t_s)\right|}$,

где $f(t) = t - \frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}{\left(1 - w\beta^2\right)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left\{\rho^2\,\frac{\mu\left(1 - \mu\beta^2\right)}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2} + \left(z - \frac{\varepsilon\mu - w}{\varepsilon\mu - \beta^2 w^2}ut\right)^2\right\}^{1/2}$, $f'(t) = \frac{df}{dt}$,

t_s - корень уравнения. Для корней имеем

$$t_{1,2} = \frac{1}{c}\frac{-(\varepsilon\mu - w)\beta\, z \pm \sqrt{\varepsilon\mu}(1 - w\beta^2)\left[z^2 + \rho^2(1 - \varepsilon\mu\beta^2)/(1 - w\beta^2)\right]^{1/2}}{1 - \varepsilon\mu\beta^2}.$$

Значения $\left|f'(t_s)\right|$ оказываются одинаковыми. Имеем $\left|f'(t_1)\right| = \left|f'(t_2)\right| = a\left(z^2 + b\left(1 - a^2 z^2\right)\right)^{1/2}$,

где $a = \frac{\left(\varepsilon\,\mu - \beta^2 w^2\right)c^{-1}}{\left(1 - w\,\beta^2\right)\sqrt{\varepsilon\,\mu}}$, $b = \frac{\varepsilon\,\mu - w}{\varepsilon\,\mu - \beta^2 w^2}$. Окончательный вид функции Грина запишем, используя функцию

$$\operatorname{sgn} a = \frac{a}{|a|} = \begin{cases} 1, & a > 0, \\ -1, & a < 0. \end{cases}$$

Тогда

$$G_0\left(\vec{r}, t\right) = 16\pi^4\mu\,\frac{0.5\left(1 + \operatorname{sgn} t_1\right)\delta\left(t - t_1\right) + 0.5\left(1 + \operatorname{sgn} t_2\right)\left(\delta\left(t - t_2\right)\right)}{\left[z^2 + \left[\left(1 - \varepsilon\,\mu\,\beta^2\right)/\left(1 - w\,\beta^2\right)\right]\rho^2\right]^{1/2}}.$$

Множители перед δ - функциями обеспечивают выключение тех значений, для которых t_1 или t_2 становится отрицательным. Рассмотрим частные случаи, соответствующие различным значениям скорости $\vec{u}$ и фазовой скорости $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Вариант 1: Досветовые скорости при $u \langle c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. После преобразований получим

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4 \mu\, \delta(t-t_1)\left(z^2 + \frac{1-\varepsilon\,\mu\,\beta^2}{1-\beta^2 w}\rho^2\right)^{-1/2}.$$

Вариант 2: Световое движение при $u = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Тогда $t_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{2c}\left[(1+\frac{w}{\varepsilon\mu})z + \frac{\rho^2}{2}\right]$, $t^2 = \infty$.

Функция Грина $G_0(\vec{r},\, t_1) = \frac{16\pi^4\mu}{z}\delta\left(t-t_1\right)$.

1.6.1. Комментарий

Сейчас кажется, что единственная «яма», в которую можно было упасть электродинамической теории в начале 20-го века, был *авторитарный релятивизм*. Он поставил группу Лорентца и пространство Минковского выше модели электромагнитных явлений и пытался утвердить их в такой роли навсегда.

Математика модели была превознесена выше физики. Реальный свет физических фактов был заменен придуманным светом относительности одновременности.

Телега была поставлена впереди лошади.

Почему такие научные фантазии просуществовали так долго? Реально, на практике, эти «предсказания» никого не задевали. Жизнь шла своим чередом, обогреваемая теплом и освещаемая светом реальных фактов. Никаким релятивистским временем или релятивистскими эталонами никто не пользовался. Их невозможно изготовить.

Но была и более глубокая причина. Она становится понятной с достижением знания, которое было получено значительно позднее, после 60 годов 20 века. Частицы света, ожидаемые в электродинамике, как сейчас кажется, изготовлены из тонкой материи, которую, как показали эксперименты для атомов, можно выразить через систему базовых объектов. Эти объекты очень малы с точки зрения макроскопической евклидовой геометрии. С ними почти невозможно экспериментировать. Нужна качественно новая экспериментальная техника и алгоритмы измерений. Динамика объектов, изготовленных из тонкой материи, прояснится лишь тогда, когда будут экспериментально определены её параметры.

Теория относительности прагматично объяснила экспериментальные данные в электродинамике без использования представлений о структуре частиц света и динамике их взаимодействия.

Трансфинитная теория относительности, базирующаяся на анализе системы активных, структурных, трансфинитных ритов, способна, по начальным оценкам, стать новым эффективным теоретическим средством.

Отметим качественно другой подход к проблемам электродинамики, следуя Зоммерфельду. (Зоммерфельд А. Электродинамика, М.: ИЛ, 1958.501 с.)

«Обобщение теории Максвелла с покоящихся сред на движущиеся среды составило основную проблему прежней электродинамики. На этой проблеме потерпел крушение Герц, пытавшийся стоять на точке зрения классической теории («преобразования Галилея»). Его другу Эмилю Кону удалось продвинуться несколько дальше». (E.Cohn. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, 74, (1901), Ann. d. Phys. **7**, 29 (1902).)

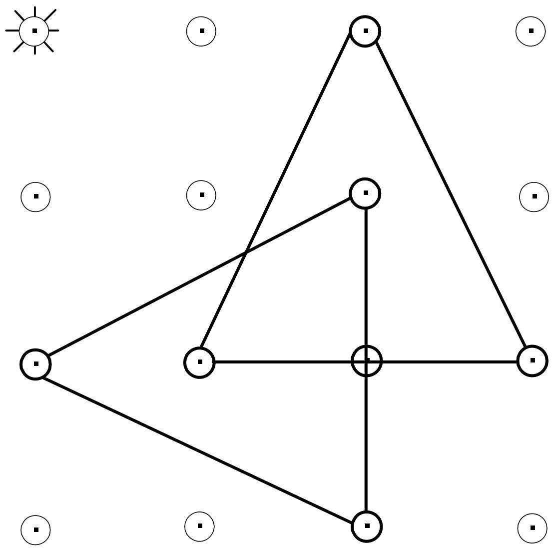
«Лорентц не придал теории окончательной формы, в особенности для магнетиков. Эйнштейн не вдается в общую структуру уравнений для весомых тел, ограничиваясь скорее, вопросами, относящимися к одному электрону. Только Минковский в 1908 г. полностью разрешил эту проблему. (G. Minkowski. Nachr. Ges. Wiss. G$\ddot{o}$ ttingen, 53, (1908),Ges. Werke, Bd. 2, s. 352.). Он использовал уравнения Максвелла для $\left(\vec{E},\vec{B}\right),\left(\vec{D},\vec{H}\right)$ и материальные уравнения, отличные от вакуумных $\vec{D}'=\varepsilon\vec{E}',\vec{B}'=\mu\vec{H}',\vec{j}'=\sigma\vec{E}'$ и получил обобщенные связи между полями и индукциями».

И в этом случае ни физической постановки задачи, ни подхода к обобщению теории электромагнитных явлений Зоммерфельдом предложено не было. Это относится и к проблеме структуры частиц света.

1.2. *GAG*-ФОРМА УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

"Трудно избавиться от ощущения, что эти математические формулы существуют независимо от нас и обладают своим собственным разумом, что они умнее нас, умнее тех, кто открыл их, и что мы извлекаем из них больше, чем было в них первоначально заложено".

