

Точность аппроксимации калибровочных производных в стандартной модели

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Стандартная модель основываясь на классической электродинамике использует понятие калибровочной производной. Покажем, что неизвестная функция в электродинамике определяется массой элементарной частицы, что накладывает ограничение на ее произвольное значение. Точность калибровочной производной равна приведенному к одинаковой размерности отношению массы элементарной частицы к ее заряду. При этом пространство становится комплексным, что не вписывается в определения стандартной модели, Лагранжиан которой содержит произведение комплексно-сопряженных волновых функций. При этом в случае наличия нелинейного члена и замены комплексно-сопряженного произведения волновых функций произведением волновых функций исчезает инвариантность Лагранжиана при умножении на экспоненту с мнимой фазой. При этом строить более точную теорию, чем стандартная модель, надо не на инвариантности Лагранжиана, а на других принципах. Точность инвариантности Лагранжиана при преобразовании с умножением волновой функции на экспоненту с переменной мнимой фазой, равна отношению массы частицы к ее заряду в одинаковых единицах при релятивистских скоростях движения.

Ключевые слова: уравнения Максвелла, калибровочные производные, стандартная модель.

Попробуем построить вектор Пойнтинга в случае равенства нулю классического электрического и магнитного напряжения для этой системы координат. Согласно квантовой механике переносимый импульс равен $\hbar\mathbf{k}$ с переносимой энергией $\hbar\omega$. Но это соотношение справедливо для спектра

вектор потенциала калибровочной части электромагнитного поля. Спектр вектора потенциала равен $a_\mu(\mathbf{k}) = k_\mu c(\mathbf{k}) + e_\mu^a(\mathbf{k}) b_a(\mathbf{k})$, где первый член соответствует спектру потенциала калибровочного поля см. [1] и квантовому описанию энергии частиц и поля $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}, a_\mu = k_\mu c(\mathbf{k})$. Калибровочная часть векторного потенциала определяет импульс электромагнитного поля. Имеем формулу для вектор-потенциалов и их спектра $A_\mu(\mathbf{x}) = \int a_\mu(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) d^4\mathbf{k}$.

Возможна ситуация, когда величина энергии не равна нулю из-за наличия градиентной калибровочной части электромагнитного поля

$$eA_l = e \frac{\partial f}{\partial x^l}, e\varphi = -\frac{\partial f}{\partial t} \quad (\text{калибровочное поле соответствует квантовому описанию}$$

энергии частиц). Поток и плотность энергии равна нулю, так как магнитное и электрическое поле равно нулю и при нулевой напряженности поля имеем нулевое значение импульса поля, хотя оно согласно квантовой механике отлично от нуля. Эту ситуацию нужно исправить, вводя дополнительный член в связи напряженности и вектор потенциалов. Оказалось, что дополнительный член соответствует гравитационному полю, и образует градиентные компоненты гравитационного поля. Компоненты антисимметричного тензора электромагнитного поля будучи умноженными на мнимую единицу становятся эрмитовыми. Путем использования обоснованных действительных членов

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k} \sim -m\sqrt{\gamma}/e \quad \text{описывают гравитационные добавки к электромагнитному}$$

полю. Калибровочная градиентная квантовая энергия и импульс оказываются

$$\text{равны } P_l = -\frac{m\sqrt{\gamma}}{e} \hbar k_l, l = 0, \dots, 3, \text{ соленоидальная часть энергии и импульса равна}$$

$P_l = \hbar k_l, l = 0, \dots, 3$. При массе частицы, образующей поле, равной нулю, калибровочный поток энергии и импульса равен нулю и калибровочное поле равно нулю.

Вектор переносимой энергии равен

$$\text{Im} S_i = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}, \mathbf{H}]_i = \frac{c}{4\pi} g^{ks} E_s \left(\frac{\partial \text{Im} A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial \text{Im} A_i}{\partial x^k} \right) = \frac{c}{4\pi} E^k F_{ik}^a.$$

Где g^{ks} контравариантная часть метрического тензора пространства Минковского. При напряженности магнитного поля равной нулю согласно классическим уравнениям Максвелла энергия не переносится. Но энергия переносится и при напряженности магнитного поля равной нулю, что следует из эффекта Аронова – Бома в микромире. Электрон отклоняется при воздействии нулевого поля H , если величина векторного потенциала не

нулевая. Получается, что, если выполняется условие $\frac{\partial A_p}{\partial x^q} - \frac{\partial A_q}{\partial x^p} = 0, p, q = 0, \dots, 3$

в некоторой области пространства, напряженность электрического и магнитного поля равняется нулю, а как показывает квантовая механика, сила продолжает действовать, отклоняя электрон, поле H и E продолжает существовать. Имеется дополнительный член, определяющий поля H и E ,

кроме соленоидальных действительных полей $\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}$ и поля $E_l = \frac{\partial A_0}{\partial x^l} - \frac{\partial A_l}{\partial x^0}$.

Используемая на сегодняшний день часть энергии связана с мнимой, антисимметричной дисперсионной частью электромагнитной энергии, связанной с соленоидальной частью энергии. Введем действительную, продольную, симметричную часть электромагнитной энергии, равную градиентной части энергии

$$\text{Re} S_i = \frac{c}{4\pi} g^{kl} E_l \left(\frac{\partial \text{Re} A_k}{\partial x^i} + \frac{\partial \text{Re} A_i}{\partial x^k} \right) = \frac{c}{4\pi} g^{kl} E_l \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^i \partial x^k} = \frac{c}{4\pi} E^k F_{ik}^s$$

Тогда полный комплексный тензор энергии равен

$$S_i = \frac{c}{4\pi} g^{kl} E_l (F_{ik}^s + iF_{ik}^a) = \frac{c}{4\pi} E^k F_{ik}^{sa}$$

Величина мнимой, соленоидальной, антисимметричной напряженности электрического поля определяется по формуле

$$\text{Im } g^{kl} E_l = g^{kl} \left(\frac{\partial \text{Im } A_0}{\partial x^l} - \frac{\partial \text{Im } A_l}{\partial x^0} \right) = g^{kl} F_{l0}^a, A^0 = A_0 = \varphi, \quad \text{соответствующей}$$

