УДК 530.12

БАРЫКИН В.Н.

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.

ВВЕДЕНИЕ

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. [1]. Она базируется на трех принципах: а) относительности, б) постоянства скорости света в вакууме, в) неявном постулате об отсутствии эфира.

Экспериментально установлены корпускулярные свойства света, проявляющиеся в фотоэффекте и эффекте Комптона [2]. Демельтом Х. [3] определен размер электрона $r_e \approx 10^{-22}$ $м$. Фотон и электрон имеют спин, однако отсутствует его пространственно-временная модель.

Однако в современной теории фотон рассматривается как квазичастица. Квант света - фотон - бесструктурен.

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 системусистему отсчета как физическую среду, способную не только измерить, но и изменить параметры поля.

Предпринятая попытка соответствует *стандартному подходу* к физическим явлениям. Рассматривается модель, ищутся её решения. Далее проводится согласование расчета с экспериментом.

1. ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА В НЬЮТОНОВСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ

Будем исходить из предположения, что имеется единичный наблюдатель, у него есть необходимые и достаточные измерительные устройства для исследования электромагнитных явлений. Наблюдатель использует «абсолютные» эталоны длины и времени в соответствии с физической моделью пространства Ньютона $R^3 \times T^1$. Физические законы электродинамики Максвелла также задаются в $R^3 \times T^1$ на основе трехмерных rot и div в векторном виде:

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

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

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

2. ОБОБЩЕННАЯСВЯЗЬ 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. Если электродинамику рассматривать в тензорном виде, то поля F_{mn} и индукции $\widetilde{H}^{ik}$ будут связаны между собой тензором $\varepsilon^{ij} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} diag(1,1,1,\varepsilon\mu)$.

В варианте, рассмотренном Минковским, когда среда является вторичным источником излучения, считается, что ее скорость $\vec{U}_m$, которая входит в уравнения для связи полей и индукций, тождественно равна скорости **вторичного** источника излучения. Тогда

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

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

В его модели отсутствует скорость **первичного** источника излучения, равно как и какие-либо предположения о структуре излучения. Найдем более общие связи между полями F_{mn} и индукциями H^{ik} в форме [4]:

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

Они содержат указанные варианты как частные случаи. Выберем

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

Здесь α, β - скалярные функции, Θ^{im} - тензор, $U^i = dx^i / d\Theta$ - четырехскорости, построенные по нему, $d\Theta^2 = \Theta_{ij}dx^i dx^j$. Выражение Ω^{im} найдено в [5] на основе решения системы нелинейных алгебраических уравнений:

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

Здесь $\Theta^{im} = diag\,(1, 1, 1, \chi)$, а $\chi = \det\Theta^{im}$. Тензор Ω^{im} не имеет особенности при $\chi = 0$, так как

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

Для скоростей $U_n = \Theta_{nk}U^k$ выполняется соотношение $U^kU_k = 1$. С учетом антисимметрии F_{mn} и H^{ik} можно пользоваться выражением

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

с условиями

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

Так уравнения Максвелла

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

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

дополнены обобщенными связями [6]:

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

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,. Пусть при $\rho = \rho_0$ скорость источника излучения становится равной скорости физической среды

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

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

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

Это требование согласуется с физической постановкой задачи [7]. Получим решение

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

Тогда

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

Примем дополнительное условие, что $\chi = w$.

4. РЕШЕНИЕ ОБОБЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА С $W = CONST$

Уравнения для потенциалов поля A_m при $w = const$ имеют вид [8]:

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

с условием 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 стандартному 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

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

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

Функция Грина для векторных уравнений

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

указана в [7]. В цилиндрической системе координат, радиус-вектор которой есть $R = \left(\rho^2 + z^2\right)^{1/2}$, имеем величины

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

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

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

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

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

для электромагнитного поля. Из него следует выражение

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

для групповой скорости. В нерелятивистском пределе

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

Полученное 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.

5.АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ВЫРАЖЕНИЙ

1. При $w=0$ получим

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

В обобщенной модели электромагнитных явлений поле в вакууме движется таким образом, что центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, движется со скоростью $\vec{U}_{fs}$. Полуоси эллипса в данном случае равны, задавая сферу переменного радиуса.

2. Предложенная модель согласуется с опытом Майкельсона. В его эксперименте скорость среды и скорость источника излучения были равны нулю: $\vec{U}_m=0$, $\vec{U}_{fs}=0$. Поэтому

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

3. Предложенная модель согласуется с опытом Физо. Согласно условиям опыта $\vec{U}_{fs} = 0$, $w = 1$, поэтому

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

6. НОВОЕ УСЛОВИЕ НА ФАЗУ ВОЛНЫ

Изучим динамику частоты поля. Групповая скорость электромагнитного поля, согласно полученным решениям, в случае, когда $w \to 0$, не зависит от скорости $\vec{U}_{fs}$. Это изменение, с физической точки зрения, может проявиться в изменении частоты. Чтобы разобраться, возможно ли это теоретически, дополним дисперсионное уравнение фазовым условием, следуя [9]:

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

Будем считать, что скорость $\vec{U}_\xi$ не тождественна обобщенной скорости $\vec{U}$. Введем

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

Зададим для нее 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 [7]. В качестве релаксационного значения скорости используем

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

Такой вариант возможен в модели пространства Ньютона. Получим решение

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

"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. Так происходит потому, что *дисперсионное и фазовое условия* в предлагаемой модели выполняют разные роли и имеют функции, дополнительные друг другу.