Герц Г.



$$\varepsilon^{ij}_{klts}\left\{g^{kl}\,\varphi^{r}\,a_i\,\partial_j\left(\Pi_p\,\overline{\Psi}^{p}\,E^{s}\right)+r^{kl}\,\varphi^{r}\,b_i\,\partial_j\left(\Pi_p\,\Psi^{p}\,E^{s}\right)\right\}P=0 .$$

Уравнения Максвелла в движущихся средах записаны в форме GAG-модуля для группы V(4), коммутативной алгебры частных производных дi, алгебры антикоммутирующих дифференциалов dxi. Показано, что уравнения содержат три типа метрик: Минковского $g^{\alpha\beta}=diag\left(1,1,1,1\right)$*, сверхсветовую* $r^{\alpha\beta}=diag\left(1,1,1,-1\right)$ *и Ньютона* $n^{\alpha\beta}=diag\left(1,1,1,0\right)$*. Указаны разные матричные формы уравнений электродинамики. Проанализированы связи между полями и индукции в теории Максвелла, свободной от ограничений на скорость. Дана "фермионная" форма уравнений электродинамики. Показано, как уравнения для четырехпотенциалов индуцируют неевклидовость трехмерного пространства и подтверждают дополнительность групп Галилея и Лорентца в электродинамике.*

Используем векторную форму теории. Динамика для полей $\left(\vec{E},\vec{B}\right)$ и индукций $\left(\vec{H},\vec{D}\right)$ задается уравнениями Максвелла. Имеем

$$\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t}+\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}=0,$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial B_y}{\partial t}+\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=0,$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial B_z}{\partial t}+\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}=0,$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x}+\frac{\partial B_y}{\partial y}+\frac{\partial B_z}{\partial z}=0,$$

$$-\frac{1}{c}\rho U_x-\frac{1}{c}\frac{\partial D_x}{\partial t}+\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}=0,$$

$$-\frac{1}{c}\rho U_y-\frac{1}{c}\frac{\partial D_y}{\partial t}+\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}=0,$$

$$-\frac{1}{c}\rho U_z-\frac{1}{c}\frac{\partial D_z}{\partial t}+\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}=0,$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x}+\frac{\partial D_y}{\partial y}+\frac{\partial D_z}{\partial z}=\rho.$$

Связи между полями и индукциями

$$\varepsilon E_x+\varepsilon\left(\frac{U_y}{c}B_z-\frac{U_z}{c}B_y\right)=D_x+\left(\frac{U_y}{c}H_z-\frac{U_z}{c}H_y\right),$$

$$\varepsilon E_y+\varepsilon\left(\frac{U_z}{c}B_x-\frac{U_x}{c}B_z\right)=D_y+\left(\frac{U_z}{c}H_x-\frac{U_x}{c}H_z\right),$$

$$\varepsilon E_z+\varepsilon\left(\frac{U_x}{c}B_y-\frac{U_y}{c}B_x\right)=D_z+\left(\frac{U_x}{c}H_y-\frac{U_y}{c}H_x\right),$$

$$\varepsilon\left(E_x U_x+E_y U_y+E_z U_z\right)=D_x U_x+D_y U_y+D_z U_z,$$

$$\mu H_x+\mu\left(D_y\frac{U_z}{c}-D_z\frac{U_y}{c}\right)=B_x+\left(E_y\frac{U_z}{c}-E_z\frac{U_y}{c}\right),$$

$$\mu H_y + \mu\left(D_z \frac{U_x}{c} - D_x \frac{U_z}{c}\right) = B_y + \left(E_z \frac{U_x}{c} - E_x \frac{U_z}{c}\right),$$

$$\mu H_z + \mu\left(D_x \frac{U_y}{c} - D_y \frac{U_x}{c}\right) = B_z + \left(E_x \frac{U_y}{c} - E_y \frac{U_x}{c}\right),$$

$$\mu\left(H_x U_x + H_y U_y + H_z U_z\right) = B_x U_x + B_y U_y + B_z U_z$$

имеют форму алгебраических уравнений. Здесь ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно, U_x, U_y, U_z - компоненты скорости среды, c - скорость света в вакууме.

Поля и индукции представим через тензоры F_{mn} и H_{mn}. Тогда

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -iE_x \\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y \\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & D_z & -D_y & iH_x \\ -D_z & 0 & D_x & iH_y \\ D_y & -D_x & 0 & iH_z \\ -iH_x & -iH_y & -iH_z & 0 \end{pmatrix}.$$

В координатах $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^0 = ict$ введем

$$\partial_k = \left\{\partial_x, \partial_y, \partial_z, (-i)\frac{1}{c}\partial_t\right\}, \quad \partial_k^* = \left\{\partial_x, \partial_y, \partial_z, i\frac{1}{c}\partial_t\right\},$$

$$U^k = \left\{\frac{U_x}{c}, \frac{U_y}{c}, \frac{U_z}{c}, i\right\},$$

$$\overset{*}{U}{}^k = \left\{\frac{U_x}{c}, \frac{U_y}{c}, \frac{U_z}{c}, -i\right\},$$

$$g^{kn} = g_{kn} = diag(1, 1, 1, 1).$$

Пусть

$$\Psi = \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi = \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi^* = \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi^* = \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Заметим, что система чисел обязана быть обобщена, если поля и индукции принадлежат полю комплексных чисел. Используем элементы группы $V(4)$ в виде

$$a^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, a^4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$b^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad b^4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Они переобозначены по сравнению с исходной таблицей. Пусть

$$\Pi_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Pi_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Запишем через них F_{mn}, H_{mn}. Так как

$$F_{mn} = \frac{i}{2}\left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_x - iB_x) + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_y - iB_y) + \right.$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} (E_z - iB_z) - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_x + iB_x) -$$

$$\left. - \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} (E_y + iB_y) - \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} (E_z + iB_z) \right\},$$

имеем

$$F_{mn} = \frac{i}{2}\left(a^k \Pi_k \Psi^* - b^k \Pi_k \Psi\right), \qquad H_{mn} = \frac{-i}{2}\left(a^k \Pi_k \varphi - b^k \Pi_k \varphi^*\right).$$

Заметим, что из-за обращения Ψ_4 в нуль, мы можем присоединить матрицу I к волновым функциям с разными метриками событий ξ^{ij}_{SE}. Запишем уравнения динамики. Пусть

$$\left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \right\} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \right.$$

$$+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\frac{i}{c}\partial_t\Bigg\}\begin{pmatrix}E_x+iB_x\\E_y+iB_y\\E_z+iB_z\\0\end{pmatrix}=0$$

Рассмотрим волновую функцию, заданную посредством правых идеалов алгебры заполнения:

$$\begin{pmatrix}1&1&1&1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\Psi_x+\begin{pmatrix}0&0&0&0\\1&1&1&1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\Psi_y+\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\1&1&1&1\\0&0&0&0\end{pmatrix}\Psi_z+\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\1&1&1&1\end{pmatrix}\Psi_t=$$

$$=\begin{pmatrix}\Psi_x&\Psi_x&\Psi_x&\Psi_x\\\Psi_y&\Psi_y&\Psi_y&\Psi_y\\\Psi_z&\Psi_z&\Psi_z&\Psi_z\\\Psi_t&\Psi_t&\Psi_t&\Psi_t\end{pmatrix}=\Psi.$$

Сконструируем из нее левые идеалы алгебры заполнения, используя идемпотенты Π^i, подчиненные соотношениям $\Pi^i\cdot\Pi^i=\Pi^i$. Получим

$$\Psi^i=\left\{\begin{pmatrix}\Psi_x&0&0&0\\\Psi_y&0&0&0\\\Psi_z&0&0&0\\\Psi_t&0&0&0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0&\Psi_x&0&0\\0&\Psi_y&0&0\\0&\Psi_z&0&0\\0&\Psi_t&0&0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0&0&\Psi_x&0\\0&0&\Psi_y&0\\0&0&\Psi_z&0\\0&0&\Psi_t&0\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0&0&0&\Psi_x\\0&0&0&\Psi_y\\0&0&0&\Psi_z\\0&0&0&\Psi_t\end{pmatrix}\right\}.$$

Пусть

$$\Psi_x=E_x+iB_x,\quad \Psi_y=E_y+iB_y,\quad \Psi_z=E_z+iB_z,\quad \Psi_t=0.$$

Тогда уравнения динамики, записанные ранее, получат вид:

$$0=\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\partial_x\begin{pmatrix}\overline{\Psi}_x&0&0&0\\\overline{\Psi}_y&0&0&0\\\overline{\Psi}_z&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\partial_y\begin{pmatrix}0&\overline{\Psi}_x&0&0\\0&\overline{\Psi}_y&0&0\\0&\overline{\Psi}_z&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\right.$$

$$+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\partial_z\begin{pmatrix}0&0&\overline{\Psi}_x&0\\0&0&\overline{\Psi}_y&0\\0&0&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&\overline{\Psi}_x\\0&0&0&\overline{\Psi}_y\\0&0&0&\overline{\Psi}_z\\0&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\partial_x\begin{pmatrix}\Psi_x&0&0&0\\\Psi_y&0&0&0\\\Psi_z&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\partial_y\begin{pmatrix}0&\Psi_x&0&0\\0&\Psi_y&0&0\\0&\Psi_z&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\partial_z\begin{pmatrix}0&0&\Psi_x&0\\0&0&\Psi_y&0\\0&0&\Psi_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\frac{(i)}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&\Psi_x\\0&0&0&\Psi_y\\0&0&0&\Psi_z\\0&0&0&0\end{pmatrix}\Bigg\}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}=$$

$$=\begin{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_x+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_x & \partial_z\overline{\Psi}_y+\partial_z\Psi_y & \partial_y\overline{\Psi}_z-\partial_y\Psi_z & 0\\ \partial_z\overline{\Psi}_x-\partial_z\Psi_x & \frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_y+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_y & \partial_x\overline{\Psi}_z+\partial_x\Psi_z & 0\\ \partial_y\overline{\Psi}_x+\partial_y\Psi_x & -\partial_x\overline{\Psi}_y-\partial_x\Psi_y & \frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_z+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_z & 0\\ \partial_x\overline{\Psi}_x-\partial_x\Psi_x & \partial_y\overline{\Psi}_y-\partial_y\Psi_y & \partial_z\overline{\Psi}_z-\partial_z\Psi_z & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}.$$