поперечной волне. Величина потенциала равна $A_p = (A_0, -\mathbf{A})$; $F_{l0}^a = -E_l$. Введем градиентную, симметричную, действительную часть напряженности электрического поля

$$\text{Re } E^k = g^{kl} E_l = g^{kl} \left(\frac{\partial \text{Re } A_0}{\partial x^l} + \frac{\partial \text{Re } A_l}{\partial x^0} \right) = g^{kl} F_{l0}^s = g^{kl} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^0},$$

соответствующей продольной волне. Имеем $\chi = \psi$ в силу эквивалентности пространства-времени. Тогда вектор Пойнтинга запишется в виде

$$S_i = \frac{cg^{kl}}{4\pi} (F_{l0}^s + iF_{l0}^a) F_{ik}^{sa} = \frac{cg^{kl}}{4\pi} F_{l0}^{sa} F_{ik}^{sa}.$$

В этих формулах переменные индексы изменяются от 1 до 3. Определенный таким способом вектор Пойнтинга совпадает со старым определением этого вектора при градиентной части, равной нулю. При соленоидальной части, равной нулю, поток энергии может не равняться нулю из-за градиентной части энергии.

Электромагнитному полю A_l соответствует, соленоидальная, антиэрмитова часть поля $\text{Im } F_{lk} = \frac{\partial \text{Im } A_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \text{Im } A_k}{\partial x^l}$, которая имеет положительный и отрицательный знак и мнимое собственное число. Антиэрмитова часть умножается на мнимую единицу и становится эрмитовой, с действительным собственным числом.

Для векторного и скалярного потенциала получим волновое размерное уравнение с мнимым зарядом и массой электрона

$$\Delta A_k - \frac{\partial^2 A_k}{c^2 \partial t^2} = 4\pi(-ie + m\sqrt{\gamma})u_k \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 4\pi r u_k, k = 0, \dots, 3. \quad (1.1)$$

Где величина γ , это гравитационная постоянная. Согласно ОТО при малых поправках к тензору Галилея, поправка гравитационного поля подчиняется волновому уравнению. Это уравнение справедливо, его действительная часть описывает слабое гравитационное поле, а мнимая часть слабое электромагнитное поле. Слабость поля проявляется в его линейности, сильное поле подчиняется нелинейным уравнениям. Введение мнимого заряда позволяет единым образом описывать электромагнитное и гравитационное поле, т.к. формула для взаимодействия одинаковых зарядов и масс будет иметь одинаковый вид.

Рассмотрим тензор с индексами, изменяющимися от 0 до 3 у соленоидальной части потенциала $\text{Im } F_{lk} = \frac{\partial \text{Im } A_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \text{Im } A_k}{\partial x^l}$ образует мнимую часть потенциала, а градиентная часть с индексами, изменяющимися от 0 до 3 $\text{Re } F_{lk} = \frac{\partial \text{Re } A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \text{Re } A_k}{\partial x^l} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k}$, образует действительную часть потенциала.

Дифференцируя уравнение (1.1) по величине x^l и комплексно сопряженное уравнение по величине x^l и меняя индексы в комплексно сопряженном уравнении, и вычитая и складывая эти уравнения, получим

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{\partial \text{Im } A_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \text{Im } A_k}{\partial x^l} \right) - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \left(\frac{\partial \text{Im } A_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \text{Im } A_k}{\partial x^l} \right) &= 4\pi \left(\text{Im} \frac{\partial \rho u_l}{\partial x^k} - \text{Im} \frac{\partial \rho u_k}{\partial x^l} \right), \\ \Delta \left(\frac{\partial \text{Re } A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \text{Re } A_k}{\partial x^l} \right) - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \left(\frac{\partial \text{Re } A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \text{Re } A_k}{\partial x^l} \right) &= \frac{\partial^2}{\partial x^l \partial x^k} \left(\Delta \chi - \frac{\partial^2 \chi}{c^2 \partial t^2} \right) = \\ &= 4\pi \left[\text{Re} \frac{\partial \rho u_l}{\partial x^k} + \text{Re} \frac{\partial \rho u_k}{\partial x^l} \right] = \\ &= 4\pi m \sqrt{\gamma} \left(\frac{\partial u_{n_l} \prod_{m=1}^3 \delta(x_m - x_{m0})}{\partial x^k} + \frac{\partial u_{n_k} \prod_{m=1}^3 \delta(x_m - x_{m0})}{\partial x^l} \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Имеем, что матрица $\text{Im} \frac{\partial \rho u_l}{\partial x^k} - \text{Im} \frac{\partial \rho u_k}{\partial x^l}$ анти эрмитова, т.е. собственные числа мнимые, а матрица $\text{Re} \frac{\partial \rho u_l}{\partial x^k} + \text{Re} \frac{\partial \rho u_k}{\partial x^l}$ эрмитова, т.е. собственные числа действительны.

Внутри соленоида суммирование величин $\frac{\partial u_2}{\partial x^1} - \frac{\partial u_1}{\partial x^2} = \frac{\partial e_{213}(x_1 \omega_3 - x_3 \omega_1)}{\partial x^1} - \frac{\partial e_{123}(x_2 \omega_3 - x_3 \omega_1)}{\partial x^2} = -2\omega_3$ определяет угловую скорость вращения частиц в обмотках соленоида. Если начало отсчета находится вне соленоида, величина x_1 в знаменателе меняет свой знак, а в числителе остается величина x_1 , так как просто произошла добавка к величине x_1 константы, поэтому получается, что ротор для точек вне соленоида равен нулю. Процесс рассматривается при неизменном значении x_3 . Величина $\frac{\partial u_2}{\partial x^1} + \frac{\partial u_1}{\partial x^2}$ для точек внутри соленоида (начало координат внутри соленоида) равна нулю, а вне соленоида (начало координат вне соленоида) равна $-2\omega_3$.

