

ВЯЧЕСЛАВ ОВСЕЙЧИК

**КОНЦЕПЦИИ
НОВОЙ ТЕОРИИ
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА**

ОТ АВТОРА

Современная теория электромагнетизма является в своей основе строго формализованной. Важнейшие концепции ее, которые претендуют на полную универсальность, вытекают из анализа действия сильных полей, приводящих в движение сравнительно мелкие частицы.

Но на уровне микромира, как показывает анализ, наблюдается симметрия параметров взаимодействующих между собой частиц. А ведь именно там следует искать природу всех явлений. Использование традиционных подходов приводит, в конечном итоге, к тому, что электрический заряд выступает в роли некоего «черного ящика».

Предлагаемая теория базируется на описании физических явлений с точки зрения механики, — с одной стороны, и теории волн, — с другой.

Подчеркнем, — речь идет о *детальной* интерпретации концепций электродинамики. При таком подходе можно говорить о том, что здесь, фактически, содержится ответ на вопрос о том, *«что такое электричество?»*

Новая интерпретация была бы невозможной без использования для целей анализа системы единиц, в которой нет ни килограммов, ни джоулей, ни фарад, ни омов, а есть только метры и секунды. Это позволяет обнаруживать глубинные связи между параметрами электрического, магнитного и гравитационного взаимодействий.

1. Вопросы стандартизации параметров

1.1. Магнитному полю, образованному движением точечного электрического заряда, дадим название «точечное» (заряд может содержать множество частиц). Как показывает анализ, для напряженности этого поля в вакууме на расстоянии R от прямолинейного элемента тока естественным образом подходит формула (параметры формулы могут выражаться в произвольной системе единиц):

$$H = q (u \times R) / (c R^2)$$

Здесь q – величина электрического точечного заряда, u – вектор его скорости; $u \ll c$, где c – скорость света в вакууме, отражает эффект запаздывания импульсов взаимодействия системы частиц в вакууме.

Параметр u/c может отражать относительную магнитную проницаемость среды. Поэтому вектор H будет в определенных условиях исполнять и роль вектора магнитной индукции B .

Аналогичная ситуация имеет место и для напряженности динамического электрического поля

$$E = q (u R) / (c R^2)$$

Параметр qu_{11}/c , где u_{11} – единица скорости, будем называть «магнитным зарядом».

1.2. Рассматривая динамическое взаимодействие двух точечных зарядов, можно прийти к выводу, что в своей первооснове оно в каждом определенном промежутке времени (длина такого промежутка определяется движением импульсов, переносящих энергию) происходит как парное взаимодействие двух элементарных зарядов. В этом заключается свойство симметрии электромагнитных процессов взаимодействия.

Для парного взаимодействия выполняется третий закон Ньютона и эквивалентная сила здесь, на наш

взгляд, будет по модулю пропорциональной напряженностям поля от каждого элементарного заряда:

$$E_1 E_2 = W/R$$

Здесь W – энергия взаимодействия, W/R – усредненная по времени линейная плотность энергии взаимодействия.

1.3. Системы единиц физических параметров, в которых инертная масса имеет размерность $T^2 L^{-1}$, то есть, обратную размерности ускорения, назовем «динамическими».

Очевидно, что в этих системах единицу энергии можно представить в виде $W_{11} = K l_{11}$, где K – безразмерный коэффициент, l_{11} – стандарт длины. Импульс здесь имеет размерность T , момент импульса $T L$. В дальнейшем будем использовать систему единиц DS1 (динамическая система единиц, использующая единицы длины и времени системы СИ). В DS1 $W_{11} = l_{11} = 1$ м, единица силы $F_{11} = W_{11}/l_{11} = 1$, единица импульса совпадает с единицей времени, а единица энергии эквивалентна 1 Дж.

1.4. Как универсальный аналог заряда введем параметр полевой (гравитационной) массы, которая характеризует способность частицы создавать поле и преодолевать силы инерции. В соответствии с физическим смыслом этого параметра будем считать, что он имеет размерность $L^2 T^{-1}$. В качестве единицы полевой массы имеет смысл использовать стандартный коэффициент диффузии $\sigma_{11}^2 = 1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ [1].

1.5. Определение единицы энергии в СИ базируется на эксперименте, в котором пробное тело проходит в гравитационном поле Земли вертикальную дистанцию l_{11} . Условия эксперимента и расчет единиц параметров характеризует формула:

$$\begin{aligned} m_{g11} M l_{11} G / (|g_0| R_E^2) &= m_{g11} M l_{11} G_1 / R_E^2 = \\ &= m_{g11} u_{11}^2 = W_{11} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь m_{j11} и $m_{g11} = 1 \text{ кг}$, – инертная и гравитационная масса пробного тела соответственно, M – гравитационная масса Земли, R_E – радиус Земли, $G_1 = G|g_0|^{-1}$, где G – гравитационная постоянная, $g_0 = 9.80665 \text{ мс}^{-2}$ – нормальное ускорение силы тяжести, u_{11} – единица скорости. В системе DS1 $|G_1| = 6.80414(92) \cdot 10^{-12} \text{ с}^2 \text{ м}^{-2}$. Отметим, что существует эмпирический аналог константы G_1 :

$$|G_{10}| = |(3h/2\pi)^{1/3}| = 6.8139528(40) \cdot 10^{-12}$$

Здесь $h = 6.626069(12) \cdot 10^{-34} \text{ мс}$ – постоянная Планка. Инертную массу можно считать эквивалентной гравитационной массе только в том случае, когда гравитационная постоянная равняется единице. Существование экспериментальной неэквивалентности реальных масс можно интерпретировать таким образом, что используемый как равноценный стандарт гравитационной массы в действительности существенно меньше стандарта инертной массы. Следовательно, в качестве единицы гравитационного заряда для тела, имеющего инертную массу 1 кг , следует использовать $|G_1|^{1/2} \sigma_{11}^2$.

При таком подходе формулу (1) имеет смысл преобразовать следующим образом:

$$m_{g11}/M = m_{j11}^2 u_{11}^2 R_E^2 \quad (1.2)$$

Здесь $m_{g11}/M = |G_1|^{1/2} \sigma_{11}^2$, $|M| = |G_1|^{1/2} \sigma_{11}^2$.

Гравитационная масса в (1.2) имеет размерность момента импульса.

Правая часть соотношения (1.2) умножена на m_{j11} . Это сделано с целью сбалансировать формулу (1) по размерности масс: в правой части (1.1) стоит инертная масса в первой степени, в то время как в левой стоит произведение гравитационных масс.

Преобразования, разумеется, соответствуют изменению условий эксперимента, необходимого для стандар-

тизации параметров масс. В качестве стандарта длины теперь выступает только радиус Земли, выраженный в единицах l_{11} .

Формула (1.2), если рассматривать входящие в нее константы в качестве соответствующих функций, имеет вид закона сохранения момента импульса. Такой закон будет в рассматриваемом случае справедливым, если для стандартизации единиц масс поменять материал Земли, так, чтобы при величине скорости пробного тела, равной u_{11} , обеспечивалась невесомость. В этих условиях инертную и гравитационную массу пробного тела можно считать эквивалентными. Следует отметить, что стандартизацию силы здесь необходимо проводить, используя движение пробного тела параллельно поверхности Земли (кинематический подход).

2. О происхождении электрического заряда

2.1. Для анализа процессов в относительно коротком цилиндрическом проводе, когда по нему протекает электрический ток, разделим провод условно на две части: *идеализированный провод* (ИП), имеющий длину, близкую к средней длине свободного пробега электронов проводимости, и нагрузку, сосредоточенную в точке, которая вынесена в торец провода.