Так как

$$\overline{\Psi}_x=E_x-iB_x,\quad \overline{\Psi}_y=E_y-iB_y,\quad \overline{\Psi}_z=E_z-iB_z,$$

получим уравнения Максвелла в матричном виде:

$$0=(2)\begin{pmatrix}-\frac{1}{c}\partial_t B_x & \partial_z E_y & -\partial_y E_z & 0\\ -\partial_z E_x & -\frac{1}{c}\partial_t B_y & \partial_x E_z & 0\\ \partial_y B_x & -\partial_x E_y & -\frac{1}{c}\partial_t B_z & 0\\ -i\partial_x B_x & -i\partial_y B_y & -i\partial_z B_z & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}.$$

Запишем эти же уравнения в форме, использующей правые идеалы алгебры заполнения физических моделей. Пусть

$$0=\begin{pmatrix}1&1&1&1\end{pmatrix}\Bigg\{\left(\partial_x\begin{pmatrix}\overline{\Psi}_x&\overline{\Psi}_y&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&-1&0\\0&1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\partial_y\begin{pmatrix}0&0&0&0\\\overline{\Psi}_x&\overline{\Psi}_y&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&1\\-1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\partial_z\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\\overline{\Psi}_x&\overline{\Psi}_y&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&-1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\frac{(-i)}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\\overline{\Psi}_x&\overline{\Psi}_y&\overline{\Psi}_z&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\partial_x\begin{pmatrix}\Psi_x&\Psi_y&\Psi_z&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&-1&0\\0&1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\partial_y\begin{pmatrix}0&0&0&0\\\Psi_x&\Psi_y&\Psi_z&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&-1\\-1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\left(\partial_z\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\\Psi_x&\Psi_y&\Psi_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}0&-1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}+$$

$$\left.+\left(\frac{i}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\\Psi_x&\Psi_y&\Psi_z&0\end{pmatrix}\right)\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\right\}=$$

$$=\begin{pmatrix}1&1&1&1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_x+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_x & -\partial_z\overline{\Psi}_x-\partial_z\Psi_y & \partial_y\overline{\Psi}_x-\partial_y\Psi_x & \partial_x\overline{\Psi}_x-\partial_x\Psi_x\\ \partial_z\overline{\Psi}_y+\partial_z\Psi_y & \frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_y+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_y & -\partial_x\overline{\Psi}_y-\partial_x\Psi_y & \partial_y\overline{\Psi}_y-\partial_y\Psi_y\\ -\partial_y\overline{\Psi}_z-\partial_y\Psi_z & \partial_x\overline{\Psi}_z+\partial_x\Psi_z & \frac{(-i)}{c}\partial_t\overline{\Psi}_z+\frac{i}{c}\partial_t\Psi_z & \partial_z\overline{\Psi}_z-\partial_z\Psi_z\\ 0&0&0&0\end{pmatrix}=$$

$$=\begin{pmatrix}1&1&1&1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-\frac{i}{c}\partial_t B_x & -\partial_z B_y & \partial_y E_x & -i\partial_x B_x\\ \partial_z E_y & -\frac{i}{c}\partial_t B_y & \partial_x E_y & -i\partial_y B_y\\ -\partial_y E_z & \partial_x E_z & -\frac{i}{c}\partial_t B_z & -i\partial_z\Psi_z\\ 0&0&0&0\end{pmatrix}(2)$$

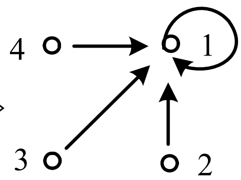
Введем сокращенные обозначения для уравнений, выраженных в форме правых и левых идеалов как $A\Psi$ и ΨA. Введем сумму данных выражений знаком $\tilde{+}$, полагая, что она образована сходными спинорными проекциями, задавая уравнения $L\Psi$ в их обычной форме. Тогда

$$A\Psi\,\tilde{+}\,\Psi A\cong L\Psi\ .$$

Равенство понимается здесь в обобщенном смысле. Фактически мы определили гомоморфизм из категории физических моделей, заданных в форме левых и правых идеалов алгебры заполнения в категорию физических моделей, заданных векторными уравнениями. Гомоморфизм определен с точностью до константы, которую в рассматриваемом случае можно выбрать равной размерности многообразия $M_{SS} = R^3 \times T^1$.

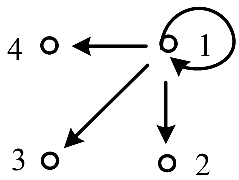
Проясним физический смысл принятого подхода. Легко видеть, что правые и левые идеалы дают графы, соответствующие наглядному представлению о притяжении и отталкивании. Действительно,

$$\begin{pmatrix} * & 0 & 0 & 0 \\ * & 0 & 0 & 0 \\ * & 0 & 0 & 0 \\ * & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Leftrightarrow$$



,

$$\begin{pmatrix} * & * & * & * \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Leftrightarrow$$



.

Если уравнения конструировать на идеалах одного типа, мы неизбежно выделяем только "притяжение" или только "отталкивание". Если же мы используем уравнения в единой форме с $\tilde{\mp}$, то притяжение и отталкивание используются на равных правах. Возможно, что при измерении параметров явления такая *расщепленность* влияний нивелируется приборами. Уравнения построены так, чтобы соответствовать показаниям приборов и потому их векторная и тензорная формы недостаточны для расшифровки картины и природы явлений. Спинорные проекции левых и правых G-модулей приближают уравнения к объективной реальности, графически раскрывая интуитивно ясное представление о притяжении и отталкивании.

G-модули базируются на кватернионные единицах. Следуя Гамильтону они определены выражениями:

$$1 \cdot 1 = 1,\quad 1 \cdot i = i \cdot 1 = i,\quad 1 \cdot j = j \cdot 1 = j,\quad 1 \cdot k = k \cdot 1 = k,\quad i \cdot j = -j \cdot i = k,$$

$$i \cdot k = -k \cdot i = -j,\quad j \cdot k = -k \cdot j = i,\quad i \cdot i = j \cdot j = k \cdot k = -1.$$

Указанными свойствами обладают используемые нами мономиальные матрицы, обозначенные (a_i, b_i):

$$\begin{tikzcd}[row sep=small] & a_1 \\ i \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & b_1 \end{tikzcd},\quad \begin{tikzcd}[row sep=small] & a_3 \\ j \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & b_3 \end{tikzcd},\quad \begin{tikzcd}[row sep=small] & a_2 \\ k \arrow[ur] \arrow[dr] & \\ & b_2 \end{tikzcd}.$$

Это легко проверить, так как

$$a_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\quad a_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},\quad a_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$b_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\quad b_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},\quad b_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что физические уравнения не сводятся к кватернионам, потому что в них используются не только вещественные числа, но и комплексные. Кроме этого, кватернионные единицы умножаются на матрицы.

Заметим, что уравнения в форме левых идеалов алгебры заполнения могут быть легко получены из уравнений для правых идеалов. Для этого достаточно транспонировать матрицы и переставить их местами.