Так как гравитационное поле A_l определяется действительной правой частью и является действительным, значит, гравитационному полю $\text{Re} F_{lk} = \frac{\partial \text{Re} A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \text{Re} A_k}{\partial x^l} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k}$ соответствует эрмитова, градиентная часть поля и внешнего воздействия. У гравитационного поля не имеется дипольного момента, а имеется только тензор квадрупольного момента D^{lk} определяемый из релятивистской формулы см. [2], §99. Для величины χ имеем уравнение в частных производных (1.2)

$$\Delta \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k} = 4\pi n \sqrt{\gamma} \left[\frac{\partial u_l \prod_{m=1}^3 \delta(x_m - x_{m0})}{\partial x^k} + \frac{\partial u_k \prod_{m=1}^3 \delta(x_m - x_{m0})}{\partial x^l} \right] \quad (1.3)$$

Полагаем в равенства (1.3) $l = k$, получим уравнение (1.4) с точностью до константы. В силу (1.1) эта константа равна нулю

$$\Delta \partial_l \chi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \partial_l \chi}{\partial t^2} = 8\pi m \sqrt{\gamma} u_l \prod_{l=1}^3 \delta(x_l - x_{l0}) \quad (1.4)$$

Это уравнение имеет решение

$$\frac{\partial \chi}{\partial x^l} = -\frac{2m\sqrt{\gamma}V_l/c}{R - \frac{(\mathbf{V}, \mathbf{R})}{c}} + A_l = -\frac{2m\sqrt{\gamma}V_l/c}{R - \frac{(\mathbf{V}, \mathbf{R})}{c}} - \frac{m\sqrt{\gamma}c}{e} \hbar k_l.$$

При этом величина A_l , равная калибровочной части четырехмерного потенциала, определяется четырехмерным волновым вектором, и является константой. Она соответствует энергии и импульсу фотона, причем величина действительной части калибровочного потенциала умножается на коэффициент $-\frac{m\sqrt{\gamma}}{e}$. Она образуется при скачкообразном изменении постоянной интегрирования, и распространяется по пространству как константа, определяемая частотой или волновым числом. Или разностью энергий состояния, в случае электрона в атоме. Потенциал в формуле $-\frac{m\sqrt{\gamma}V_l/c}{R - \frac{(\mathbf{V}, \mathbf{R})}{c}}$ при радиусе, стремящемся к бесконечности, стремится к нулю.

Изменение частоты энергии и волнового числа импульса фотона соответствует закону сохранения энергии и импульса при столкновениях фотонов с частицами. При столкновениях изменение частоты и волнового числа возможно, так как каждое столкновение приводит к сингулярности, даже если о непосредственном контакте говорить не приходится.

Тензор гравитационного поля равен

$$\text{Re } F_{lk} = \chi_{lk} = -\frac{\partial}{\partial x^k} \frac{m\sqrt{\gamma}u_l}{R - \frac{(\mathbf{V}, \mathbf{R})}{c}} - \frac{\partial}{\partial x^l} \frac{m\sqrt{\gamma}u_k}{R - \frac{(\mathbf{V}, \mathbf{R})}{c}}.$$

Получается, что калибровочная часть электромагнитного поля определяется массой частицы и не является произвольной. Просто в случае

элементарных частиц масса на много меньше заряда, и массой пренебрегаем, считая калибровочную часть поля произвольной с точностью $m\sqrt{\gamma}/e$.

Вид уравнений Максвелла не изменяется, только напряженности электромагнитного поля и токи становятся комплексными. Действительная часть напряженности соответствует гравитационному полю, а мнимая часть напряженности электромагнитному полю. Значит и формула для плотности энергии не изменяется.

Собственные значения матрицы iF_{ik} действительны, так как матрица F_{ik} анти эрмитова. Но так как действительные уравнения Максвелла не меняются, только напряженности и токи становятся комплексными, в эту плотность энергии надо включить плотность градиентных частей электромагнитного поля, и тогда плотность энергии будет полной.

$$\sum_{i,k=0}^3 (F_{ik})^2 / 16\pi = \sum_{k,\alpha=0}^3 g_{k\alpha}^{-1} (\lambda_\alpha)^2 g_{\alpha k} / 16\pi = \sum_{\alpha=0}^3 (\lambda_\alpha)^2 / 16\pi$$

Если расписать эту формулу в собственных значениях, то собственные значения эрмитовой матрицы F_{ik} действительны, и, следовательно, плотность энергии положительна, в отличии от собственных чисел матрицы плотности энергии $F_{ik}F^{kn}$ у действительного тензора F_{ik} , которые отрицательны, как собственные числа произведения двух антисимметричных матриц. Антисимметричная матрица имеет мнимые собственные числа.

В случае электродинамики справедливо определение комплексной энергии системы как квадрата комплексного числа, а не как квадрат модуля. В самом деле, имеем

$$\operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}] = \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varepsilon \mathbf{E}^2}{2} + \frac{\mu \mathbf{H}^2}{2} \right) - \sigma \mathbf{E}^2 - \mathbf{j} \mathbf{E}. \quad (1.5)$$

Имеем соотношение (1.6) см. [3], стр.14, так как у комплексно сопряженной системы меняется направление времени

$$\operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] = \mathbf{H}^* \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H}^* = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mu \mathbf{H} \mathbf{H}^*}{2} - \frac{\varepsilon \mathbf{E} \mathbf{E}^*}{2} \right) - \frac{\sigma \mathbf{E} \mathbf{E}^*}{2} - \frac{\mathbf{j}^* \mathbf{E}}{2}. \quad (1.6)$$

Комбинацию $\frac{\epsilon \mathbf{E} \mathbf{E}^*}{2} + \frac{\mu \mathbf{H} \mathbf{H}^*}{2}$ невозможно получить с произведением напряженности на комплексно сопряженную напряженность. Значит, для напряженности справедлива формула (1.5), а не сумма квадратов модулей, умноженных на диэлектрическую и магнитную проницаемость.

