Электромагнитная масса заряда

Кулигин В.А., Корнева М.В., Кулигина Г.А

(исследовательская группа АНАЛИЗ)

e-mail: victor_kuligin@mail.ru

Аннотация. Показано, что все квазистатические явления превосходно описываются аппаратом аналитической механики. В рамках квазистатической электродинамики найдено решение проблемы классической электромагнитной массы. Доказаны законы сохранения энергии Умова и Ленца, опираясь на которые законы можно утверждать, электромагнитная масса подобна обычной инерциальной массе. Анализ уравнений Максвелла позволил обнаружить ошибку допущенную Максвеллом. Ошибка породила иллюзию, что все без исключения физические процессы имеют только «запаздывающий характер» и должны описываться запаздывающими потенциалами. Мгновенное действие на расстоянии вопреки объективной реальности признано ошибкой. Эта ошибка способствовала возникновению кризиса физики в конце XIX века.

Ключевые слова: *законы сохранения, механика, дальнодействие, квазистатическая электродинамика.*

1. Введение

Группа АНАЛИЗ традиционно не выдвигает гипотезы «сумасшедшего» характера. В науке хватает места бесплотным фантазиям, ошибкам и фальсификациям. Теория с математическими или гносеологическими ошибками напоминает замусоренную комнату, оставленную бомжами. Смотреть неприятно. Еще неприятнее внушать студентам (согласно учебной программе) элементы подобной теории.

В классической физике издавна существуют две нерешенные проблемы: проблема электромагнитной массы и *макроскопическая* теория излучения электромагнитной волны. Еще в начале XX века ученые возлагали надежды на квантовые теории. Однако квантовые теории оказались неспособными дать решение проблем. Более того, сами квантовые теории столкнулись с трудностями, корни которых лежат в классических теориях. Возник порочный круг.

В этой статье мы познакомим с новым подходом к обоснованию квазистатической электродинамики и приведем полное решение проблемы электромагнитной массы в рамках квазистатической электродинамики. Математический формализм релятивистского варианта решения существует [1], но здесь его рассматривать преждевременно. Вариант связан с необходимостью обсуждения ряда гносеологических проблем релятивистской физики.

Проблему излучения целесообразно анализировать специально. Здесь не только много интересного (например, классическая сверхпроводимость и др.), но и много сопутствующих проблем. Анализ мы начнем с уравнений Максвелла.

2. Свойства полей скалярного потенциала заряда

Проблемы в электродинамике начинаются с ошибочного подхода к уравнениям Максвелла. Максвелл проделал *громадную* работу, переводя словесные описания Фарадея экспериментов на язык математики. Максвелл опирался на известные тогда работы Кулона, Эрстеда, Ампера, Фарадея. В тот период еще не существовало современных измерительных приборов и современных методов анализа явлений. Экспериментаторы не могли обнаружить явление запаздывания потенциала в то время.

Сейчас невозможно достоверно восстановить логику суждений Максвелла. Но мы можем сделать *параллельное* исследование, опираясь на логику, аналитическую механику и теорию потенциала. Рассматривая условно потенциал как некую «среду» мы можем использовать результаты механики сплошных сред [2].

Уравнение для потенциала заряда. Как известно, электрический заряд окружен полем, которое имеет две характеристики: энергетическую и силовую. *Энергетической* характеристикой поля заряда является скалярный потенциал ϕ. Потенциал поля заряда q описывается уравнением Пуассона

$$\Delta\phi = -\rho / \varepsilon \qquad (2.1)$$

Величина потенциала определена уравнением (2.1) неоднозначно с точностью до константы. Чтобы исключить неоднозначность принято следующее определение потенциала:

> ***Потенциал*** *покоящегося заряда в данной точке пространства это энергетическая характеристика поля заряда, численно равная работе по перемещению пробного заряда (единичного положительного, точечного заряда) из бесконечности в данную точку пространства.*

Мы будем рассматривать точечный заряд, т.е. заряд с бесконечно малыми размерами. Потенциал точечного заряда равен

$$\phi = \frac{q}{4\pi\varepsilon R} \qquad (2.2)$$

Уравнение непрерывности потенциала. Мы используем для анализа уравнение непрерывности скалярного потенциала [2].

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathrm{div}\mathbf{v}\phi = 0 \qquad (2.3)$$

Для точечного заряда мы имеем следующее выражение

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\mathrm{div}(\mathbf{v}\phi) = -\mathbf{v}\cdot\mathrm{grad}\phi \qquad (2.4)$$

Очевидно, $\mathrm{div}\mathbf{v} = 0$, поскольку заряд сохраняет свою точечную форму.

Напряженность поля заряда. Это вторая характеристика поля, окружающего заряд. Мы будем именовать это поле Кулоновским электрическим полем $\mathbf{E}_q$.