Левые идеалы алгебры заполнения физической модели, если дополнить их соответствующими идемпотентами Π^i, задают 1-коциклы, так как

$$\varphi^i(x_1 x_2) = x_1 \varphi^i(x_2) + \varphi^i(x_1),$$

если $x \in g_z$ и $\varphi^i(x) = (x - I)\Pi^i$. Следовательно, динамика явлений софистатна динамике 1-когомологий. Рассмотрим

$$a^k \,\partial_k\, \Psi^* + b^k\, \partial_k^*\, \Psi = 0\,, \quad a^k\, \partial_k^*\, \varphi^* + b^k\, \partial_k\, \varphi = \Phi\,.$$

Здесь

$$\Phi = \mathit{столбец}\left(2\rho U_x,\, 2\rho U_y,\, 2\rho U_z,\, -2i\rho\right).$$

Уравнения не изменятся, если выполнить замену $A^i \leftrightarrow B^i$. Аналогично динамические уравнения могут быть записаны через полусумму $\sigma^i = 0.5\left(a^i + b^i\right)$ и полуразность $\tau^i = 0.5\left(a^i - b^i\right)$. Получим

$$\begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&1&0\\ 0&-1&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0&0&-1&0\\ 0&0&0&0\\ 1&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0&1&0&0\\ -1&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 1&0&0&0\\ 0&1&0&0\\ 0&0&1&0\\ 0&0&0&1 \end{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t \begin{pmatrix} E_x - iB_x\\ E_y - iB_y\\ E_z - iB_z\\ 0 \end{pmatrix} +$$

$$+\begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&1&0\\ 0&-1&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0&0&-1&0\\ 0&0&0&0\\ 1&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0&1&0&0\\ -1&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 1&0&0&0\\ 0&1&0&0\\ 0&0&1&0\\ 0&0&0&1 \end{pmatrix}\frac{(i)}{c}\partial_t \begin{pmatrix} E_x + iB_x\\ E_y + iB_y\\ E_z + iB_z\\ 0 \end{pmatrix} = 0$$

$$g^{\alpha\beta}\sigma_\alpha \partial_\beta \Psi^* + r^{\alpha\beta}\sigma_\alpha \partial_\beta \Psi = 0\,.$$

$$\begin{pmatrix} 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 1&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&1&0&0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&1&0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t \begin{pmatrix} E_x - iB_x\\ E_y - iB_y\\ E_z - iB_z\\ 0 \end{pmatrix} +$$

$$+\begin{pmatrix} 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 1&0&0&0 \end{pmatrix}\partial_x + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&1&0&0 \end{pmatrix}\partial_y + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&1&0 \end{pmatrix}\partial_z + \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0 \end{pmatrix}\frac{(i)}{c}\partial_t \begin{pmatrix} E_x + iB_x\\ E_y + iB_y\\ E_z + iB_z\\ 0 \end{pmatrix} = 0$$

$$g^{\alpha\beta}\tau_\alpha \partial_\beta \Psi^* + r^{\alpha\beta}\tau_\alpha \partial_\beta \Psi = 0\,.$$

Матрицы $\left(\sigma^i, \tau^i\right)$ являются генераторами трехмерных и четырехмерных вращений соответственно, образуя совокупно алгебру группы Лорентца. Их взаимные произведения отличаются от $\left(\sigma^i, \tau^i\right)$, что означает, что они не образуют группу. Иначе обстоит дело при использовании в физической модели матриц $\left(a^i, b^i\right)$. Они образуют группу, как показано в разделе 3.1, а также суперсимметричную алгебру. Происходит это потому, что взаимные произведения $a^i \cdot b^j$ задают девять элементов e^i, c^i, f^i, образующих три подгруппы антикоммутативного типа, для которых отличен от нуля каждый элемент $\xi^i \cdot \xi^j + \xi^j \cdot \xi^i = \{\xi^i, \xi^j\} \neq 0$. Поэтому запись уравнений Максвелла в разных подгруппах группы $V(4)$ автоматически влечет за собой расширение симметрий, им соответствующих. При таком подходе следует считать, что группа Лорентца алгебраически неполна. Следовательно, допустимое расширение симметрии до группы $V(4)$ означает, что электродинамика Максвелла описывает многообразие физических ситуаций, часть которых "охватывается" группой Лорентца, но все многообразие явлений "шире" по своим физическим и симметрийным свойствам. Возникает предположение, что группа Лорентца "хороша" там, где происходят события, при которых несобственная инерция имеет досветовые скорости, когда $|\vec{u}| \leq c_0$, если же $|\vec{u}| > c_0$, то нужны другие симметрии. Поэтому требуется детальное рассмотрение всей совокупности возникающих вопросов.

Запишем уравнения связи. Пусть

$$i\mu\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(-i)\right\}\times$$

$$\times\begin{pmatrix}H_x-iD_x\\H_y-iD_y\\H_z-iD_z\\0\end{pmatrix}-i\mu\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(i)\begin{pmatrix}H_x+iD_x\\H_y+iD_y\\H_z+iD_z\\0\end{pmatrix}\right\}=\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(i)\right\}\begin{pmatrix}E_x-iB_x\\E_y-iB_y\\E_z-iB_z\\0\end{pmatrix}+\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(-i)\right\}\begin{pmatrix}E_x+iB_x\\E_y+iB_y\\E_z+iB_z\\0\end{pmatrix}=0 .$$

Тогда

$$i\,\mu\left(b_k\overset{*}{U}{}^k\varphi^*-a_kU^k\varphi\right)=a_kU^k\Psi^*+b_k\overset{*}{U}{}^k\,\Psi\ ,\qquad i\,\varepsilon\left(b_k\overset{*}{U}{}^k\Psi^*-a_kU^k\Psi\right)=a_k\overset{*}{U}{}^k\varphi^*+b_kU^k\varphi .$$

Запишем всю систему в удобной аналитической форме. Для этого введем новые обозначения и величины. Пусть

$$\Psi^* = \overline{\Psi}, \qquad \varphi^* = \overline{\varphi},$$

$$E_{ij} = diag(1, 1, 1, 1) = E,$$

$$r^{\alpha\beta} = diag(1, 1, 1, -1) = r_{\varepsilon\beta},$$

$$g^{\alpha\beta} = diag(1, 1, 1, 1) = g_{\alpha\beta},$$

$$n^{ij} = diag(1, 1, 1, 0).$$

Уравнения электродинамики Максвелла для движущихся сред получают вид:

$$(D)\begin{cases} g^{\alpha\beta} a_\alpha \partial_\beta \left(E_{ij} n^{ij} \overline{\Psi}\right) + r^{\alpha\beta} b_\alpha \partial_\beta \left(E_{ij} n^{ij} \Psi\right) = 0, \\ r^{\alpha\beta} a_\alpha \partial_\beta \left(E_{ij} n^{ij} \overline{\varphi}\right) + g^{\alpha\beta} b_\alpha \partial_\beta \left(E_{ij} n^{ij} \varphi\right) = 2\Phi. \end{cases}$$

$$(L)\begin{cases} i\mu\left(r_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \overline{\varphi} - g_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \varphi\right) = \\ g_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \overline{\Psi} - r_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \Psi, \\ i\varepsilon\left(g_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \overline{\Psi} - r_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \Psi\right) = \\ = r_{\alpha\beta} a^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \overline{\varphi} - g_{\alpha\beta} b^\alpha U^\beta E_{ij} n^{ij} \varphi. \end{cases}$$

$$(S)\begin{cases} F_{\alpha\beta} = \dfrac{i}{2} g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} \left(a^\gamma \Pi^\delta \overline{\Psi} - b^\gamma \Pi^\delta \Psi\right), \\ H_{\alpha\beta} = \dfrac{-i}{2} g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} \left(a^\gamma \Pi^\delta \varphi - b^\gamma \Pi^\delta \overline{\varphi}\right). \end{cases}$$

С алгебраической точки зрения они просты, потому что базируются только на двух подгруппах с элементами (a_i, b_i). Модель имеет отличительные черты:

- использование суммы "волновых функций", отнесенных к одному тензору;
- наличие пары метрик $\left(g^{\alpha\beta}, r^{\alpha\beta}\right)$;
- возможность прямого использования метрики Ньютона $\left(n^{ij}\right)$ в модели, что позволяет "скрыть" компоненты Ψ_t, φ_t волновых функций;
- единство конструкций, посредством которых задается структура *S*, динамика *D* и связи *L*.

Для динамических уравнений получаем

$$\varepsilon^{ij}_{klts}\, g^{kl} \varphi^r \gamma_i \partial_j \left(\Pi_p \Psi^p \mathrm{E}^s\right) P.$$

Здесь ε^{ij}_{klts} - 6-индексный символ Кронекера; g^{rs} - четырехметрика; $\varphi^k = (1,1,1,1)$; y_i - элементы (a_i, b_i); d_i - частные производные по координатам; Ψ^p - величины типа $\left(E_x + i B_x, E_y + i B_y, E_z + i B_z, 0\right)$; E^l - четыре единичные матрицы

$$\mathrm{E}^1 = \mathrm{E}^2 = \mathrm{E}^3 = \mathrm{E}^4 = diag(1,1,1,1);$$

величина *P* есть столбец из единиц.

Поля и индукции задаются аналогично, если вместо ∂_j использовать Π_j. Связи также соответствуют указанной конструкции при замене $\partial_i \Rightarrow \sigma_{in} U^n$, *где* U^n - *четырехскорости*.