Уравнение сохранения энергии запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \sum_{i,k=0}^3 (F_{ik})^2 dV / 16\pi + E_{kin} &= \frac{\partial}{\partial t} \int_V \sum_{k,\alpha=0}^3 g_{k\alpha}^{-1} (\lambda_\alpha)^2 g_{\alpha k} dV / 16\pi + E_{kin} = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_V \sum_{\alpha=0}^3 (\lambda_\alpha)^2 dV / 16\pi + E_{kin} = - \oint_S \frac{c g^{kl}}{4\pi} F_{l0}^{as} F_{ik}^{as} dS^i \end{aligned}$$

Но в этой формуле все собственные числа λ_α эрмитовой матрицы F_{ik} действительны и, следовательно, плотность энергии электромагнитного поля для макросистем положительна.

Действие электромагнитного поля равно

$$\begin{aligned} S_f &= \frac{1}{16\pi c} \int F_{ik} F^{ik} d\Omega, d\Omega = c dt dx dy dz \\ S_f &= \frac{1}{16\pi} \int (-2E^2 + \sum_{p,q=0}^3 |\chi_{pq}^2| + 2H^2) dV dt \end{aligned}$$

Действие для поля вместе с находящимися там зарядами равно

$$S = - \sum \int m c ds - \sum \frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{c} \int A_k dx^k + \frac{1}{16\pi c} \int F_{ik} F^{ik} d\Omega$$

2. Вывод основных уравнений электродинамики с учетом градиентной части напряженности

Имеем новое определение напряженностей поля

$$F_{pq} = \frac{\partial \operatorname{Re} A_q}{\partial x^p} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_p}{\partial x^q} + i \left(\frac{\partial \operatorname{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \operatorname{Im} A_p}{\partial x^q} \right) = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q} + i \left(\frac{\partial \operatorname{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \operatorname{Im} A_p}{\partial x^q} \right).$$

Где индексы меняются от 0 до 3. Действительная часть равна второй производной от потенциала в силу того, что действительная часть эрмитова и

имеет вид $\frac{\partial \operatorname{Re} A_q}{\partial x^p} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_p}{\partial x^q}$, равный величине $\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q}$. Чтобы поле было

потенциально, должно выполняться $(\frac{\partial^2}{\partial x^u \partial x^v} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q})^+ = \frac{\partial^2}{\partial x^u \partial x^v} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q}$, где

знак плюс означает сопряженную величину. Должно быть справедливо равенство

$$(\frac{\partial^2 B_{pq}}{\partial x^u \partial x^v})^+ = \frac{\partial^2 B_{vu}^*}{\partial x^p \partial x^q}.$$

Это равенство выполняется в силу того, что действительная часть напряжения удовлетворяет равенству $(\operatorname{Re} F_{pq})^+ = \operatorname{Re} F_{qp}$. Назовем величину χ гравитационным потенциалом, в отличие от четырех векторного потенциала $A_l, l = 0, \dots, 3$.

Тензор F_{pq} напряженности электрического и магнитного поля состоит из

двух компонент, градиентной $\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q}$, и соленоидальной $i(\frac{\partial \operatorname{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \operatorname{Im} A_p}{\partial x^q})$,

которые эрмитовы.

$$F_{pq} = \begin{vmatrix} \chi_{00} & \chi_{01} + iE_1 & \chi_{02} + iE_2 & \chi_{03} + iE_3 \\ \chi_{10} - iE_1 & \chi_{11} & \chi_{12} - iH_3 & \chi_{13} + iH_2 \\ \chi_{20} - iE_2 & \chi_{21} + iH_3 & \chi_{22} & \chi_{23} - iH_1 \\ \chi_{30} - iE_3 & \chi_{31} - iH_2 & \chi_{32} + iH_1 & \chi_{33} \end{vmatrix}.$$

Выполняется $F_{pq} = F_{qp}^*$. Величина $F^{pq} = h^{pl} F_{lk} h^{kq}$ равна

$$F^{pq*} = \begin{vmatrix} \chi_{00} & \chi_{01} - iE_1 & \chi_{02} - iE_2 & \chi_{03} - iE_3 \\ \chi_{10} + iE_1 & \chi_{11} & \chi_{12} - iH_3 & \chi_{13} + iH_2 \\ \chi_{20} + iE_2 & \chi_{21} + iH_3 & \chi_{22} & \chi_{23} - iH_1 \\ \chi_{30} + iE_3 & \chi_{31} - iH_2 & \chi_{32} + iH_1 & \chi_{33} \end{vmatrix}$$

Где величина $\chi_{pq} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^p \partial x^q} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^q \partial x^p} = \chi_{qp}$ симметричная. Уравнение для

комплексных напряженностей выглядят таким образом

$$\Delta F_{pq} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F_{pq}}{\partial t^2} = -4\pi \left[\frac{\partial j_q}{\partial x^p} + \frac{\partial j_p}{\partial x^q} + i \left(\frac{\partial j_q}{\partial x^p} - \frac{\partial j_p}{\partial x^q} \right) \right], \rho = j_0, \varphi = A_0. \quad (2.1)$$

Величина тока и потенциала равна $j_p = (j_0/c, -\mathbf{j}/c)$; $A_p = (A_0, -\mathbf{A})$. Следующие из уравнений Максвелла мнимые части образуют действительные уравнения

$$\Delta \text{Im} F_{l0} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \text{Im} F_{l0}}{\partial t^2} = -4\pi \text{Im} \left(\frac{\partial j_0}{\partial x^l} - \frac{\partial j_l}{\partial x^0} \right) = 4\pi \left(\frac{\partial \rho}{\partial x^l} + \frac{\partial \mathbf{j}_l}{c \partial t} \right); l = 1, \dots, 3; \text{Im} F_{l0} = -E_l$$

$$\Delta \text{Im} F_{pq} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \text{Im} F_{pq}}{\partial t^2} = -4\pi \text{Im} \left(\frac{\partial j_q}{\partial x^p} - \frac{\partial j_p}{\partial x^q} \right) = -4\pi (\text{rot} \mathbf{j})_l; p, q = 1, \dots, 3$$

Т.е. действительные уравнения описывают мнимую поперечную часть решения. При этом мнимую часть тензора электромагнитного поля надо определять, как соленоидальную, а действительную как градиентную часть. При этом тензор электромагнитного поля определится однозначно.