Электрическая энергия, расходуемая полем в единицу времени на ускорение электрона проводимости, пропорциональна мощности такого элементарного тока:

$$(\Delta U)^2 \gamma \sim W - 0.5 m_e v_s^2 = m_e v_s u + 0.5 m_e u^2 \quad (2.1)$$

Здесь m_e – масса покоя электрона, v_s – средняя скорость теплового движения электрона проводимости, u – приращение ее величины за счет электрического поля (реально $u \ll v_s$), $W = m_e (v_s + u)^2 / 2$ – кинетическая энергия электрона проводимости в проводе после прохождения разности потенциалов ΔU , γ – электрическая проводимость провода.

Скорости электронов v_s случайно распределены по направлениям, поэтому $m_e v_s u$ не дает вклада в формирование тока проводимости. Однако флуктуации параметра $m_e v_s u$ вносят все же вклад в формирование тока смещения и магнитного поля в проводе. Для электрического тока в проводе действительны соотношения:

$$I = j S = \rho_1 u S = \frac{ne u}{2l} = \Delta U \gamma$$

Здесь e – электрический заряд электрона, j – объемная плотность тока, I – сила тока в проводе, n – количество электронов проводимости в нем, $u/2$ – средняя скорость движения электрона в проводнике под действием поля (u – максимальное значение скорости), u_{11} – стандарт скорости, l – длина провода, S – площадь поперечного сечения его, $\rho_1 = ne/S$ – объемная плотность электронов проводимости в проводе.

2.2. Из соотношений (2.1) с учетом нулевого вклада члена $\pm m_e v_s u$ вытекает, что $\Delta U \sim u$. Это дает основу для перевода электрических параметров в механические. Используя метод размерностей, можно представить рассмотренные выше параметры в следующем виде (DS1):

$$\begin{aligned} \Delta U &= \frac{l u}{2 l_{11} u_{11}} b R_{11} \\ \gamma &= \frac{\rho_1 S l_{11}}{l} = \frac{ne u_{11} l_{11}}{l^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь $R_{11} = 1 \text{ Ом}$, $|e| = 1.60217653(14) \cdot 10^{-19}$, b – коэффициент, связывающий единицы ЭС в системах СИ и DS1.

Разность потенциалов, приложенная к ИП, пропорциональна электрическому сопротивлению (ЭС) его как участка цепи. Поэтому можно связать стандарт разности потенциалов со стандартом R_{11} . При таком подходе сила электрического тока будет иметь нулевую размерность, что дает возможность перейти к системе DS1, в которой

ЭС и потенциал имеют размерность скорости. Размерность электрического заряда здесь совпадает с размерностью импульса (времени). Такие выводы можно сделать, используя формулу для мощности электрического тока:

$$P = (\Delta U)^2 \gamma = \frac{nu^2 eb^2}{4l_{11}} R_{11}^2 = \Delta U I \quad (\text{DS1}) \quad (2.3)$$

Несложно понять, что произведение $|b^2 e|$ в (2.3) в условиях, когда $|P| = |nu^2/4| = 1$ может служить значением элементарного электрического заряда в системе DS1.

ИП, в котором отсутствует активное ЭС, не отличается по своим свойствам от вакуумного диода. (Речь идет о процессах коллективного ускорения электронов *в пределах длин их свободного пробега*, равного длине провода). Поэтому появляется основания для использования в ИП закона «три вторых» (СИ):

$$I_w = j S = \frac{4\epsilon_0}{9l^2} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} S U^{3/2} \quad (2.4)$$

Здесь ϵ_0 – электрическая постоянная, I_w – вакуумный ток. Отметим, что параметр l^2 характеризует величину вакуумного ЭС (ср. $\gamma = f(l)$).

Реальный провод представляет собой цепь последовательно соединенных идеализированных проводов, между которыми включены резисторы, рассеивающие электрическую энергию в проводе. Общее сопротивление его будет линейно зависеть от длины.

2.3. Анализ показывает, что электрическое поле в ИП является объемно-однородным. Такие поля существуют вблизи анода вакуумного диода, а также у стенки электрода, погруженного в электролит, – там, где счет свободных носителей тока идет на единицы. Здесь конфигурация электрических зарядов автоматически устанавливается в соответствие с минимумом градиента поверхностной плотности свободных зарядов.

Учет формулы (2.4) для стандартизации параметров электрического поля предполагает устранение произвола в выборе l^2 и ε_0 , или, точнее, – соотношения $\varepsilon_0/(2.25l^2)$.

Подставим $(2/3)|\varepsilon_0|^{1/2}l_{11}$ в качестве параметра l в (2.2), предполагая, что $2.25|l^2| = |\varepsilon_0|$.

При механическом подходе для электронов проводимости $\Delta U = u$. Отсюда из (2.2) следует: $(2/3)|\varepsilon_0|^{1/2} = |b|$. Это значит, что

$$e_1 = 4|\varepsilon_0|e/9 = 6.3048767(56) \cdot 10^{-31} \text{с}$$

где e_1 – величина динамического заряда электрона в системе DS1.

2.4. Эталон ЭС 10м, в качестве которого принят провод из ртути, находящейся при 20С, выбран произвольно, – исходя из практических удобств.

Удельное ЭС ртути при 20 С $b_m = 9.6 \cdot 10^{-7} \text{Ом м}$. Переходя к системе единиц DS1, примем, что при 20 С эталон удельного ЭС ртути $b_{m0} = 1 \text{м}^2 \text{с}^{-1}$. Тем самым мы устраняем произвол выбора единицы электрического сопротивления. При таком уточнении из (2.2) находим: $|b| = |b_m|$. Используя $|b_m|$ в качестве $|b|$ получим уточненное значение заряда электрона проводимости:

$$e_R = |b_m|^2 e = 5.908(40) \cdot 10^{-31} \text{с}$$

Анализ показывает, что если бы длина стандарта 1 ом была равна 1м (реально она составляет 1.063м [2]), то величины e_R и e_1 совпадали бы. (Более точное значение константы $e_R \approx e_3$ выводится в п. 3.7).

2.5. Стандарт силы тока в СИ 1А определяется в эксперименте, где взаимодействуют два постоянных электрических тока, параллельно движущиеся по относительно длинным проводам. Расчет производится на единицу длины провода [2]:

$$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi R_m} \quad (2.5)$$

Здесь R_m – расстояние между проводами, μ_0 – магнитная постоянная, F – сила магнитного взаимодействия токов, l – длина провода. При $F = 2 \cdot 10^{-7} \text{Н}$ для случая, когда $I = 1 \text{А}$, $R_m = l$, $|\mu_0| = 4\pi \cdot 10^{-7}$.

Разделив левую и правую часть (2.5) на $2 \cdot 10^{-7}$, получим при $I = I_{11} = 1 \text{А}$, $l = R_m = l_{11}$

$$F_{11} = I_{11}^2 = \frac{n^2 u^2 (e^2 c^2)}{2\pi c^2 l_{11}^2} = \frac{n^2 u^2 e_c^2 u_{11}^2}{2\pi c^2 l_{11}^2} \quad (\text{DS1}) \quad (2.6)$$

В (2.6) $e_c = ec/u_{11}$, $\mu_{01} = u_{11}^2/c^2$ – бесструктурная магнитная постоянная, рассчитанная для $u = u_{11}$, $n = 1$.

Для введения магнитной постоянной μ_{01} здесь использован тот факт, что сила магнитного взаимодействия движущихся параллельно электрических зарядов пропорциональна u^2/c^2 .

Из (2.6) видно, что при стандартизации параметра тока в СИ искажается реальность: параметр eu , измеренный в эксперименте, где используется магнитное поле, обеспечивающее стандарт F_{11} , будет завышен в c раз. Поэтому необходимо использовать параметр «магнитный заряд» как отражающий существующую реальность.

Бесструктурная электрическая постоянная может быть определена из соотношения $\mu_{01}\varepsilon_{01}c^2 = 1$. Таким образом, $\varepsilon_{01} = u_{11}^2$. Используем известную формулу (СИ):

$$e^2 = 2\varepsilon_0 h a c \quad (2.7)$$

Здесь $a = 1/137.03599911(46)$ – постоянная тонкой структуры.