Очевидно, что динамические уравнения Максвелла, как и связи, заданы в форме *GAG*-модуля. В частности, динамические уравнения есть структуры

$$\varepsilon^{ij}_{klts}\left\{g^{kl}\,\varphi^r\,a_i\,\partial_j\left(\Pi_p\overline{\Psi}^p E^s\right)+r^{kl}\,\varphi^r\,b_i\,\partial_j\left(\Pi_p\Psi^p E^s\right)\right\}P=0\,.$$

Уравнения Максвелла едины по форме с уравнениями Ньютона-Эйлера, они имеют одинаковые ростковые точки, задаваемые переменными $\varepsilon^{ij}_{klrs}, g^{kl}, r^{kl}$.

1.2.1. Уравнения Максвелла без ограничения скорости в форме GAG-модуля

В этом случае будем использовать частично измененные обобщенные связи между полями и индукциями в виде,

$$\varepsilon E_x+\varepsilon\left(\frac{U_y}{c}B_z-\frac{U_z}{c}B_y\right)=D_x+w\left(\frac{U_y}{c}H_z-\frac{U_z}{c}H_y\right),$$

$$\varepsilon E_y+\varepsilon\left(\frac{U_z}{c}B_x-\frac{U_x}{c}B_x\right)=D_y+w\left(\frac{U_z}{c}H_x-\frac{U_x}{c}H_z\right),$$

$$\varepsilon E_z+\varepsilon\left(\frac{U_x}{c}B_y-\frac{U_y}{c}B_x\right)=D_z+w\left(\frac{U_x}{c}H_y-\frac{U_y}{c}H_x\right),$$

$$\varepsilon\left(E_xU_x+E_yU_y+E_zU_z\right)=D_xU_x+D_yU_y+D_zU_z,$$

$$\mu H_x+\mu\left(D_y\frac{U_z}{c}-D_z\frac{U_y}{c}\right)=B_x+w\left(E_y\frac{U_z}{c}-E_z\frac{U_y}{c}\right),$$

$$\mu H_y+\mu\left(D_z\frac{U_x}{c}-D_x\frac{U_z}{c}\right)=B_y+w\left(E_z\frac{U_x}{c}-E_x\frac{U_z}{c}\right),$$

$$\mu H_z+\mu\left(D_x\frac{U_y}{c}-D_y\frac{U_x}{c}\right)=B_z+w\left(E_x\frac{U_y}{c}-E_y\frac{U_x}{c}\right),$$

$$\mu\left(H_xU_x+H_yU_y+H_zU_z\right)=B_xU_x+B_yU_y+B_zU_z.$$

В них входят величины

$$w=1-\exp\left[-P_0\left(n-1\right)\right],\qquad \vec{U}=\left(1-w\right)\vec{U}_{fs}+w\vec{U}_m\,.$$

Так как

$$\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&w^{-1}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&w\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-w\\0&0&w^{-1}&0\end{pmatrix}\dots$$

то углубление модели реализуется частично, что не меняет характеристических полиномов.

Здесь $\vec{U}_{fs}$ - скорость первичного источника излучения, $\vec{U}_m$ - скорость среды, n - показатель преломления, $P_0 \approx 7\cdot 10^4$ - константа. Имеем в матричном виде

$$i\mu\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(-i)\right\}\times$$

$$\times\begin{pmatrix}H_x-iD_x\\H_y-iD_y\\H_z-iD_z\\0\end{pmatrix}-i\mu\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(i)\right\}\begin{pmatrix}H_x+iD_x\\H_y+iD_y\\H_z+iD_z\\0\end{pmatrix}=w\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&-w\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\w^{-1}&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-w\\1&0&0&0\\0&w^{-1}&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&-w\\0&0&w^{-1}&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\frac{1}{w}\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(i)\right\}\begin{pmatrix}E_x-iB_x\\E_y-iB_y\\E_z-iB_z\\0\end{pmatrix}+w\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&w\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\-w^{-1}&0&0&0\end{pmatrix}\frac{U_x}{c}+\right.$$

$$\left.+\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&w\\1&0&0&0\\0&-w^{-1}&0&0\end{pmatrix}\frac{U_y}{c}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&w\\0&0&-w^{-1}&0\end{pmatrix}\frac{U_z}{c}+\frac{1}{w}\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}(-i)\right\}\begin{pmatrix}E_x+iB_x\\E_y+iB_y\\E_z+iB_z\\0\end{pmatrix}=0.$$

Введем

$$G_{kn}=diag\left(1,1,1,w^{-1}\right),\quad R_{kn}=diag\left(1,1,1,-w^{-1}\right),\quad \tilde{a}^k=Q^{-1}a^kQ,$$

$$\tilde{b}^k=Q^{-1}b^kQ,\quad Q=diag(1,1,1,w).$$

Тогда

$$i\mu\left(b^kU_k^*\varphi^*-a^kU_k\varphi\right)=wG_{kn}\left(\tilde{a}_kU^n\Psi^*+\tilde{b}^k\overset{*}{U^n}\Psi\right).$$

Аналогично

$$i\varepsilon\left(b^kU_k\overset{*}{\Psi}-a^kU_k^*\Psi\right)=wR_{kn}\left(\tilde{a}_k\overset{*}{U^n}\varphi^*+\tilde{b}^kU^n\varphi\right).$$

Фактически мы используем 4-метрики r_{kn}, R_{kn}, g_{kn}, G_{kn}, что усложняет ситуацию. Генераторы группы заполнения G_z меняются частично и только в связях. Этого достаточно для охвата опытных данных и новой информации о явлениях. Заметим, что идея обобщения связей между полями F_{mn} и индукциями $\tilde{H}^{ik}$ очевидно индуцируется тензорной ее формой

$$\tilde{H}^{ik}=a\sqrt{g}\,\Omega^{im}\Omega^{kn}F_{mn},$$

потому что $\widetilde{H}^{ik}$ есть тензорная плотность веса (+1). Это требует изначального введения в физическую модель электромагнитных явлений элемента гомологической алгебры

$$g = \det\left|g_{ij}\right|.$$

Ситуации с $g = const$, согласно терминологии главы 2, соответствует вариант когомологически пассивной физической модели.

1.2.2. Уравнения Максвелла в "фермионном" секторе

Уравнения Максвелла можно записать на подгруппах $(e, f) \in V(4)$, если использовать волновые функции

$$\begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -\Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_y & 0 & 0 \\ 0 & \Psi_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & -\Psi_y & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_y \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $\Psi_x = E_x + i\,B_x, \Psi_y = E_y + i\,B_y, \Psi_z = E_z + i\,B_z, \Psi_t = 0$. Они получаются посредством двойного проектирования с использованием подгруппы (*C)*, задавая

$$\Psi = \delta^i_{jk}\, k^j\, c^k\, \Psi_i$$

через сумму выражений типа

$$k^j\, c^k\, \Psi_i \approx \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Psi_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Psi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Psi_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & -\Psi_x & \Psi_x & -\Psi_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

в указанном случае соответствующих $i = j = k = 1$.

Моноид из элементов k^j имеет свойства:

$$k^j\, k^i = k^j = k^j \cdot k^j \;,$$

$$k^j\, k^i = k^i = k^i \cdot k^i \;.$$

Изменим Ψ посредством идемпотентов Π_i. Тогда

$$\Phi_i = \Psi\,\Omega_i \sim \begin{pmatrix} \Psi_x & -\Psi_x & \Psi_x & -\Psi_x \\ \Psi_y & \Psi_y & -\Psi_y & -\Psi_y \\ -\Psi_z & \Psi_z & \Psi_z & -\Psi_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_x & 0 & 0 & 0 \\ \Psi_y & 0 & 0 & 0 \\ -\Psi_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Покажем, что уравнения Максвелла могут быть заданы в "фермионном" секторе группы $V(4)$, соответствующем (E, F). Имеем, например,

$$e^i \partial_j \delta^{jk}_i \Phi_k + f^i \partial_j \delta^{jk}_i \overline{\Phi}_k = 0\,.$$

В матричном виде

$$\left\{\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\partial_x\begin{pmatrix}\Psi_x&0&0&0\\\Psi_y&0&0&0\\-\Psi_z&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\partial_y\begin{pmatrix}0&-\Psi_x&0&0\\0&\Psi_y&0&0\\0&\Psi_z&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\right.$$

$$+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\partial_z\begin{pmatrix}0&0&\Psi_x&0\\0&0&-\Psi_y&0\\0&0&\Psi_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\frac{(-i)}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&-\Psi_x\\0&0&0&-\Psi_y\\0&0&0&-\Psi_z\\0&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\partial_x\begin{pmatrix}\overline{\Psi}_x&0&0&0\\\overline{\Psi}_y&0&0&0\\-\overline{\Psi}_z&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\partial_y\begin{pmatrix}0&-\overline{\Psi}_x&0&0\\0&\overline{\Psi}_y&0&0\\0&\overline{\Psi}_z&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+$$

$$\left.+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\partial_z\begin{pmatrix}0&0&\overline{\Psi}_x&0\\0&0&-\overline{\Psi}_y&0\\0&0&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&1\end{pmatrix}\frac{i}{c}\partial_t\begin{pmatrix}0&0&0&-\overline{\Psi}_x\\0&0&0&-\overline{\Psi}_y\\0&0&0&-\overline{\Psi}_z\\0&0&0&0\end{pmatrix}\right\}\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix}=0\,.$$