Можно ввести вектор $\mathbf{F} = \mathbf{E} + i\mathbf{H}$, и тогда волновое уравнение запишется в виде

$$\Delta \mathbf{F} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial t^2} = -4\pi \left[\frac{\partial \rho}{\partial x^l} + \frac{\partial j_l}{c \partial t} + i(\text{rot} \mathbf{j})_l \right]$$

Величины продольных токов $\frac{\partial j_q}{\partial x^p} + \frac{\partial j_p}{\partial x^q} = \frac{\partial^2 k}{\partial x^p \partial x^q}$ предполагаются равными нулю. Эти члены имеют существенное значение для переменного воздействия. Если соленоидальная часть поля соответствует первой производной от внешнего воздействия, то градиентная второй производной. При линейно растущем воздействии, движении электронов с постоянным ускорением, первая производная конечна, а вторая равна нулю, следовательно, соленоидальная часть конечна, а градиентная часть равна нулю.

Доказано, что решение для тензора энергии-импульса электромагнитного поля одиночной частицы определяется по формуле

$$F_{pq} = -\frac{\partial}{\partial x^p} \frac{m\sqrt{\gamma}V_q/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} - \frac{\partial}{\partial x^q} \frac{m\sqrt{\gamma}V_p/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} + i \left[\frac{\partial}{\partial x^p} \frac{eV_q/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} - \frac{\partial}{\partial x^q} \frac{eV_p/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} \right]$$

Докажем, что существующие формулы описывают только действительная часть окончательных формул, а мнимая часть определяется с помощью предлагаемых формул.

Решение волнового уравнения относительно векторного потенциала при дипольном излучении существует, и выражено через производную по времени от дипольного момента. Имеем для потенциала поля см. [2], §67

$$\mathbf{A} = \frac{1}{cR_0} \dot{\mathbf{d}}$$

Эта формула в дипольном приближении зависит только от времени. Магнитная и электрическая напряженность поля равна

$$\begin{aligned} F_{pq} &= \frac{\partial \operatorname{Re} A_q}{\partial x^p} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_p}{\partial x^q} + i \left(\frac{\partial \operatorname{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \operatorname{Im} A_p}{\partial x^q} \right) = \\ &= \frac{\operatorname{Re} \dot{A}_q n^p + \operatorname{Re} \dot{A}_p n^q}{c} + i \frac{\operatorname{Im} \dot{A}_q n^p - \operatorname{Im} \dot{A}_p n^q}{c} = \\ &= \frac{\operatorname{Re} \ddot{d}_q n^p + \operatorname{Re} \ddot{d}_p n^q}{c^2 R_0} + i \frac{\operatorname{Im} \ddot{d}_q n^p - \operatorname{Im} \ddot{d}_p n^q}{c^2 R_0} = \frac{\ddot{d}_q n^p + \ddot{d}_p^* n^q}{c^2 R_0}; \mathbf{E} = [\mathbf{H}, \mathbf{n}] \end{aligned}$$

Излученная диполем энергия равна (сумма берется по всем значениям индекса, поэтому ее надо разделить на два).

$$dI = \frac{c(F_{pq})^2}{16\pi} R_0^2 d\Omega = \frac{[\ddot{d}_q n^p + \ddot{d}_p^* n^q]^2}{16\pi c^3} d\Omega = \frac{|\ddot{d}_p|^2}{4\pi c^3} \sin^3 \theta d\theta d\varphi \quad (2.2)$$

Полная излученная энергия равна $I = \frac{2 \sum_{p=1}^3 |\ddot{d}_p|^2}{3c^3}$, эта формула совпадает с

известной формулой излучения см. [2] §67. Отметим, что диполь описывается комплексной формулой $d = \exp(i\omega t)p$, где $p = el$ момент диполя и так как мнимая часть не берется по модулю, при усреднении она равна нулю.

Усредненное произведение $\operatorname{Re} \ddot{d}_p^* = -p\omega^2 \cos \omega t; \operatorname{Im} \ddot{d}_p^* = -p\omega^2 \sin \omega t$, соответствующее мнимой части излучения равно нулю.

Уравнения Максвелла запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_{lp}}{\partial x^q} + \frac{\partial F_{pq}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{ql}}{\partial x^p} &= 0 \\ \frac{\partial F^{lk}}{\partial x^k} &= -\frac{4\pi j^l}{c}; l=0,\dots,3 \end{aligned} \quad (2.3)$$

В комплексной форме эти уравнения выглядят аналогично.

Уравнения движения запишутся в действительной плоскости с помощью виде (формула записана для отрицательного заряда электрона, причем при массе равной нулю получится действительное уравнение)

$$\begin{aligned} mc \frac{d(u_l + u_l^*)}{ds} &= \frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{2c} (F_{lk} - F_{lk}^*) (u^k + u^{*k}) = \\ &= \frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{2c} [F_{lk} u^k + F_{lk} u^{*k} - (F_{lk} u^k + F_{lk} u^{*k})^*] \end{aligned}$$

Откуда имеем два варианта равенства в случае комплексных величин

$$\begin{aligned} mc \frac{du}{ds} &= \frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{2c} (F_{lk} u^k + F_{lk} u^{*k}) = \frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{c} F_{lk} \operatorname{Re} u^k \\ mc \frac{du}{ds} &= -\frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{2c} (F_{lk} u^k + F_{lk}^* u^k) = -\frac{-ie + m\sqrt{\gamma}}{c} u^k \operatorname{Re} F_{lk} \end{aligned}$$

Первая формула содержит силу Лоренца, а вторая формула не содержит. Значит надо выбирать первую комплексную формулу.

Формула распадается на два уравнения

$$\begin{aligned} mc \frac{d \operatorname{Re} u_l}{ds} &= \left(\frac{e}{c} \operatorname{Im} F_{lk} + \frac{m\sqrt{\gamma}}{c} \operatorname{Re} F_{lk} \right) \operatorname{Re} u^k \\ mc \frac{d \operatorname{Im} u_l}{ds} &= \left(\frac{m\sqrt{\gamma}}{c} \operatorname{Im} F_{lk} - \frac{e}{c} \operatorname{Re} F_{lk} \right) \operatorname{Re} u^k; l, k = 0, \dots, 3 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Отмечу, что тензор электромагнитного поля, кроме соленоидальных компонент имеет и градиентные компоненты, равные $\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k}$, которые описывают гравитационное поле, что обуславливает новые силы, действующие на частицы.