Подставляя ε_{01} вместо неявно используемой в (2.7) константы $4\pi\varepsilon_0$, получим в системе DS1 величину элементарного электрического заряда, а также соответствующего магнитного заряда:

$$e = [hca/(2\pi u_{11}^2)]^{1/2} = 5.3843834(45) \cdot 10^{-14} \text{с}$$

$$e_c = eu_{11}/c = 1.79603707(15) \cdot 10^{-22} \text{ с}$$

2.6. Анализ показывает, что электрическое поле в масштабах средней длины свободного пробега электронов проводимости является объемно-однородным. Здесь можно совместить формулы (2.4) и (2.3) в формуле для мощности протекающего через ИП тока:

$$\begin{aligned} (\Delta U)^2 \gamma &= \frac{b^2 n u^2 e}{4 l_{11}} R_{11} = \Delta U I_w = \\ &= 4 \varepsilon_0 S (\Delta U) U^{3/2} (2e/m_e)^{1/2} / (9 l^2) \end{aligned}$$

Учитывая, что для типичного ИП $S = l^2$, $|b^2 R_{11}| = 4 |l_{11} \varepsilon_0| / 9$, и принимая, что $U = 0.5 \Delta U$, получим:

$$(m_e e)^{1/2} n u^2 = (\Delta U)^{5/2} \quad (2.8)$$

2.7. Ранее мы выяснили, что элементарный заряд не является неизменной константой. Его величина тяготеет к такой константе.

Предположим, что в соответствии с физическим смыслом электрических параметров для сделанного из ртути эталона $e = m_e u_0$, где u_0 – константа, $\Delta U = u = u_{11}$. Из (2.8) следует, что в таких условиях в системе DS1:

$$m_e u_0 n = 1 \text{ с}$$

С помощью реальных параметров эталона ЭС 1ом рассчитаем конкретные значения n и u_0 , полагая, что число электронов проводимости в сделанном из ртути эталоне равно числу атомов в нем.

Итак, получаем: $n = m_s / (m_A A_m)$, где $m_A = 200.5$ – атомная масса ртути, $m_s = 0.0144521 \text{ кг}$ – масса эталона ЭС, A_m – атомная единица массы. Следовательно, $n = 4.34077750(73) \cdot 10^{23}$, а фиксированное значение скорости $u_0 = 1264484.5 \text{ мс}^{-1} = 1.0011245 \cdot 3^{-1/2} \text{ ас}$.

Ясно, что реально константой в данном случае явля-

ется также и величина энергии электрона $m_e u_0^2 = 1.00225026 \text{ а}^2 m_e c^2 / 3$, которая сравнима по величине с энергией Ферми для металлов.

Она в три раза меньше энергии Хартри и, по-видимому, отражает величину энергии, необходимой для выхода электрона из проводника в случае, когда электрическое поле в рассматриваемом образце (ИП) можно считать *объемно-однородным*.

2.8. Есть основания считать, что элементарные частицы в атоме (например, протон и электрон) взаимодействуют как элементарные магниты.

Абсолютные величины $e_R \approx e_3$ и массы покоя электрона близки по абсолютной величине. Поэтому магнитное взаимодействие электронов, движущихся со скоростью u_{11} , практически совпадает по силе с гравитационным взаимодействием этих частиц, если учитывать, что гравитационная масса электрона, измеренная с использованием уточненного стандарта гравитационной массы, реально больше его инертной массы в $|G_1|^{-1/2}$.

Действительно, для сил взаимодействия двух электронов, разделенных дистанцией R , можно записать:

$$\begin{aligned} (m_{ge} |G_1|^{-1/2})^2 G_1 / R^2 &= a_2 e_3^2 / (\varepsilon_0 R^2) = \\ &= a_2 e_c^2 u_{11}^2 / (c^2 R^2) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Здесь $m_{ge} |G_1|^{-1/2} = m_e u_{11}^{-3} |G_1|^{-1/2}$ – гравитационная масса электрона, $a_2 = 1.00023800(11) \cdot 2\pi / \exp 1$.

Левая часть (2.11) отражает гравитационное взаимодействие электронов, правая – электродинамическое.

Это указывает на то, что при парном взаимодействии электрона и протона их может связывать магнитное взаимодействие как эквивалент кулоновского взаимодействия.

Если электрон представляет собой кольцевой магнитный диполь, то напряженность магнитного поля такого диполя в его плоскости будет иметь зависимость $(\pi R)^{-2}$ (коэффициент 2π в a_2 косвенно отражает этот факт) при

интенсивности основного поля, пропорциональной R^{-1} .

2.9. В системе DS1 электрический заряд имеет размерность импульса.

Найдем длину волны, соответствующую элементарному электрическому заряду как импульсу частицы:

$$\lambda_p = \frac{h}{e_1} = 1.0509441(11) \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

Рассмотрим энергетические характеристики вакуума, заполненного веществом, включающем темную материю, и реликтовым излучением, рассматривая такой вакуум как абсолютно черное тело. Найдем длину волны, соответствующую максимуму функции Планка при температуре реликтового излучения (закон смещения Вина):

$$\lambda_r = \frac{hc}{4.96511kT} = 1.063(13) \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

Здесь $k = 1.380652(90) \cdot 10^{-3} \text{ Дж/К}$, – постоянная Больцмана, $T = 2.725(37)\text{К}$ – температура реликтового излучения.

Константы λ_p и λ_r близки по величине. Это значит, что динамическое взаимодействие электрических зарядов может обеспечиваться с помощью фотонов реликтового излучения. Такая интерпретация отражает тот факт, что величина элементарного электрического заряда статистически привязана к максимуму функции Планка для реликтового излучения.

2.10. Есть некоторые основания считать, что в микромире аддитивными являются следующие параметры:

$$m_1^{1/2}v_1 - m_1^{1/2}v_2 = \text{const} \quad (2.12)$$

Здесь $m_1^{1/2}$ и $m_2^{1/2}$ – инертные массы частиц, образующих консервативную систему, v_1 и v_2 – скорости соответствующих частиц. Параметр $m_i^{1/2}v_i$ назовем «полуимпульсом» (абсолютная величина этого параметра будет

совпадать с абсолютной величиной импульса при подходящем выборе единицы структурной массы). Возведем члены (4) в квадрат:

$$m_1v_1^2 + m_1v_2^2 - 2m_1^{1/2}m_1^{1/2}v_1v_2 = L \quad (2.13)$$

Здесь $m_1v_1^2 + m_1v_2^2 = T$ – кинетическая энергия входящих в систему частиц, $2m_1^{1/2}m_1^{1/2}v_1v_2$ – энергии их взаимодействия, L – функция Лагранжа системы двух частиц.

Справедливость соотношения (2.13) эквивалентна постулату о том, что для элементарных частиц законы сохранения импульса и энергии по отдельности не выполняются уже при нерелятивистских скоростях движения.

С помощью тождества Лагранжа запишем (2.13) в виде:

$$\begin{aligned} T - 2[m_1^{1/2}m_2^{1/2}(v_1 \times R)(v_2 \times R)/R^2 + A_1A_2R^2] = \\ = T - 2(A_1A_2R^2 - c^2H_1H_2) = L \end{aligned}$$

Здесь $A_i = e_i/R = m_i^{1/2}v_i/R$ – «кинематический» вектор – потенциал одной частицы в точке, где находится другая частица, $e_1 = m_1^{1/2}v_1$, $e_2 = m_1^{1/2}v_2$, – «кинематические» заряды частиц, $H_j = ie_0(v_j \times R)/(cR)$ – напряженность магнитного поля, создаваемого одной из частиц в точке, где находится другая частица (здесь мнимая единица показывает, что вектор H_j перпендикулярен радиус-вектору R , соединяющему частицы); $e_0 = (e_1e_2)^{1/2}$.