7.ДИНАМИКА ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА И АБЕРРАЦИИ

Вернемся к предложенной выше модельной задаче. Рассмотрим излучение с начальным значением частоты ω_0 и волновым вектором $\vec{K}_0$. Пусть оно распространяется от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{U}_{fs}$, к поверхности Земли. Пусть $\vec{U}_m = 0$. Рассчитаем, как меняются частота ω и волновой вектор $\vec{K}$ при взаимодействии излучения с атмосферой. Пусть $w = w_\xi$. Получим систему уравнений [5]:

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

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

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 с $\varepsilon\mu$=1. Выразим решение через функцию

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

Получим K_x в виде нелинейной зависимости 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. Вдали от поверхности Земли

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

С приближением к Земле величины K_x, ω меняются динамически. При $w = 1$ 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 законы аналогичны полученным в специальной теории относительности. Новое состоит в том, что обобщенная модель электромагнитных явлений задает как конечные значения параметров динамического процесса, так и закон преобразования скорости в частоту.

8. НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБОБЩЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

1. 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 $\vec{U}_* = \vec{U}_{fs}$. Картина распространения излучения в новой модели соответствует «баллистической» идее Ритца. Из-за взаимодействия со средой, в частности с системой отсчета, скорость $\vec{U}_{fs}$ может "исчезнуть". Это происходит во всех случаях прямого измерения скорости света в вакууме [10].

2. Пусть источник излучения покоится относительно наблюдателя $\vec{U}_{fs} = 0$, а среда движется со скоростью $\vec{U}_m$. 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

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

3. 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. Получим зависимость для массы, используемую в релятивистской динамике.

Предлагаемая модель динамического изменения электромагнитного поля дает другое выражение для связи частот. Покажем это. Используем рассмотренную выше задачу о распространении излучения из вакуума в атмосферу Земли. Формально положим, что скорость $\vec{U}_{fs}$ стремится к скорости света в вакууме. Пусть для простоты расчета $w = 1$. Тогда $\vec{U} = 0$, $cK_z = n\omega_0$. Поскольку U_{fs}/c близко к единице, требуется использовать реальный показатель преломления, например, $n = 1 + Q$, где $Q << 1$. Получим систему уравнений вида $c^2 K_x^2 = n^2\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)$, $\omega = \omega_0\left(1 - \dfrac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \dfrac{n}{c} U_{fs}\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)^{1/2}$. 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 $\sigma = \left[1 - U_{fs}^2\left(1 + \Psi\right)/c^2\right]^{-1}$, $\Psi = 2Q + Q^2$, $n = 1 + Q$. Значение предельной частоты поля задается законом [11]:

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

Тогда $\omega^* = \lim \omega \Big|_{U_{fs} \to c} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{\Psi} \right)^{1/2}$. Полагая, что масса пропорциональна частоте, получим новую зависимость:

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

9. МЕХАНИЧЕСКИЙ ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ФОТОНА

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 $\Delta U = E_{кин}$. 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 $\Delta\omega$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможно обобщение связей между полями и индукциями в электродинамике Максвелла. Модель описывает известные экспериментальные факты, задавая динамику инерционных параметров электромагнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. / Собрание научных трудов. -М.: Наука, 1966, -Т.I. -С. 7.
2. Compton A.H. A quantum theory of the c-scattering of X-rays by light elements // Phys. Review. - 1923. - v.21. - №5. - P.483-502.
3. Демельт Х. Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей / УФН. - 1990. - т. 160, в.12. - с.129-139.
4. 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.
5. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симметрии в электродинамике сред. // Изв. вузов. Физика. - 1986. - № 10. - с. 26-30.
6. 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.
7. Барыкин В.Н. К математическому моделированию электромагнитных явлений в движущемся разреженном газе. // Изв.вузов. Физика. - 1990. -№ 10. - с.54-58.
8. 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.
9. Столяров С.Н. Граничные задачи электродинамики движущихся сред. / Эйншт. сб. 1975-76. -М.: Наука, 1977. -С. 152-215.
10. Франкфурт У.И. Оптика движущихся сред и СТО. / Эйншт. сб. 1977. -М.: Наука, 1980. С. 252-325.
11. Барыкин В.Н. Лекции по электродинамике и теории относительности без ограничения скорости. - Мн.: АП "Белпроект", 1993, 223 с.