Формулы (2.3) и (2.4) описывают уравнение изменения поля и закон движения материи. При первом из двух предельных случаев $m\sqrt{\gamma}/e \gg 1$ они описывают гравитационное поле и движение больших масс, а во втором случае

$m\sqrt{\gamma}/e \ll 1$, они описывают движение зарядов и электромагнитное поле. Заметим, что уравнение (2.3) эквивалентно уравнениям Максвелла, а те в свою очередь волновому уравнению относительно векторного и скалярного потенциала (1.1). В промежуточном случае возможно влияние электромагнитного поля на массы и влияние гравитационного поля на заряды.

Отметим, что действительная часть поля, которая является гравитационной частью, проникает через все границы. Барьеров для гравитационного поля, как и для течения времени нет.

В ускорителях действует сила торможения излучением, которая при скорости близкой к скорости света определяется напряженностью поля, связанной с соленоидальной частью потенциала.

$$f_x = -\frac{2e^4}{3m^2c^4} \frac{(E_y - H_z)^2 + (E_z + H_y)^2}{1 - V^2/c^2}$$

Градиентная часть напряжения равна произведению массы и заряда и поэтому гораздо меньше, чем произведение заряда на заряд, и поэтому не проявляется при расчете ускорителей элементарных частиц.

Скорость становится комплексной в силу комплексного значения тензора F_{ik} . Но в квантовой механике имеется понятие комплексной скорости. Докажем это. Дело в том, что в квантовой механике существует понятие комплексной квазистационарной энергии. Масса квазистационарной частицы комплексная. Энергия состоит из двух частей, потенциальной и кинетической энергии. Значит, комплексны координата и скорость в силу их связи. Значит, скорость и пространственная координата может быть комплексной.

Опишем физический смысл комплексной напряженности поля. Аналогично получается физический смысл четырехмерной скорости и координаты. Итак, рассмотрим действительное решение системы уравнений Максвелла в микромире E_α . Пусть начальные данные имеют среднее значение E_α^0 и дисперсию $\langle (\Delta E_\alpha^0)^2 \rangle$ (начальное значение дисперсия, получается, из-за не

точно заданных начальных данных, в результате решения дисперсия может расти). Тогда для дисперсии решения имеем

$$\begin{aligned} \langle (\Delta E_\alpha)^2 \rangle &= \langle (E_\alpha - \langle E_\alpha \rangle)^2 \rangle = \langle E_\alpha^2 \rangle - 2 \langle E_\alpha \rangle \langle E_\alpha \rangle + \langle E_\alpha \rangle^2 = \\ &= \langle E_\alpha^2 \rangle - \langle E_\alpha \rangle^2 \end{aligned}$$

Откуда имеем

$$\langle E_\alpha^2 \rangle = \langle E_\alpha \rangle^2 + \langle (\Delta E_\alpha)^2 \rangle = |\langle E_\alpha \rangle + i\sqrt{\langle (\Delta E_\alpha)^2 \rangle}|^2 \quad (2.5)$$

Приведу формулировку обратной теоремы Пифагора. Для всякой тройки положительных чисел a, b и c , такой, что $a^2 + b^2 = c^2$, существует прямоугольный треугольник с катетами a и b и гипотенузой c . Значит, математическое ожидание и среднеквадратическое отклонение образуют катеты, а гипотенузой является корень из среднего квадрата величины. Т.е. величина среднего $\langle E_l \rangle$ ортогональна среднеквадратическому отклонению $\sqrt{\langle [\Delta E_l]^2 \rangle}$, которое образует мнимую часть координаты тела. Таким образом, полученное в результате усреднения во времени декартово пространство с колебательной скоростью высокой частоты (период колебания меньше времени измерения) становится комплексным пространством. В случае большой дисперсии величины действительного пространства, его нужно рассматривать как комплексное трехмерное пространство, где мнимая часть соответствует среднеквадратическому отклонению. Имеется следующая связь между переменными $\sqrt{\langle E_l^2 \rangle} = (\langle E_l \rangle + i\sqrt{\langle [\Delta E_l]^2 \rangle})\alpha, |\alpha| = 1$, комплексное число α выбирается из условия, чтобы мнимая часть имела положительное и отрицательное значение. Этому удовлетворяет среднеквадратичное отклонение. Но иногда среднеквадратичное отклонение положительно, например, в случае диэлектрической проницаемости, где вмешиваются положительные и отрицательные заряды. Тогда имеем формулу $\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega}$, где действительная часть пропорциональна положительному среднеквадратичному

отклонению диполя, а проводимость пропорциональна среднему значению. Но зато проводимость делится на частоту, которая имеет положительный и отрицательный знак.

Следовательно, алгоритм нахождения среднего решения, или среднего в фазовом пространстве решения, и его дисперсию сводится к нахождению комплексного решения, среднее решение соответствует действительной части решения, а квадрат мнимой части соответствует дисперсии решения. Таков физический смысл комплексного решения, действительная часть – это среднее решение, а мнимая часть – это его среднеквадратическое отклонение. Действительная и мнимая часть ортогональны, и образуют комплексное пространство. В самом деле, согласно обратной теореме Пифагора в силу формулы (2.5) математическое ожидание и среднеквадратическое отклонение образуют катеты, а средний квадрат является гипотенузой. Отметим, что дисперсия решения в макромире проявляется в случае турбулентного режима системы, например, в случае турбулентного режима уравнений магнитной гидродинамики.