Уравнение (2.13) при $L = \text{const}$ может ^{распасться} распасться на два уравнения:

$$m_1v_1^2 + m_1v_2^2 = \text{const}$$

$$m_1^{1/2}m_1^{1/2}v_1v_2 = \text{const}$$

Уравнение $v_1v_2 = \text{const}$ можно интерпретировать как уравнение движения двух частиц, у которых векторы

скоростей ортогональны. У простейшей системы такого типа абсолютные значения скоростей совпадают; при этом частицы совершают движение по спиральной цилиндрической траектории с взаимным смещением точек, обозначающих их траекторию на π .

Такой системой, если рассматривать ее схематически, можно считать электромагнитную волну, имеющую круговую поляризацию. Реальная электромагнитная волна по-видимому, состоит из множества подобных систем.

2.11. Определение величины элементарного электрического заряда в экспериментах, где не используется магнитное поле, фактически, если принимать во внимание процедуры стандартизации параметров электрического поля, сводится к определению величины e заряда простейшего иона. Найдем силу взаимодействия двух подобных ионов, разделенных расстоянием l_{11} :

$$F_{ee} = \frac{e^2}{\varepsilon_{01} l_{11}^2} = 2.89915857(40) \cdot 10^{-27}$$

Легко убедиться, что эта сила равна по величине силе кинематического взаимодействия двух ионов, имеющих одинаковые, характерные для атомных масштабов, инертные массы $m_1 = m_2 = 1837.47898(15)m_e$, и одинаковые значения скоростей $v_1 = v_2 = 3^{1/4}u_{11}$:

$$F_{ee} = \frac{m_1^{1/2} m_2^{1/2} v_1 v_2}{l_{11}} = 3^{1/2} \frac{u_{11}^2 [(1837.47898(15)m_e)^{1/2}]^2}{l_{11}}$$

По всей видимости, близкий к $1837.47898(15)m_e$ параметр отражает усредненную величину массы иона, как практически свободной частицы.

Итак, существуют реальные предпосылки для того, чтобы построить детализированный вариант электродинамики, в котором будут превалировать принципы механики.

3. О происхождении магнитного поля и индукционных явлений.

3.1 В соответствии с [3] рассмотрим систему двух точечных электрических зарядов, которые двигаясь по плоскости относительно медленно и разделены расстоянием R . Нас интересует уточненная по своим параметрам ближняя зона излучающей системы, для которой:

$$\omega_0 = (u \times R)/R^2 \ll c/R \quad (3.1)$$

Здесь u – скорость движения частицы, ω_0 – средняя частота пакета волн, осуществляющих передачу взаимодействия.

Функция Лагранжа для рассматриваемой системы имеет вид (система DS1):

$$L_0 = \frac{m_a u_a^2}{2} + \frac{m_b u_b^2}{2} - \frac{e_a e_b u_{11}^2}{R} + e_i A \quad (3.2)$$

Здесь L_0 – лагранжиан системы двух зарядов, m_a и m_b – инертные массы частиц, u_a и u_b – скорости соответствующих частиц ($u_a, u_b \ll c$), e_a и e_b – заряды частиц, $A = u_{11}^2 u_i e_j / (Rc)$ – векторный потенциал, генерируемый частицей «i» в месте, где находится частица «j».

Рассматривая взаимодействие как парное (см. п.1.2), можно считать, что $e_a \varphi_b = e_b \varphi_a$, где φ_a и φ_b – потенциалы. Поэтому будем вести анализ запаздывания для одной частицы.

Пользуясь тем, что $u_a, u_b \ll c$, разложим потенциалы в ряд по степеням R/c . Значения φ будем рассчитывать с точностью до членов порядка u^2/c^2 , а A – с точностью до u/c (собственно говоря, векторный потенциал в приведенной здесь форме и представляет собой такое приближение).

Итак, для рассматриваемой системы в соответствии с [3] можно записать разложение потенциалов, генери-

руемых одной из частиц:

$$\varphi_t = \frac{e_i u_{11}^2}{R} + \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} \frac{e_i u_{11}^2}{2c^2}$$

$$A_t = \frac{e_i u_{11}^2}{cR}$$

Индекс t обозначает параметры, учитывающие процессы запаздывания.

Произведем калибровочное преобразование потенциалов, используя калибрующую функцию

$$f_c = \frac{e_i u_{11}^2}{2c}$$

Калибровка в плане физическом, на наш взгляд, эквивалентна подключению к системе некоего стороннего источника энергии. Таковым источником могут быть фотоны, падающие на плоскость, где расположена система. Рассматривая этот случай применительно к индукционным процессам в проводе, следует заметить, что они - в своей первооснове - подчиняются принципу минимума затрат кинетической энергии в проводе. Этот минимум для простейшей квазистационарной системы частиц достигается при антипараллельном движении взаимодействующих частиц, - здесь ускорение $\partial^2 R / \partial t^2$ носит вихревой характер. Вихревым можно считать и существующее здесь простейшее магнитное поле.

Итак, учет калибровочного преобразования приводит к $\varphi_t \rightarrow \varphi_{t1}$, $A_t \rightarrow A_{t1}$ (см. [3]):

$$\varphi_{t1} = \varphi_t - \frac{\partial f_c}{\partial t} = \frac{e_i u_{11}^2}{R}$$

$$A_{t1} = A_t + \text{grad } f = \frac{e_i u_{11}^2}{cR} + \frac{e_i u_{11}^2}{2c} \nabla \frac{\partial R}{\partial t}$$

В результате калибровки происходит компенсация в

φ_{t1} члена, содержащего $\partial^2 R / \partial t^2$. На языке практики это означает, что фотоны, падающие на систему, прямо или косвенно компенсируют центробежные силы, которые существуют у частиц системы (см. р. 1), или усиливают их. Возможно, что именно так обеспечивается на различных уровнях, включая и атомный, стационарность рассматриваемой системы (магнито-связанной системы - МСС). Отметим, что (см. [3]):

$$\nabla \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla R = \nabla \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} \frac{R}{R} = \frac{R \partial R / \partial t}{R^2} - \frac{R}{R} = - \frac{[-u + (un)n]}{R}$$

Здесь n - единичный вектор, антипараллельный вектору R . Итак,

$$A_{t1} = \frac{e_i u_{11}^2}{cR} + \frac{e_i [-u + (un)n] u_{11}^2}{2cR} = \frac{e_i [u + (un)n] u_{11}^2}{2cR},$$

$$\varphi_{t1} = \frac{e_i u_{11}^2}{R}$$

Умножая на величину магнитного заряда e_{im} , который подвергся действию поля другой частицы, получим:

$$L_E = \frac{m_a u_a^2}{2} + \frac{m_b u_b^2}{2} - \frac{e_a e_b u_{11}^2}{R} + e_{im} A_{e1j}$$

Здесь L_E - лагранжиан, учитывающий запаздывание и калибровку. Итак, общий динамический эффект здесь отражает формула для линейной плотности энергии взаимодействия, аналогичная той, что приведена в [3]:

$$W_{e1} / R = - \frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R^2} [u_a u_b + (u_a n)(u_b n)] \quad (3.3)$$

Параметр, пропорциональный $u_a u_b$, который отражается первым членом правой части (3.3), можно интерпретировать как плотность энергии индукции (см. (3.7)). В дальнейшем нам понадобится тождество Лагранжа:

$$(u_a \times n)(u_b \times n) = (u_a u_b)(nn) - (nu_a)(nu_b)$$

3.2. Используем в качестве калибрующей – функцию

$$\frac{e_i u_{i1}^2}{c} \frac{\partial R}{\partial t}$$

В этом случае при учете эффекта запаздывания потенциалов для рассмотренного выше примера не будет иметь место компенсация изменений электростатического поля, пропорциональных $\partial^2 R / \partial t^2$, при преобразовании $\varphi_t \rightarrow \varphi_{t1}$. На практике такая ситуация соответствует индукционным явлениям в проводниках и возникновению более сложной картины явлений. Ее отражает параметр, имеющий размерность электрического потенциала, полученный после новой калибровки:

$$W_{e2}/R = - \left[\frac{e_a e_b u_{i1}^2}{2c^2 R} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} - \frac{e_a e_b u_{i1}^2}{c^2 R^2} (u_a n)(u_b n) \right] \quad (3.4)$$