Тогда, в частности,

$$\partial_y\left(\Psi_z+\overline{\Psi}_z\right)-\partial_z\left(\Psi_y+\overline{\Psi}_y\right)+\frac{i}{c}\partial_t\left(\Psi_x-\overline{\Psi}_x\right)=0\,,$$

чему соответствует

$$\partial_y E_z-\partial_z E_y+\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t}=0\ldots$$

Тензор F_{mn} выражается через $\left(e^i, f^i\right)$. Имеем

$$\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&1&0\\0&1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\overline{\Psi}_x&0&0&0\\0&-\overline{\Psi}_x&0&0\\0&0&\overline{\Psi}_x&0\\0&0&0&-\overline{\Psi}_x\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&1\\1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\overline{\Psi}_y&0&0&0\\0&\overline{\Psi}_y&0&0\\0&0&-\overline{\Psi}_y&0\\0&0&0&-\overline{\Psi}_y\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-\overline{\Psi}_z&0&0&0\\0&\overline{\Psi}_z&0&0\\0&0&\overline{\Psi}_z&0\\0&0&0&-\overline{\Psi}_z\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&1&0\\0&1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\Psi_x&0&0&0\\0&-\Psi_x&0&0\\0&0&\Psi_x&0\\0&0&0&-\Psi_x\end{pmatrix}+$$

$$+\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&-1\\1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\Psi_y&0&0&0\\0&\Psi_y&0&0\\0&0&-\Psi_y&0\\0&0&0&-\Psi_y\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}0&1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-\Psi_z&0&0&0\\0&\Psi_z&0&0\\0&0&\Psi_z&0\\0&0&0&-\Psi_z\end{pmatrix}\Rightarrow F_{mn}\,.$$

Аналогично дифференциальным уравнениям, с заменой частных производных от координат на их дифференциалы, запишутся связи между полями и индукциями.

Как можно видеть, для записи уравнений в одной подгруппе нужно усложнить волновые функции. Следовательно, физические явления а форме *GAG*-модулей имеют множество форм и "любят" моноидную симметрию, с удовольствием используют полугруппы, допускают и другие конструкции.

1.2.3. "Бозонная" и "фермионная" формы уравнений

Назовем "бозонной" формой уравнений вариант, когда физическая модель выражена через элементы подгрупп $(A,\ B) \in V(4)$. Тогда имеем условия

$$a_\mu a_\nu + a_\nu a_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I\,, \quad b_\mu b_\nu + b_\nu b_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I\,,$$

аналогичные используемым для матриц γ_μ Дирака, так как

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} I\,.$$

"Бозонной" форме уравнений Максвелла соответствует волновая функция

$$\Psi = \textit{столбец}\left(E_1 + iB_1,\ E_2 + iB_2,\ E_3 + iB_3,\ 0\right).$$

Все остальные элементы группы *V(4)*, с точностью до факторизации по группе Z_4, могут быть получены двумя способами. В первом способе произведениям матриц Дирака соответствует графическое изображение (рис. 1.21).

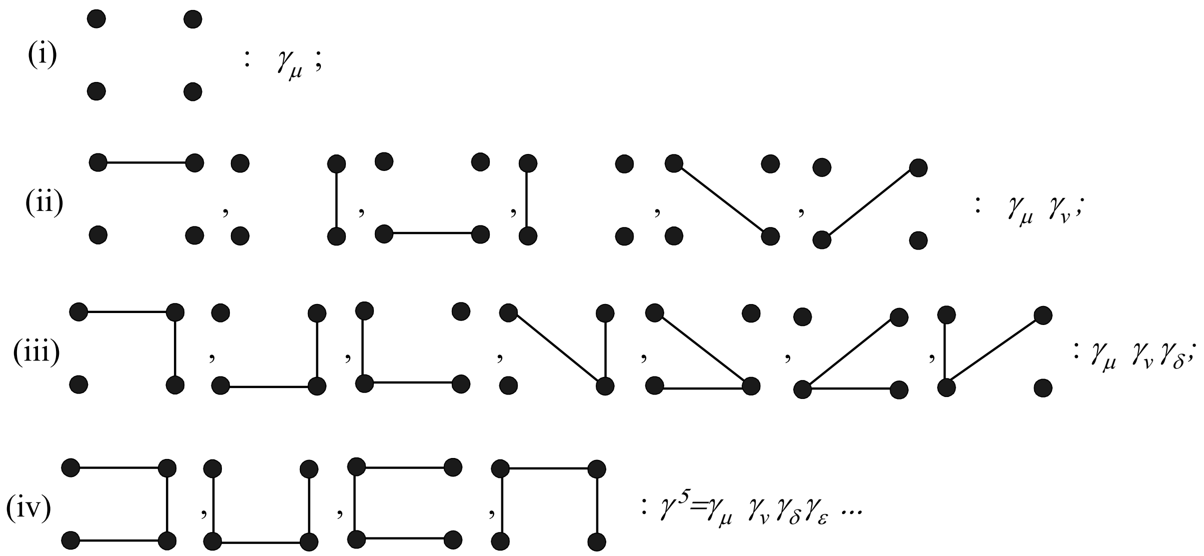
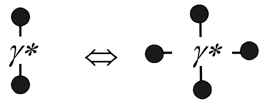


Рис. 1.21. Графическое произведение матриц Дирака

Всего получим 15 различных элементов. При дальнейшем продолжении цепочки произведений получим указанные элементы с двойными, тройными … линиями. Когомологически они различны, если задать соответствие, при котором произведению элементов соответствует "ребро" четырехугольника и элементу соответствует его значение и сумма ребер. Тогда, например,

$$\gamma^* = \gamma_5 \gamma_\mu \Leftrightarrow \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\delta\,,$$

что позволяет рассматривать γ^* с двумя и четырьмя нитями



Во втором способе все элементы группы $V(4)$ могут быть получены из двух подгрупп с элементами (a^i, b^i), используя только их взаимные произведения (рис. 1.22).

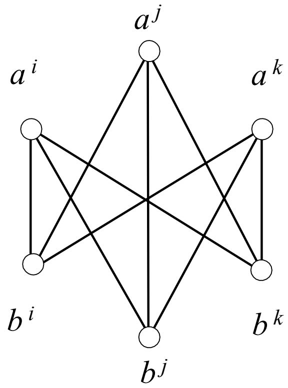


Рис. 1.22. Схема получения элементов группы $V(4)$ из произведений a^i и b^i

Из записи уравнений Максвелла в "фермионном" секторе, используя подгруппы *(E, F)*, следует, что для него допустим только второй способ графической интерпретации, так как условия $e^i e^j - e^j e^i = 0$, $f^i f^j - f^j f^i = 0$ индуцируют базис Γ^i типа Дирака, из четырех элементов, для которого $\Gamma^i \Gamma^j - \Gamma^j \Gamma^i = 0$, например $\Gamma^i = \{e^1, f^1, c^2, I\}$, где I образовано из квадратов других элементов $I = \xi_j^2$. Как уже предполагалось ранее, это может быть связано с тем, что каждая из форм является предпочтительной в "своей" ситуации. Возможно, "фермионный" сектор лучше описывает электромагнитные явления, происходящие при сверхсветовых скоростях.