Но возникает проблема описания электромагнитного поля, спин фотона которого равен 1, а спин гравитационного поля равен 2. Но введение мнимого заряда снимает эту проблему. В случае электромагнитного взаимодействия образуется электромагнитное поле со спином 2. При повороте системы на π надо добавить комплексное сопряжение, так как такой поворот соответствует зарядовому сопряжению диполя. Значит, мнимая величина заряда умножается на минус единицу и получается эквивалентное состояние, значит, спин электромагнитного поля для двух зарядов равен двум, так как поворот на π приводит к эквивалентному состоянию. В случае если заряды действительны для получения эквивалентного состояния надо поворачивать систему на 2π , и тогда спин электромагнитного поля равен единице. Но фундаментальное свойство зарядов быть мнимыми подтверждено записью уравнения (1.1).

Вычислим фазу при интерференции электрона на двух отверстиях при действии электромагнитного поля. Для этого запишем обобщенную теорему Стокса см. [2] §6 в трехмерном случае

$$\oint A_l dx^l = \int_S \frac{\partial A_p}{\partial x^q} dS^{pq} = - \int_S \frac{\partial A_q}{\partial x^p} dS^{pq}$$

Получим для интеграла от существенной мнимой части потенциала

$$\begin{aligned} \oint (2\text{Im} A_l + \text{Re} A_l - \text{Re} A_l) dx^l &= \int_S \left(\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} + \frac{\partial \text{Re} A_p}{\partial x^q} + \frac{\partial \text{Re} A_q}{\partial x^p} \right) dS^{pq} = \\ &= \int_S \left[\frac{\partial \text{Re} A_p}{\partial x^q} + \frac{\partial \text{Re} A_q}{\partial x^p} + \left(\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} \right) \right] dS^{pq} \end{aligned}$$

Где интеграл берется по контуру l , соответствующему кратчайшим траекториям электрона и времени движения от цели до экрана.

$$\begin{aligned} \varphi = \frac{e}{\hbar c} \oint \text{Im} A_l dx^l &= \frac{e}{2\hbar c} \int_S \left[\frac{\partial \text{Re} A_p}{\partial x^q} + \frac{\partial \text{Re} A_q}{\partial x^p} + \left(\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} \right) \right] dS^{pq} = \\ &= \frac{e}{2\hbar c} \int_S \left[\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^q \partial x^p} + \left(\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} \right) \right] dS^{pq} \end{aligned}$$

Где величина смещения интерференционной полосы $x \ll L$, величина L равна расстоянию от щелей до экрана. Величина d равна расстоянию между щелями. Постоянная величина отклонения интерференционных полос при включении электромагнитного поля равна

$$\begin{aligned} x &= -\frac{L\psi}{kd} = -\frac{L\text{Im}\varphi}{kd} = -\frac{L}{kd} \frac{e}{\hbar c} \oint \sum_{l=0}^3 \text{Im} A_l dx^l = \\ &= -\frac{L}{2kd} \frac{e}{\hbar c} \int_S \left[\frac{e}{m\sqrt{\gamma}} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^q \partial x^p} + \left(\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} \right) \right] dS^{pq} = \\ &= -\frac{Le}{2m\sqrt{\gamma}kd} \frac{e}{\hbar c} \int_S \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^q \partial x^p} dS^{pq} = \\ &= -\frac{Le}{2(-m\sqrt{\gamma})kd} \frac{e}{\hbar c} \int_S \frac{\partial}{\partial x^p} \left(\frac{-2m\sqrt{\gamma}V_q/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} \right) dS^{pq} = -\frac{L}{kd} \frac{e}{\hbar c} \oint \frac{eV_q/c}{R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}} dx^q \end{aligned}$$

Где воспользовались формулой $dx^q = dS^{pq} \frac{\partial}{\partial x^p}$. Кроме того, волновое число умножили на коэффициент $-m\sqrt{\gamma}/e$, так как калибровочное решение распространяется с соответствующим волновым вектором. Имеем для одинакового смещения, вычисленного двумя способами

$$\text{Im} A_l = \frac{eV_l}{c[R - (\mathbf{R}, \mathbf{V})/c]} = \frac{eV_l}{[R - \frac{(\mathbf{R}, \mathbf{V})}{c}]c}.$$

Отклонение фазы определяется потоком градиентной части электромагнитного поля, это поле действует на частицу. Так как величина соленоидальной части напряженности поля равна нулю $\frac{\partial \text{Im} A_q}{\partial x^p} - \frac{\partial \text{Im} A_p}{\partial x^q} = 0, p, q = 1, \dots, 3$, интеграл сводится к значению от градиентной части потенциала, соответствующей тензору электромагнитного поля F_{lk} , определяемому напряженностями электромагнитного поля.

В то же время смещение определяется интегралом по замкнутому контуру от вектора потенциала, так как градиентная часть по замкнутому контуру равна нулю. Смещение вычислено с помощью двух представлений электромагнитного поля, с помощью вектор потенциалов по замкнутому контуру, и относительно потока градиентной части потенциала, соответствующей тензору напряженностей.

Произойдет смещение дифракционной картины с не нулевой градиентной напряженностью электромагнитного поля. При наличии помимо влияния бесконечной тонкой катушки через вектор потенциалы, имеется влияние напряженностей электромагнитного поля, и действие катушки сводится к смещению интерференционной картины из-за влияния вектор потенциала, или влияния тензора напряженностей электромагнитного поля.

Уравнения электродинамики из действительных уравнений путем добавки членов превратились в комплексные уравнения. Они не противоречат уравнениям квантовой механики, описывая квантовые эффекты. Классическое

действительное решение осталось неизменным, а мнимое решение является малой поправкой.

Для экспериментального подтверждения предположения влияние электромагнитного поля на массы, надо взять сферический диэлектрик большой массы и воздействовать на него слабым электрическим полем. Тогда сила, действующая на массу равна $F_{ge} = m\sqrt{\gamma}E$. Назовем эту силу электрической массовой.