Интерес представляет случай, когда МСС взаимодействует с системой, образованной – в простейшем случае – двумя точечными электрическими зарядами, движущимися антипараллельно (р. 1) в проводах, в которых действует принцип минимума. (В соответствии с ним природа отбирает наиболее вероятные явления и процессы (см. п. 4)). Для подобного случая из усредненного по времени параметра $(W_{e1}/R + W_{e2}/R)_t = 0$, задающего тенденцию рассеяния энергии в проводе, где обеспечивается стационарность процессов, с помощью тождества Лагранжа можно получить:

$$\begin{aligned} \frac{e_a e_b u_{i1}^2}{2c^2} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} &= - \frac{e_a e_b u_{i1}^2}{2c^2 R^2} [u_a u_b - (u_a n)(u_b n)] = \\ &= 0.5 u_{i1}^2 H_a H_b \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь $H_a = e_a(u_a \times R)/(cR^2)$, $H_b = e_b(u_b \times R)/(cR^2)$ – напряженность магнитного поля, создаваемого одним из точечных зарядов в точке, где находится другой заряд,

Соотношение (3.5) показывает, что кажущимся простым в классической теории, стационарное магнитное взаимодействие зарядов, движущихся в проводниках, обусловлено сложными процессами, в которых участвуют МСС (традиционная теория, можно сказать, показывает вершину айсберга и игнорирует механику).

МСС, по-видимому, оказывают механическую стабилизацию каждой из систем, ограничивая циркулярное движение зарядов, превращая его, в частном случае, в прямолинейное.

Идеальное магнитное поле механической работы не производит. На практике такая работа, пропорциональная $\partial^2 R / \partial t^2$, (см. (3.5)), осуществляется за счет потока фотонов, вызывающих электродинамические силы, близкие по своим параметрам к центральным силам. Это может приводить к существованию «интегральной силы Лоренца» (см. р. 2). Для макросистем с помощью сил, «квазицентральных» сил, действующих в симметричной системе постоянных электрических токов, (однородное поле) происходит образование *поперечной* силы, действующей на движущийся заряд.

Обеспечить однородность электродинамического поля с помощью системы движущихся зарядов для атомных масштабов ($l, R < a_0$, где a_0 – Боровский радиус) невозможно. Поэтому здесь энергетические и силовые параметры магнитного взаимодействия будут принципиально иными.

3.4. Для простейшей консервативной системы (см. р.1), на которую падают фотоны (это может иметь отношение и к атомам), из (3.4) следует соотношение, характеризующее связь между динамическими параметрами (для консервативной системы в среднем по времени можно считать $W_{e2}/R = 0$):

$$\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R^2} (u_{an})(u_{bn}) =$$

$$-0.5 u_{11}^2 (nE_a)(E_{bn}) \quad (3.6)$$

Здесь $E_a = e_a(u_a R)/(cR^2)$, $E_b = e_b(u_b R)/(cR^2)$ – напряженность динамического электрического поля, создаваемого одним из точечных зарядов в точке, где находится другой заряд.

Формула (3.6) может отражать явление электромагнитной индукции, создающее индукционное поле с помощью ЭМВ.

Знак минус в правой части (3.6) указывает на то, что для излучения продольных ЭМВ необходима центральная симметрия взаимного движения зарядов. (Этот принцип находит отражение в правиле Ленца).

В целом явление электромагнитной индукции может быть проанализировано с помощью теории волн.

Рассмотрим параметры излучения элементарного электрического излучателя на расстояниях, существенно меньших длины волны (ближняя зона): $R \ll \lambda = \omega/c$ [4],

$$E_\theta = I_m \frac{(n \times R) u_{11}^2}{\omega R^4} [i \cos(\omega R/c) - \sin(\omega R/c)] \quad (DS1)$$

$$E_R = I_m \frac{(nR) u_{11}^2}{\omega R^4} [i \cos(\omega R/c) - \sin(\omega R/c)] \quad (DS1)$$

Здесь E_θ – амплитуда напряженности электрического поля волны, имеющая максимум в направлении перпендикулярном излучателю, E_R – амплитуда напряженности электрического поля волны, имеющая максимум в направлении излучателя, I_m – амплитудное значение тока в излучателе.

В области, где $R \ll \omega/c$, нас сейчас интересует второй член разложения $\cos(\omega R/c) \approx 1 - (\omega R/c)^2/2$. Здесь со-

ставляющие полей будут пропорциональными

$$i \frac{\omega u_{11}^2}{2c^2 R}$$

В рассматриваемом приближении именно суммарное поле излучателя, создаваемое в приемном электрическом диполе, определяет эффекты, связанные с явлением электромагнитной индукции. Это поле при передаче энергии от одного вибратора к другому отражает формула для параметра имеющего размерность энергии (в частном случае он эквивалентен ЭДС индукции):

$$W_1 = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} [(u_a \times n)(u_b \times n) + (u_{an})(u_{bn})] = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} u_a u_b$$

Здесь $(u_a \times n)(u_b \times n)$ и $(u_{an})(u_{bn})$ характеризуют интегральные коэффициенты передачи энергии для системы двух вибраторов в направлении вектора R , – в соответствии с их диаграммами направленности.

3.5. На практике процесс излучения ЭМВ обеспечивается только за счет движения электронов. Условие симметрии здесь может выполняться за счет существования флуктуаций их теплового движения. Эти процессы наглядно видны при передаче энергии от одного провода – активного – другому проводу – пассивному.

Отметим, что энергетические параметры магнитного взаимодействия электронов в проводниках, по всей видимости, определяет составляющая $\pm m_e v_s u$, как флуктуирующий параметр. Есть все основания полагать, что, по крайней мере, в ртути при 20 С $v_s = v_0 = 3 \cdot 10^8$ с.а.

Появление коэффициента $3 \cdot 10^8$ с, по-видимому, обусловлено вероятностным характером движения флуктуирующих электронов (для трехмерного блуждания коэффициент диффузии равен $3\sigma_{11}^2$, стандартное отклонение, – $3^{1/2}\sigma_{11}$).

Применительно к практике, вместо излучения точечных зарядов следует рассматривать в каждом проводе

$$\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R^2} (u_{an})(u_{bn}) =$$

$$-0.5 u_{11}^2 (nE_a)(E_{bn}) \quad (3.6)$$

Здесь $E_a = e_a(u_a R)/(cR^2)$, $E_b = e_b(u_b R)/(cR^2)$ – напряженность динамического электрического поля, создаваемого одним из точечных зарядов в точке, где находится другой заряд.

Формула (3.6) может отражать явление электромагнитной индукции, создающее индукционное поле с помощью ЭМВ.

Знак минус в правой части (3.6) указывает на то, что для излучения продольных ЭМВ необходима центральная симметрия взаимного движения зарядов. (Этот принцип находит отражение в правиле Ленца).

В целом явление электромагнитной индукции может быть проанализировано с помощью теории волн.

Рассмотрим параметры излучения элементарного электрического излучателя на расстояниях, существенно меньших длины волны (ближняя зона): $R \ll \lambda = \omega/c$ [4],

$$E_\theta = I_m \frac{(n \times R) u_{11}^2}{\omega R^4} [i \cos(\omega R/c) - \sin(\omega R/c)] \quad (DS1)$$

$$E_R = I_m \frac{(nR) u_{11}^2}{\omega R^4} [i \cos(\omega R/c) - \sin(\omega R/c)] \quad (DS1)$$

Здесь E_θ – амплитуда напряженности электрического поля волны, имеющая максимум в направлении перпендикулярном излучателю, E_R – амплитуда напряженности электрического поля волны, имеющая максимум в направлении излучателя, I_m – амплитудное значение тока в излучателе.