1.2.4. Новые метрики в электродинамике

Выражения

$$\Psi_1 = E_x + iB_x = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} + i\frac{\partial A_z}{\partial y} - i\frac{\partial A_y}{\partial z},$$

$$\Psi_2 = E_y + iB_y = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} + i\frac{\partial A_x}{\partial z} - i\frac{\partial A_z}{\partial x},$$

$$\Psi_3 = E_z + iB_z = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} + i\frac{\partial A_y}{\partial x} - i\frac{\partial A_x}{\partial y},$$

$$\overline{\Psi}_1 = E_x - iB_x = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} - i\frac{\partial A_z}{\partial y} + i\frac{\partial A_y}{\partial z},$$

$$\overline{\Psi}_2 = E_y - iB_y = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} - i\frac{\partial A_x}{\partial z} + i\frac{\partial A_z}{\partial x},$$

$$\overline{\Psi}_3 = E_z - iB_z = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} - i\frac{\partial A_y}{\partial x} + i\frac{\partial A_x}{\partial y},$$

использованные для записи уравнений Максвелла в форме *GAG*-модуля, допускают алгебраическое представление. Действительно, имеем

$$\begin{pmatrix} -\partial_\tau & -i\partial_z & i\partial_y & -i\partial_x \\ i\partial_z & -\partial_\tau & -i\partial_x & -i\partial_y \\ -i\partial_y & i\partial_x & -\partial_\tau & -i\partial_z \\ i\partial_x & i\partial_y & i\partial_z & -\partial_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \\ -i\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} -\partial_\tau & i\partial_z & -i\partial_y & -i\partial_x \\ -i\partial_z & -\partial_\tau & i\partial_x & -i\partial_y \\ i\partial_y & -i\partial_x & -\partial_\tau & -i\partial_z \\ i\partial_x & i\partial_y & i\partial_z & -\partial_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \\ -i\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{\Psi}_1 \\ \overline{\Psi}_2 \\ \overline{\Psi}_3 \\ \overline{\Psi}_4 \end{pmatrix}.$$

На основе $(a^i, b^i) \in V(4)$ получаем две возможности анализа уравнений электродинамики через четырехпотенциалы A_ξ. Можно, во-первых, взять

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \equiv \Psi_4,$$

как стандартное калибровочное условие. Можно, во-вторых, считать, что $\Psi_4 \neq 0$, но использовать "ньютоновскую" метрику. Она ограждает Ψ_4 от экспериментального анализа. В обоих вариантах есть свои преимущества. Для уравнений вида

$$[(-ib^1\partial_1 - ib^2\partial_2 - ib^3\partial_3) - E\partial_\tau][A] = [\Psi],$$

$$[(ia^1\partial_1 + ia^2\partial_2 + ia^3\partial_3) - E\partial_\tau][A] = [\overline{\Psi}]$$

имеем метрики

$$l^{ij} = (-i, -i, -i, -1), \qquad m^{ij} = (+i, +i, +i, -1),$$

введенные для группы G_f операцией . Четырехпотенциал A_ξ свидетельствует, что для него возможно трехмерное пространство, которое комплексно и неевклидово, так как матрицы $(a^i, b^i) \in G_z$ можно выбрать с любым сочетанием знаков (+, -). В этом есть свой резон. По-видимому, *каждому уровню объектов и явлений (а потому и физической модели) соответствует "свое" пространство-время, свойства и черты которого могут быть скрыты*.

Соотношения

$$\varepsilon^{ij}_{klmn} g^{kl} l^{mn} b_i \partial_j [A], \qquad \varepsilon^{ij}_{klmn} g^{kl} m^{mn} a_i \partial_j [A]$$

задают стандартное калибровочное условие при использовании метрики Минковского g^{kl}. Соотношения

$$\varepsilon^{ij}_{klmn} \text{€}^{kl} l^{mn} b_i \partial_j [A], \qquad \varepsilon^{ij}_{klmn} \text{€}^{kl} m^{mn} a_i \partial_j [A]$$

задают те же уравнения, но при условии $\Psi_4 \neq 0$. Для четырехпотенциалов A_ξ в электродинамике пригодны и группа Лоренца и группа Галилея, они дополняют друг друга.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. / Под ред. П.С. Кудрявцева. -М.: Гостехиздат,1954, -688с.
2. Лорентц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. / Под ред. Т.П. Кравца. -М.: Госиздат,1956.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. -М.: Наука, 19б7. -Т.2. -460с.
4. Bradley J. A new apparent motion discovered in the fixed stars; its cause assigned; the velocity and equable motion of light deduced // Phil. Trans. -1728. -V.35. -P. 637-653.
5. Doppler Ch. Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger andern Gesterne and Himmels // ABH. Böhm. Ges. -1842. B.2. -S.465.
6. Fizean H. Sur les hypothéses relatives a l'éther lumineux et sur un experiment qui parait démontrer que mouvement des corps change la vitesse; avec laquelle la lumiére se propage dans leur interieur. // Comp. rend. - 1851. - vol. 33, - P. 349-355.
7. Michelson A. The relative motion of the Earth and the luminiterous aether // Amer. J. Phys. -1881. -V.22. -P. 120-129.
8. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. / Собрание научных трудов. -М.: Наука, 1966, -T.I. -С. 7.
9. Пуанкаре А. Избранные труды. -М.: Наука,1974. -Т.3. –999 с.
10. Минковский Г. Вывод основных уравнений для электромагнитных процессов в движущихся телах с точки зрения теории электронов. // Эйнштейн. сб: 1978-79. -М.: Наука, 1983 С. 64-91.
11. Лорентц Г.А. Старые и новые проблемы физики. -М.: Наука, 1970. –370 с.
12. Шутц Б. Геометрические методы математической физики. - М.: Мир, 1972.
13. Мандельштам Л. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.: Наука, 1972. -432 с.
14. Паули В. Теория относительности. -М.: Наука,1983. –336 с.
15. Kohler K.J. Unbestimmte Relativitatstheorie und ihre Konsequenzen // Technica (Sui.). -1979. -B. 28. -N 1. -S. 7-10.
16. Постников М. Линейная алгебра и дифференциальная геометрия. -М.: Наука, 1979. –312с.
17. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрии и теории измерения в электродинамике. -Минск, 1985. –43 с. / Препринт ИТМО АН БССР N4.
18. Схоутен Я.А. Введение в новые методы дифференциальной геометрии. - М.: Наука. 1956. –320 с.
19. Схоутен Я.А. Тензорный анализ для физиков. - М.: Наука. -1965. –456 с.
20. Барыкин В.Н. К нелинейной электродинамике сред. - Минск, 1989. –49 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 16.
21. Барыкин В.Н. К электродинамике инерциально движущихся сред. – Минск, 1982. – 55 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 1.
22. Post E.J. Formal structure of electromagnetism. - Amsterdam: Holland, 1962. -204 p.
23. Лихнерович А. Теория связностей в целом и группы голономий. - М.: ИЛ, 1960, -216 с.
24. Шенкфилд Р.С. Эйнштейновский сб. 1967. -М.: Наука, 1967. -С. 57-78.
25. Капусцик Э., Кемпчински Я. О галилеевой массе тел. - Дубна, 1989. –7 с. / Препринт Р4-89-399.
26. Buonomano V. A new interpretation of the Special Theory of Relativity // Int. J. Theor. Phys. -1975. -V. 13. –N 4. -P. 213-220.
27. Schlegel R. An Interaction Interpretation of Special Relativity // Found. Phys. - 1973. -V. 3. –N 2. -P. 119.
28. Яноши Л. Дальнейшие соображения о физической интерпретации преобразований Лорентца. // УФН. -1957. -Т. 62. -С. 119-181.

29. Угаров В.А. Специальная теория относительности. - М.: Наука, 1969.
30. Барыкин В.Н. К динамике поперечного эффекта Допплера и годичной аберрации света. - Минск, 1989. – 10 с. / Препринт ИТМО АН БССР N 32.
31. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. -М.: Наука, 1976,-480 с.
32. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.П. Общие принципы квантовой теории поля. -М.: Наука, 1987. - 614 с.
33. Фок В.А. Квантовая физика и философские проблемы // Вопросы философии. - 1971. - N3. -С. 46-49.
34. Ландау Л.Д., Пайрлс 3. Распространение принципа неопределенности на релятивистскую квантовую теорию. / Собр. сочинений. - М.: Наука, 1969. -Т. 1. -С. 56-70.
35. Бор Н. К вопросу об измеримости электромагнитного поля. / Избр. науч. труды. - М.: Наука, 1971. -Т. 3.
36. Бройль Л. Соотношение неопределенностей Гейзенберга и вероятностная интерпретация волновой механики. - М.: Мир, 1986. –340 с.
37. Davidson K.D., Germer L.H. Diffraction of electrons by a cristal of nikel // Physical Review. - 1927. -V. 30. –N 6.
38. Эйнштейн А. К теории возникновения и поглощения света. / Собр. науч. трудов. - М.: Наука, 1966. -Т. 2. -С. 128-133.
39. Вавилов С.Р. Собрание сочинений. -М.: Из-во АН СССР, 1956. -Т. 4. -470 с.
40. Compton A.H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements // Phys. Review. -1923. -V. 21. –N 5, 6 -P. 483-502.
41. Малкин И.А., Манько И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. -М.: Наука, 1979. -320 с.
42. Барыкин В.Н. Пространственно-временные симметрии в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред /Теоретико-групповые методы в физике. - М.: Наука, 1986. -Т. 1. -С. 461-466.
43. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симметрии в электродинамике сред. // Изв. вузов. Физика. -1986. –N 10. -С. 26-30.
44. Барыкин В.Н. О физической дополнительности групп Галилея и Лорентца в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред. // Изв. вузов. Физика. -1989. –N 9. -С. 57-66.
45. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. -Минск, 1988. – 56 с. /Препринт ИТМО АН БССР N 16.
46. Франкфурт У.И. Оптика движущихся сред и СТО. /Эйншт. сб. 1977. -М.: Наука, 1980. С. 252-325.
47. Тамм И.Е. Кристаллооптика теории относительности в связи с геометрией биквадратных форм. // ЖРХО, сер.физ., 1925. -Т. 57. -С. 3-4.
48. Mandelstam L.I. Electrodynamics of anisotropics Media in Special Theory of Relativity // Math. Annalen. -1925. V. 95. -nl. -P. 151.
49. Болотовский Б.М., Рухадзе А.А. Поле заряженной частицы в движущейся среде. // ЖЭТФ. -1959. -Т. 37. –N 5. -С. 1346-1351.
50. Болотовский Б.М., Столяров С.Н. Поля источников излучения в движущихся средах // Эйншт. сб. 1978-79.-М.: Наука, 1983. -С. 173.
51. Столяров С.Н. Граничные задачи электродинамики движущихся сред. / Эйншт. сб. 1975-76. -М.: Наука, 1977. -С. 152-215.
52. Гапонов А.В., Островский Л.А., Рабинович М.И. Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией. // Изв. вузов. Радиофизика. -1970. -Т. 13.-N 2. -С. 163-214.
53. Беккер Р. Электронная теория. - М. -Л.: ОНТИ, 1936. –416 с.
54. Железняков Б.В. Электромагнитные волны в космической плазме. -М.: Наука, 1977. -432с.

55. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. - М.: Наука, 1977. – 255 с.
56. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. - М.: Наука, 1983. –30 с.
57. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. - М.: Физматгиз. -1962.
58. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение: теория и эксперимент. - М.: Энергоатомиздат, 1986. -285 с.
59. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. - М.: Наука, 1987.
60. Гинзбург В.Л., Цитович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние: некоторые вопросы теории. - М.: Наука, 1984. –360 с.
61. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. - Киев: Навукова думка, 1986. -278 с.
62. Cattaneo O. Sui postulati comuni della cinematica classica e della cinematica relativistica // Atti Acad. Naz. Lincei Land. Cl. Sci. Fis. mat. e natur. -1958. -V. 24. –N 5. -P. 526-532.
63. Matsumoto F. Sur la deduction axiomatique des formules de Transformation de Lorentz // Mem. Coll. Sci. Umv. Kyoto. -1955. -A. 29, N 1.
64. Bosch J. On the axiomatic foundation of the Special Relativity theory // Mem. Progr. Theor. Phys. -1971. -V. 45. –N 5. -P. 1673-1688.
65. Stingier K. The axiomatic Foundation of Special Relativity // Int. J. Theor. Phys. -1972. -V. 5. -N. 4-6. -P. 403-419.
66. Gron J., Nicola M. The consistency of the postulates of special Relativity // Found. Phys. -1976. -V. 6. -N. 6. -P. 677-680.
67. Schwartz H.M. On the logical foundation of Special Relativity // Progr. Theor. Phys. -1975. -V. 43. –N 4. -P. 362-364.
68. Chatham R.E. Consistency in Relativity // Found. Phys. -1976. -V. 6. -N. 6. -P. 681-685.
69. Ueno Y., Takeno H. On the equivalent observers. // Progr. Theor. Phys. -1952. -V. 8. -N. 3. -P. 291-301.
70. Ueno Y. On the equivalent observers. // Progr. Theor. Phys. -1953. -V. 9. -N. 1. -P. 74-80.
71. Ryff L.C.B. On the Notion of Equivalent Moving Frames // Nuovo Cimento. -1975. -V. 30B. -N. 2. -P. 390-402.
72. Барыкин В.Н. / Физика и техника аэротермооптических методов управления и диагностики лазерного излучения. - Мн.: ИТМО АН БССР, 1981. -С. 39-61.
73. Kerner E.H. Extended inertial frames and Lorentz transformation // J. Math. Phys. -1976. -V. 17. -N. 10 -P. 1797-1807.
74. Gonzales-Gascon. Some remarcs fora broadering of Special Relativity // Scientis (Ital.) -1976. V-V. 70. N. 912. P. 653-660.
75. Recami E. An introduction to "extended", "projective" and "conformal" relativities. // Ist. naz. fis. nucl. Rept. -1978. -AE 6. -49 p.
76. Богословский Г.Ю. О специальной релятивистской теории анизотропного пространства-времени. // ДАН СССР. -1972. -Т. 213. –N 5.
77. Болтянский В.Г. Анизотропный релятивизм. // Дифференциальные уравнения. -1974 -Т. 10. –N 12. -С. 2101 -2110.
78. Болтянский В.Г. Анизотропная теория относительности и оптимизация. // Дифференциальные уравнения. -1979. -Т. 15. –N 11. -С. 1923-1932.
79. Lorente M. Bases for a discrete Special Relativity // Int. J. Theor. Phys. 1978. –V. 15. N. 12. -P. 927-947.
80. Иваницкая О.С. Обобщенные преобразования Лоренца и их применение. –Мн.: Наука и техника, 1969. -228 с.
81. Федоров Ф.И. Группа Лоренца. -М.: -Наука, 1979. –384 с.
82. Меллер К. Теория относительности. -М.: Атомиздат, 1975. –400 с.

83. Эйнштейн А. Уравнения гравитационного поля. / Собр. научн. тр. -М.: Наука, 1965. -Т. 1. -С. 448-452.
84. Эйнштейн А. Основы общей теории относительности. / Собр. науч. тр. Наука, -1965. -Т. 1. -С. 452-504.
85. Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А. Калибровочная теория гравитации. -М.: МГУ, 1984. –142 с.
86. Элементарные частицы и компенсирующие поля. / Под ред. Иваненко Д.Д. -М.: Мир, 1964.
87. Славнов А.А., Фадеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. -М.: Наука, 1988. -268 с.
88. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. - М.: Наука, 1987. -271 с.
89. Логунов А.А., Лоскутов Ю.М., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации и критика СТО. -М.: МГУ, 1987.
90. Денисов В. И., Логунов А.А. Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Новые представления о геометрии пространства-времени и гравитации. - М.: -ВИНИТИ, 1982. -Т. 21.
91. Weinberg S. Effect of a Neutral Intermediate Boson in semileptonic Processes // Phys. Rev. -1972. -V. 5. -P. 1412-1417.
92. Glashow S.L. Harvard Univ. Thesis. -1958. -75 p.
93. Salam A. On a Gauge Theory of Elementary Interactions. -1961. -V. 19, - N. 1. -P. 165-170.
94. Зельманов А.Л. Хронометрические инварианты и сопутствующие координаты в СТО. / ДАН СССР. -1956. -Т. 107. -С. 815-820.
95. Зельманов А.А. Ортометрическая форма монадного формализма и ее отношение к хронометрическим и кинеметрическим инвариантам. // ДАН СССР, -1976.-Т. 227 – Т 1. -С. 78-81.
96. Тредер Г. Теория гравитации и принцип эквивалентности. -М.: Атомиздат. -1973. 163 с.
97. Родичев В.И. Теория относительности в ортогональном репере. - М.: Наука. -1974. 184 с.
98. Барыкин В.Н. Новая физика света. – Мн.: ООО Ковчег, 2003. – 464 с.
99. Барыкин В.Н. Лекции по физическому моделированию. – Мн.: ООО Ковчег, 2006. - 82 с.
100. Мандельштам Л. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.: Наука,1972.-432 с.
101. Levy-Leblond M. Nonrelativistic Particles and Wave Equation. // Comm. Math. Phys. -1967.-v.6. –p.286-311.
102. Миллер М.А., Сорокин Ю.М., Степанов Н.С. Ковариантность уравнений Максвелла и сопоставление электродинамических систем. // УФН.-1977.-т.122.-N3.-с.525-539.
103. Барыкин В.Н. К вопросу о галилеевски инвариантной формулировке электродинамики. // Весцi АН БССР.-1985. N.4. –с.110-114.
104. Weyl H. Raum, Zeit, Materie. – N.Y.: Springer, 1921. – 320 s.
105. Kottler F. Maxwellische Cleichungen und Metric // Sitzungsberichte AK Wien 2a. – 1922. – Bd. 131.
106. Cartan E. Annals de lécole Superiere. – 1924, - № 1, 2.
107. Danzig D. The fundamental equations of electrodynamics, independent of metrical geometry // Proceedings Cambridge Philosophical Society. – 1934. – V.30. – P. 421-427.