Сила, действующая на заряды диполя диэлектрика- сферы равна

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \oint \{ \mathbf{E}(\mathbf{n}, \mathbf{E}) - \frac{1}{2} E^2 \mathbf{n} \} df .$$

Однородное поле внутри шара равно $E^i = 3E/(2 + \varepsilon)$. Значит сила, действующая на диэлектрический шар со стороны однородного электромагнитного поля, равна

$$\begin{aligned} F_e &= \frac{\varepsilon}{4\pi} \oint (E^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} E^2 \cos \theta) a^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{\varepsilon E^2 a^2}{2} (-\cos^3 \theta) / 3 \Big|_0^\pi = \frac{3\varepsilon E^2 a^2}{(2 + \varepsilon)^2} = \\ &= E^2 a^2 \alpha, \alpha = \frac{3\varepsilon}{(2 + \varepsilon)^2} \end{aligned}$$

Назовем эту силу диэлектрической. В подынтегральном выражении первый член содержит квадрат косинуса, так как один множитель косинуса соответствует проекции на направление поля, а другой множитель косинуса соответствует углу с нормалью к площадке интегрирования. Где величина α положительная константа, меньше единицы, поле E должно быть одинаково на интервале движения тела.

Условие малости электрического поля должно быть следующее $F_{ge} > F_e$, имеем

$$E < \frac{m\sqrt{\gamma}}{\alpha b^2} = \frac{\rho\sqrt{\gamma}4\pi b}{3\alpha}. \quad (3.7)$$

Данный шар под действием силы притяжения должен начать катиться, при этом должно выполняться условие, что массовая сила должна быть больше

силы

трения

качения

$kmga/a = 4\pi k\rho ga^2/3 < m\sqrt{\gamma}E \sim 4\pi\rho\sqrt{\gamma}a^3E/3 < (\frac{4\pi}{3})^2 \frac{\rho^2\gamma}{\alpha} a^4$, значит, радиус

диэлектрического тела должен быть больше величины

$$a > \sqrt{\frac{3kg\alpha}{4\pi\rho\gamma}} \sim 8.1 \cdot 10^3 \text{ cm} = 81m.$$

Где величина $k = 0.05 \text{ cm}$ это коэффициент трения качения дерева по дереву, диэлектрическая проницаемость удовлетворяет условию $\epsilon = 2$, величина плотности тела, диэлектрика равна $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, гравитационная постоянная равна $\gamma = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 / (\text{g} \cdot \text{sec}^2)$, $g = 980 \text{ cm/sec}^2$ ускорение силы тяжести. Напряженность поля должна быть больше величины

$$\frac{kg}{\sqrt{\gamma}a} = 23SGC = 6900 \text{ V/cm} \text{ и меньше величины } E < \frac{\rho\sqrt{\gamma}4\pi b}{3\alpha}, \text{ выполняется}$$

условие равенства всех трех сил, при условии $a = b = \sqrt{\frac{3kg\alpha}{4\pi\rho\gamma}} \sim 8.1 \cdot 10^3 \text{ cm} = 81m$,

радиус b должен быть больше значения $81m$. Тогда при большем размере системы, напряженность поля будет толкать массу за счет электрической массовой силы, а не диэлектрической. При большей напряженности поля шар должен покатиться под действием диэлектрической силы. При меньшей напряженности поля шар должен покатиться под действием массовой силы, созданной электрическим полем, а воздействие диэлектрической силы должно быть меньше силы трения. Размер тела больше $81m$ говорит о том, что для проявления электрической массовой силы нужно очень большое тело, а при меньших размерах тела эта сила меньше диэлектрической.

Вычислим наименьший размер тела,двигающегося под действием массовой силы, чтобы не произошел пробой воздуха, происходящий при напряжении $3.2 \cdot 10^4 \text{ V/cm} = 106 \text{ ед.СГС}$

$$\frac{kg}{\sqrt{\gamma}a} < E_{pr}.$$

Откуда для величины минимального размера тела получим величину

$$a = \frac{kg}{E_{pr}\sqrt{\gamma}} = 17m, \text{ чтобы тело начало катиться. Но будет действовать}$$

диэлектрическая сила. Чтобы она не оказывала влияние, размер шара должен быть равен $81m$. В случае трения скольжения коэффициент трения должен быть меньше, чем величина $k = E_{pr}\sqrt{\gamma}/g = 2.7 \cdot 10^{-5}$ при наименьшем из коэффициентов трения скольжения стали о лед, равном 0.015. Возможные максимальные напряжения электромагнитного поля в воздухе не могут обеспечить движение тела под действием электрической массовой силы за счет противодействия трения скольжения.

Выводы

Для описания квантовых эффектов уравнения Максвелла надо модифицировать. Исчезнет произвол в определении вектор потенциала. При описании потенциалов электромагнитного поля микромира появится определяемое значение дополнительного, калибровочного параметра, который произволен в классической теории Максвелла. Относительное значение этой величины равно $\frac{m\sqrt{\gamma}}{e} = 10^{-21}$ для электрона.

При больших массах значения заряда мало, и классическое электромагнитное поле мало, поэтому используется отдельное гравитационное поле. Для элементарных частиц заряд во много больше массы в одинаковых единицах, поэтому используется отдельное электромагнитное поле. Значение параметра $\frac{m\sqrt{\gamma}}{e}$ на практике либо мало, либо велико, поэтому промежуточный случай электромагнитно-гравитационного поля не описан.

В стандартной модели рассматриваются комплексные волновые функции, добавочные члены в калибровочной производной пропорциональны мнимой единице. Чтобы стандартная модель была замкнутой теорией, нужно добавить учет гравитационного поля, 8 дополнительных уравнений.

Для подтверждения правильности предлагаемой теории надо произвести эксперимент взаимодействия электрического поля с телом большой массы. Надо учитывать эффекты поляризации тела, при действии электрического поля, выбрать систему, когда поляризация мала. Сила, действующая на заряды диполя диэлектрика - сферы пропорциональна квадрату электрического поля. Сила, действующая на массу пропорциональна напряженности электрического поля. Выбирая тело большой массы и малую напряженность поля можно отличить действие электрического поля на массу и действующую силу за счет поляризации диэлектрика.

Список литературы

1. *Рубаков В.А.* Классические калибровочные поля. Бозонные теории. М., КомКнига, 2005, -296с.

2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля т.II, Наука, М.,1973,564с.
3. *Г.Т. Марков, А.Ф. Чаплин* Возбуждение электромагнитных волн М.: «Энергия», 1967, 376с.