В области, где $R \ll \omega/c$, нас сейчас интересует второй член разложения $\cos(\omega R/c) \approx 1 - (\omega R/c)^2/2$. Здесь со-

ставляющие полей будут пропорциональными

$$i \frac{\omega u_{11}^2}{2c^2 R}$$

В рассматриваемом приближении именно суммарное поле излучателя, создаваемое в приемном электрическом диполе, определяет эффекты, связанные с явлением электромагнитной индукции. Это поле при передаче энергии от одного вибратора к другому отражает формула для параметра имеющего размерность энергии (в частном случае он эквивалентен ЭДС индукции):

$$W_1 = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} [(u_a \times n)(u_b \times n) + (u_{an})(u_{bn})] = -\frac{e_a e_b u_{11}^2}{2c^2 R} u_a u_b$$

Здесь $(u_a \times n)(u_b \times n)$ и $(u_{an})(u_{bn})$ характеризуют интегральные коэффициенты передачи энергии для системы двух вибраторов в направлении вектора R , – в соответствии с их диаграммами направленности.

3.5. На практике процесс излучения ЭМВ обеспечивается только за счет движения электронов. Условие симметрии здесь может выполняться за счет существования флуктуаций их теплового движения. Эти процессы наглядно видны при передаче энергии от одного провода – активного – другому проводу – пассивному.

Отметим, что энергетические параметры магнитного взаимодействия электронов в проводниках, по всей видимости, определяет составляющая $\pm m_e v_s u$, как флуктуирующий параметр. Есть все основания полагать, что, по крайней мере, в ртути при 20 С $v_s = v_0 = 3^{-1/2} c$.

Появление коэффициента $3^{-1/2} c$, по-видимому, обусловлено вероятностным характером движения флуктуирующих электронов (для трехмерного блуждания коэффициент диффузии равен $3\sigma_{11}^2$, стандартное отклонение, $-3^{1/2}\sigma_{11}$).

Применительно к практике, вместо излучения точечных зарядов следует рассматривать в каждом проводе

излучение микроскопических диполей. Они имеют длину, равную средней длине свободного пробега электронов проводимости (l_a, l_b). В этом простейшем случае

$$\frac{\omega l_a l_b u_{11}^2}{c^2 R} u_a u_b \sim I_a I_b$$

Здесь I_a – ток в активном элементе, I_b – индуцированный ток в пассивном элементе. Пропорциональный $u_a u_b$ параметр

$$\frac{l_a l_b u_{11}^2}{c^2 R}$$

отражает величину взаимной индуктивности системы $l_a - l_b$. Имеется аналогичная формула (формула Неймана) для индуктивности двух контуров, разделенных расстоянием R [2]:

$$L_{ab} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \oint \frac{dl_a dl_b}{R}$$

Здесь L_{ab} – взаимная индуктивность контуров.

3.6. Детальная техническая интерпретация большинства индукционных явлений в существующей теории невозможно. Описать индукционное взаимодействие коротких токовых элементов без учета ЭМВ невозможно.

То есть, при использовании потока силовых линий магнитного поля, текущих через контур, получается грубая картина реальных явлений, в которой невозможно рассматривать с пользой для практики и последовательной теории взаимодействие отдельных элементов с токами. Поэтому описываемая традиционной теорией картина взаимодействия коротких токовых элементов является, по сути дела, феноменологической. Здесь сила, связывающая два токовых элемента, считается равной:

$$F = \mu_{01} I_1 I_2 \frac{l_a \times (l_b \times R)}{R^3}$$

где F – сила, действующая со стороны одного токового элемента на другой элемент.

Пользуясь соотношением: $a \times (b \times c) = b(ac) - c(ab)$, получим:

$$F \sim \mu_{01} I_1 I_2 \left(R \frac{l_a l_b}{R^3} - l_a \frac{l_b R}{R^3} \right) \quad (3.7)$$

Умножим все части (3.7) на единичный вектор n и используем тождество Лагранжа, а также $R/R^3 = n/(R^2)$. Итак,

$$\begin{aligned} nF &= \mu_{01} I_1 I_2 \left(\frac{l_a l_b}{R^2} - \frac{l_a n l_b n}{R^2} \right) = \mu_{01} I_1 I_2 \frac{(l_a \times n)(l_b \times n)}{R^2} = \\ &= \frac{e^2 n_a n_b u_{11}^2}{R^2 c^2} ((u_a \times n)(u_b \times n)) = u_{11}^2 H_a H_b \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь n_a и n_b – количество элементарных переносчиков тока в элементах.

3.7. Формула (3.7) не пригодна в конкретных условиях. Второй член правой части (3.7) не вносит никакого вклада при интегрировании по замкнутому контуру [2], он представляет собой математический аппендикс, предназначенный для описания явлений с помощью традиционного магнитного поля. Ясно, что классический подход искажает детали. Реальными являются выведенные здесь симметричные по форме соотношения (3.5) и (3.8) для полей, которые генерируются системами, имеющими сложные структуры. Они отражают симметрию взаимодействия одиночных зарядов. Эти формулы указывают на импульсы ЭМВ как на источники движущей силы взаимодействия.

В общем случае при взаимодействии элементарных зарядов работа происходит за счет волновых импульсов,

форму которых может отражать функция

$$\frac{e_c^2 u_{11}^2}{2c^2} \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = \frac{e_3^2 \partial^2 R}{2\partial t^2} = Q h_0 \omega_0 l_{11} \quad (3.9)$$

Здесь $e_3 = e_c u_{11}/c = 5.9909346(51) \cdot 10^{-31} \text{с}$, h_0 – константа. Параметр Q , имеющий размерность Дж/м³ или, что тоже самое, – Н/м² (в системе DS1 – м⁻²), можно интерпретировать как фотонное давление.

Есть все основания рассматривать фотонное давление как тот, именно, фактор, который отвечает за существование электростатического поля. Подобное давление могут оказывать фотоны реликтового излучения на дипольные системы. Роль электрически заряженных частиц, по-видимому, состоит в том, что они как кольцевые диполи поляризуют фотоны падающего на них потока. Рассматривая случай, когда интенсивность потока фотонной энергии $Qc = 1 \text{м}^{-1} \text{с}^{-1}$, а $\omega_0 = 2\pi \text{Гц}$ и $\partial^2 R/\partial t^2 = 1 \text{м} \text{с}^{-2}$ из (3.9) можно получить:

$$e_3^2 = h_0 c / (\pi u_{11}^2) = \epsilon_{01} h_0 c / \pi$$

4. Принципы минимума и уравнения Максвелла

4.1. Р. Фейнман в [5] определил следующий принцип минимума: «Если сделать так, чтобы все токи протекали через массу вещества, удовлетворяющего закону Ома, то токи распределятся в этой массе так, чтобы скорость, с какой генерируется в ней тепло, была наименьшей. Можно также сказать ... что скорость выделения энергии минимальна. Этот принцип, согласно классической теории, выполняется даже в распределении скоростей электронов внутри металла, по которому течет ток».

4.2. Рассмотрим уравнения Максвелла, применительно к имеющему гармоническую форму электрическому току на поверхности относительно тонкого провода:

$$u_{11} \text{rot } E = - \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\frac{\text{rot } H}{u_{11}} = \mu_{01} j + \frac{\epsilon_{01} \partial E}{\partial t} \quad (4.2)$$

Здесь H – напряженность магнитного поля в определенной точке тонкого провода, E – напряженность электрического поля в этой точке.

Применим к (4.1) операцию rot , к (4.2) – операцию $\partial/\partial t$, а также используем $\partial \text{rot } H/\partial t = \text{rot } \partial H/\partial t$. В конечном итоге получим

$$\text{rot rot } E = - \mu_{01} \partial j/\partial t - \epsilon_{01} \partial^2 E/\partial t^2 \quad (4.3)$$

Используем соотношение $\text{div } E = \rho/\epsilon_{01}$ и $\text{grad div } E - \Delta E = \text{rot rot } E$, где $\rho = \text{var}$ – объемная плотность заряда в проводе. Итак,

$$\text{grad } \rho/\epsilon_{01} + \mu_{01} \partial j/\partial t = \Delta E - \epsilon_{01} \partial^2 E/\partial t^2 \quad (4.4)$$

Случай, когда обе части (4.4) равны нулю, соответствует уравнению движения минимума гармонического тока по проводу.

В существующей теории ток в проводе рассматривается как несжимаемая жидкость.

При этом $dj/dt = \rho du/dt$ и $d\rho/dt = 0$. Но параметр ρ может меняться за счет флуктуаций параметра $v_s \approx v_0$ в проводе. Речь идет о токе смещения, импульсы которого состоят, по всей видимости, из продольных ЭМВ. Поэтому реально $dj/dt = u \partial \rho/\partial t + \rho du/dt$.

Используем это соотношение в (4.4) а также умножим все части (4.4) скалярно на вектор u . Итак, учитывая, что $\epsilon_{01} = u_{11}^{-2}$ и $\mu_{01} = u_{11}^2/c^2$, получаем:

$$c^2 u \text{grad } \rho + u^2 \partial \rho/\partial t + \rho u du/dt = 0 \quad (4.5)$$

Для случая, когда имеет место затухание потока в проводе (индукционное рассеяние волны тока, – в частном

случае), действительно соотношение: $u \text{grad } \rho = - \partial \rho / \partial t$. Используя его, находим из (4.5):

$$(c^2 - u^2) \partial \rho / \partial t = \rho u \partial u / \partial t = 0.5 \cos \eta \rho \partial u^2 / \partial t \quad (4.6)$$

Здесь η – угол между u и $\partial u / \partial t$.

Для электронов проводимости принцип минимума расходуемой электрической энергии в проводе кинетической энергии в режиме, близком к стационарному, можно выразить асимптотическим соотношением:

$$\cos \eta \, du^2 / dt = \min \quad (4.7)$$

При $\eta = \text{const}$ соотношение (4.7) может обеспечиваться целиком за счет условия (предельный классический случай)

$$u \, du / dt = 0$$

Итак, за счет вариации соответствующих параметров между ускоряющимися электрическими зарядами возникает сила, которая, действуя на электроны проводимости, направлена нормально вектору тока. Ее можно назвать «вариационной силой Лоренца». Анализ показывает, что за счет ее обеспечивается скин-эффект.

Отметим, что стоящая в левой части комбинация параметров

$$- u^2 \partial \rho / \partial t$$

отражает эффект самоиндукции в проводе.

4.3. Прделаав при $\cos \eta = 1$ несложные преобразования (4.6), проинтегрируем $\partial \rho / \rho = d\rho / \rho$ как функцию параметра u , изменяющуюся от нуля до фиксированной величины:

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Здесь ρ_0 , – значение ρ при $u = 0$, $\beta = u/c$.

Подобное соотношение существует в специальной теории относительности (СТО). Правда, в СТО $\rho = f(l_{11}, u)$. Реальное состояние дел, по-видимому, таково, что $l_{11} = f(\rho, u)$, что может быть обнаружено на атомном уровне.

5. Кинематическая относительность

5.1. Рассмотрим систему двух атомов, движущихся с взаимной относительной скоростью v .

Предположим, что реальное пространство событий характеризуют преобразования (декартова прямоугольная система координат, система (атом) движется вдоль координаты x со скоростью v , в нулевой точке координат находится другой атом):

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z$$

$$t' = [t - (v/c^2) x] [(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2}$$

$$c_1 = c [(1 + v/c)/(1 - v/c)]^{1/2}$$

Здесь c_1 – скорость фотона, излученного при разбегании атомов, движущихся вдоль координаты x , c – скорость света в стационарной системе, когда $v = 0$.

Ясно, что при сближении систем скорость света

$$c_2 = c [(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2}$$

Общее время движения фотона по замкнутому пути в прямом и обратном направлении координаты x , очевидно, будет равно

$$l/c_1 + l/c_2 = 2l/[c(1 - v^2/c^2)^{-1/2}]$$

Здесь l – длина пути фотона в одном направлении.

Полученная формула полностью объясняет отрицательный результат опыта Майкельсона по обнаружению эфирного ветра, а также парадокс близнецов (ПБ). (Бо-

лее подробно о ПБ в рассматриваемом контексте см. [6]). При таком подходе эффект замедления времени носит чисто технический характер, а пространство является локально абсолютным.

Ясно, что при новом подходе для фронта световой волны выполняется соотношение

$$x'^2 - x^2 + y'^2 - y^2 + z'^2 - z^2 = c^2 t'^2 - c^2 t^2$$

Здесь c' – скорость света в нестационарной системе двух частиц.

5.2. Релятивистская динамика, не отличающаяся своим математическим аппаратом от традиционной (речь идет об основных формулах, представляющих конечные результаты), может быть построена, если предположить, что все субатомные частицы представляют собой волны-корпускулы, образованные из почти линейных волн, и что для таких объектов выполняется инвариантность фазы волны де-Бройля. Итак, рассмотрим движение узкого пакета почти линейных гармонических плоских волн вдоль оси x . Уравнение движения волны здесь имеет вид:

$$F = A \exp i(kx - \omega t) = A \exp 2i\pi[(px - Wt)/h]$$

Здесь $p = \hbar k/2\pi$ и $W = \hbar \omega/2\pi$ – импульс и энергия пакета соответственно. Устойчивость пакетов может обеспечиваться за счет взаимодействия пакетов, имеющих противоположные характеристики фазы. Фаза волны де-Бройля будет инвариантом

$$px - Wt = p'x' - W't',$$

при условии, что параметры пакета волн связаны соотношениями

$$x' = (x - vt)/[(1 - \beta^2)]^{1/2}$$

$$t' = [t - (v/c^2)x]/(1 - \beta^2)^{1/2}$$

$$p' = (p - Wv/c^2)/[(1 - \beta^2)]^{1/2}$$

$$W' = (W - vp)/(1 - \beta^2)^{1/2}$$

Здесь $\beta = v/c$.

Итак, мы получили преобразования, аналогичные преобразованиям Лоренца. Их вывод не требует введения физически непроверяемых постулатов и последующей переработки уравнений динамики. При использовании нового подхода ненужной становится СТО в качестве фундамента релятивистской динамики и кинематики.

Следует отметить, что распыление пакетов, образованных из почти линейных волн, может происходить достаточно медленно. В частных случаях (для стабильных частиц вещества и фотонов) такое распыление, по всей видимости, происходит по одному закону с расширение нашей Вселенной.

5.3. Для релятивистских преобразований компонент напряженностей электрического и магнитного полей, образованных движущимися зарядами, имеются формулы:

$$E_x' = E_x, \quad E_y' = (E_y - \beta H_z)(1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$E_z' = (E_z + \beta H_y)(1 - \beta^2)^{-1/2}$$

$$H_x' = H_x, \quad H_y' = (H_y + \beta E_z)(1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$H_z' = (H_z - \beta E_y)(1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Легко проверить, что из этих соотношений могут быть получены комбинированные параметры полей:

$$E_y' - H_z' = (E_y - H_z) [(1 + v/c)/(1 - v/c)]^{1/2}$$

$$E_z' - H_y' = (E_z - H_y) [(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2}$$

Итак, везде в формулах новой теории отражается присутствие эффекта Доплера, как явления, характеризующего кинематические параметры движения волн.

В этой связи можно привести высказывание Л. Бриллюэна: «Мы представляем себе модель часов иначе, чем Эйнштейн; при этом эффект Доплера выдвигается на первый план, а преобразования Лоренца оказываются чисто математическим приемом. Наш интерес перемещается от математических формулировок в сторону физических фактов» [6].

5.4. Рассмотрим простейшую консервативную систему, в которой пара частиц связана силовым взаимодействием. Здесь имеет место симметричное периодическое колебательное движение частиц вдоль вектора, соединяющего частицы. Ясно, что для волновых импульсов, которыми обмениваются частицы системы, необходимо учитывать поперечный эффект Доплера и соответствующую поправку для стандартной ситуации, имеющей, например, место при стандартизации параметров гравитационного поля, когда $\beta = \beta_1 = v_{11}/c$:

$$m_{eC'} / m_{eC_1'} \approx 1 - 3/2 \beta_1 + 5/4 \beta_1^2 - 7/8 \beta_1^3 + \dots$$

Здесь $v_{11} = 1 \text{ мс}^{-1}$ – скорость взаимного движения частиц.

Таким образом, при взаимодействии частиц, когда они обмениваются импульсами, за счет поперечного Доплер-эффекта могут обнаруживаться дополнительные силы, которые линейно независимы от основной силы. Член $3/2\beta_1$, по всей видимости, имеет отношение к различию между e_c и e_2 .

Член $7/8\beta_1^3$, возможно, связан с гравитационным взаимодействием, а член $5/4 \beta_1^2$ – со стандартным магнитным.

5.5. Из применений дифференциальной геометрии известно, что радиус кривизны материальной точки (R_k), движущейся по овальной траектории в поле централь-

ной силы, обратно пропорционален полевой массе тела, обеспечивающего притяжение.

Предположим, что квадрат стандарта гравитационной массы, что, по всей видимости, близко к реальности, равен $\beta_1^3 \sigma_{11}^4$, а квадрат стандарта магнито-полевой массы, $-R_k^2 u_{11}^2 = \{m_e / (h/2\pi)^2\}^{1/3} u_{11}^2$. Следовательно, отношение их величин будет равно $1.00000534(24) \cdot (10/7)$.

Приложение

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ КОНТИНУУМЕ

1. Свойства нашего физического пространства как континуума дискретных точек может отражать математическая модель, которая представляет собой универсальную функцию (УФ). Каждая пространственная точка этой функции является производной по времени в соседней точке, взятой в определенный момент абсолютного времени:

$$F(t) = \dots \dots \dots d(d(d(d(d\varphi/dt)/dt)/dt)/dt)/dt \dots \dots$$

Здесь t – время, $\varphi = f(t)$ – непрерывная функция, параметр, имеющий размерность фазы.

Ясно, что для создания модели континуума («дифференциального континуума»), которая имела бы сравнительно простой смысл, необходимо условие, что рассматриваемые взаимозависимые события в соседних точках были разделены относительно малыми промежутками времени. В этом случае соседние и близлежащие точки УФ не будут сильно отличаться между собой по фазе. Такое требование можно представить в виде простейшего соотношения:

$$T_0 d^2 \varphi / dt^2 - d\varphi / dt = a_0 \ll |T_0^{-1}| \approx 1$$

Здесь T_0 – константа, имеющая размерность времени, a_0 – константа, имеющая размерность частоты.

Ясно, что какой бы ни была разность фаз между соседними точками УФ, рано или поздно начинают проявляться интегральные параметры УФ. На определенном пределе в практическом масштабе времени наступает коллапс или бифуркация рассматриваемого участка системы. Эти процессы, по-видимому, можно рассматривать как прохождение простейшего сигнала по цепочке УФ. Физическим аналогом здесь может служить движение частицы поля со скоростью c по структурам атома. Таким образом, атом может представлять собой систему, регулярно подвергающуюся коллапсам.

2. Одним из простейших уравнений, связывающим соседние точки УФ (будем называть такие уравнения «фундаментальными») можно считать уравнение:

$$T_0^2(d^2\varphi/dt^2)^2 - d\varphi/dt = 0 \quad (1)$$

Здесь $d\varphi/dt = \omega$ – угловая частота, $T = \int_a^b \varphi dt$.

Итак, предположим, что фазе в определенный момент времени соответствует параметр угла в модели плоского ротатора как интеграл

$$\int_a^b \omega dt = \varphi$$

С другой стороны, для плоского ротатора может быть записано и такое соотношение

$$\varphi = Rc/\sigma^2$$

Здесь R – радиус ротатора, σ^2 – константа, имеющая размерность коэффициента диффузии.

Следовательно, (1) можно записать таким образом:

$$T_0^2\omega^2/(Rc) = \sigma^{-2} \quad (2)$$

Соотношение (2) идентично уравнению для магнитной

индукции поля, которое образует колеблющийся по гармоническому закону элементарный диполь в ближней зоне [7]:

$$B = \mu_0 p_0^2 \omega^2 / (Rc)$$

Здесь B – амплитудное значение поля в направлении, перпендикулярном диполю, R – расстояние, на котором фиксируется значение поля, p_0 – элементарный электрический диполь, ω – циклическая частота колебаний диполя.

Таким образом, явление электромагнитной индукции может быть смоделировано на простейшем физико-математическом уровне. При этом продвижение импульса возмущения по цепочке производных можно интерпретировать как движение тока смещения.

Выводы: 1. Классические явления электромагнетизма можно свести к фотонному давлению, запаздыванию потенциалов и эффекту Доплера.

2. Реликтовое излучение играет важнейшую роль в процессах электромагнитного взаимодействия частиц вещества. Его параметры определяют величину элементарного электрического заряда.

3. Электрический заряд представляет собой скрытый кинематический параметр.

4. Есть основания считать, что протоны и электроны в атомах могут быть связаны не кулоновским, а эквивалентным ему магнитным взаимодействием, для которого в первом приближении характерна, например, линейная обратно пропорциональная зависимость напряженности основного поля от вектора R .

5. Магнитное поле в веществе образуется в симметричных системах частиц за счет энергии распадающихся фотонов, приходящих к системе извне.

6. Магнитное взаимодействие электронов при стандартных значениях скоростей их параллельного движения по своей интенсивности практически не отличается

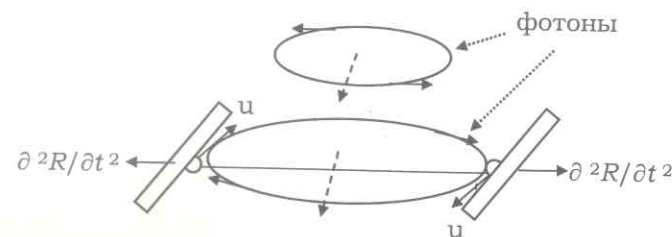
от гравитационного взаимодействия этих частиц.

7. Релятивистская теория может быть построена на принципе зависимости скорости света от относительной скорости движения системы, излучающей ЭМВ.

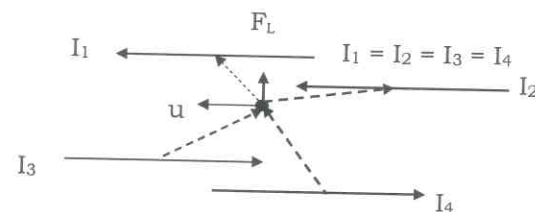
8. Поперечный эффект Доплера, по всей видимости, имеет отношение к гравитационному взаимодействию.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1]. Ю. А. Розанов, Случайные процессы, Москва, 1971.
- [2]. Д. Камке, К. Кремер, Физические основы единиц измерения, Москва, 1980.
- [3]. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Москва, 1973.
- [4]. Т. Ф. Татур, Основы теории электромагнитного поля, Москва, 1989.
- [5]. Фейнмановские лекции по физике, т. 6. Электродинамика, Москва, 1966.
- [6]. Л. Бриллюэн, Новый взгляд на теорию относительности, Москва, 1972.
- [7]. А. Н. Матвеев, Электричество и магнетизм, Москва, 1983.



Р. 1. Схема образования магнито-симметричного взаимодействия



Р. 2. Схема образования интегральной силы Лоренца

ОВСЕЙЧИК ВЯЧЕСЛАВ ВЛАДИМИРОВИЧ

РАДИОИНЖЕНЕР

КОНЦЕПЦИИ

НОВОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

memua@ya.ru

All rights reserved

15.08.2007 г.

Отпечатано в РУП «Бобруйская укрупненная типография им. А.Т. Непогодина»,
Печатный салон, 15.08.2007 г.,
Заказ №Н-1079 т.50 экз.