> *Напряженность* ***кулоновского*** *электрического поля покоящегося заряда это силовая характеристика поля заряда (векторная величина), численно равная силе, действующей на пробный заряд (единичный, положительный точечный заряд), помещенный в данную точку пространства.*

$$\mathbf{E}_q = -\text{grad}\phi = \frac{q\mathbf{R}}{4\pi\varepsilon R^3} \qquad (2.5)$$

<u>Векторный потенциал и его свойства.</u> В механике есть понятие массы частицы m и импульса $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. Мы можем рассматривать потенциал, как аналог массы. Тогда по аналогии мы можем ввести векторный потенциал $\mathbf{A} = \phi\mathbf{v}/c^2$, как аналог импульса. Векторный потенциал **A** возникает при движении заряда относительно наблюдателя. Мы записываем ниже новую форму уравнения непрерывности (2.3):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial\phi}{\partial t} + \text{div}\mathbf{A} = 0. \qquad (2.6)$$

Итак, мы определили дивергенцию векторного потенциала. Определим теперь вихрь векторного потенциала

$$\text{rot}\mathbf{A} = \frac{1}{c^2}\text{rot}\phi\mathbf{v} = \frac{1}{c^2}[\text{grad}\times\mathbf{v}] = \mathbf{H} \qquad (2.7)$$

Вихрь векторного потенциала называют напряженностью магнитного поля:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu}\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$$

Мы специально обращаем внимание на выражение $\text{rot}\mathbf{v} = 0$. Все точки поля на любом расстоянии от точечного заряда имеют *всегда одну и ту же скорость* равную скорости заряда (мгновенное действие). Поле точечного заряда не может вращаться вокруг оси, проходящей через заряд. Это поле движется только ***поступательно*** при любой кривизне траектории. Напомним определение

> ***Поступательным*** *движением тела считается такое криволинейное движение протяженного тела, при котором его пространственная ориентация сохраняется одной и той же в любой точке траектории.*

<u>Фарадеевское эдектрическое поле.</u> При движении скалярного потенциала относительно неподвижного наблюдателя наблюдатель обнаружит «добавку» к напряженности поля. Эта добавка есть *сторонняя* ЭДС . Соответствующая ей напряженность стороннего поля равна $\mathbf{E}_f = -\partial\mathbf{A}/\partial t$. Мы будем именовать $\mathbf{E}_f$ Фарадеевским электрическим полем. Это поле называют также сторонним электрическим полем. $\mathbf{E}_f$ нельзя заменить кулоновским полем, образованным системой неподвижных зарядов. Сторонняя $\mathbf{E}_f$ есть результат движения поля скалярного потенциала относительно покоящегося пробного заряда в системе отсчета наблюдателя.

<u>Условие сохраняемости векторных трубок.</u> Для некоторого произвольного вектора ***a*** это уравнение имеет вид [2]:

$$\frac{\partial\mathbf{a}}{\partial t} + \mathbf{v}\text{div}\mathbf{a} + \text{rot}[\mathbf{a}\times\mathbf{v}] = 0 \qquad (2.8)$$

Мы заменим вектор ***a*** векторным потенциалом $\mathbf{E}_q = \text{-grad}\phi$:

$$\frac{\partial\text{grad}\phi}{\partial t} + \mathbf{v}\Delta\phi + \text{rot}[\text{grad}\phi\times\mathbf{v}] = \frac{\partial\text{grad}\phi}{\partial t} + \mathbf{v}\Delta\phi + \text{rot}(\phi\mathbf{v}) = 0 \qquad (2.9)$$

Принимая во внимание уравнения (2.1), (2.6) и (2.7) мы можем выражение (2.9) привести к следующему виду

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_q}{\partial t} + \mu \mathbf{j}_q \qquad (2.10)$$

где: $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu}\mathrm{rot}\mathbf{A}$; $\mathbf{E}_q = -\mathrm{grad}\phi$; $\mathbf{j}_q = \rho\mathbf{v} = -\varepsilon\mathbf{v}\Delta\phi$ (2.11)

Величину $\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_q}{\partial t} = \mathbf{j}_q$ называют током смещения.

К полученному уравнению можно добавить тождество

$$\mathrm{rot}(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}) = -\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{rot}\mathbf{A} \qquad (2.12)$$

Выражение (2.12) есть основа закона Фарадея

$$\mathrm{rot}\mathbf{E}_f = -\mu \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{H} = -\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} \qquad (2.13)$$

<u>Система уравнений.</u> Теперь мы можем собрать все результаты в единую систему уравнений, которая следует из теории потенциала и аналитической механики. Это выражения (2.10), (2.13), (2.11):

$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_q}{\partial t} + \mathbf{j}$ (2.14); $\mathrm{div}\mathbf{H} = 0$ (2.15); $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$ (2.16);

$\mathrm{rot}\mathbf{E}_f = -\mu \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{H}$ (2.17); $\mathrm{div}\mathbf{E}_q = -\Delta\phi = \rho/\varepsilon$ (2.18)

Система уравнений (2.14) – (2.18) описывает квазистатические явления электродинамики. Обратите внимание на интересный и важный факт.

Фарадеевский ток смещения $\mathbf{j}_f = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_f}{\partial t}$ не вошел в уравнение сохраняемости векторных трубок и их интенсивности (2.9) для кулоновского электрического поля и в записанную систему уравнений.

3. Ошибка Максвелла

Известно, что введение тока смещения было для Максвелла одной из важных проблем. Максвелл следующее выражение для тока смещения

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_q + \mathbf{j}_f = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_q}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_f}{\partial t}. \qquad (3.1)$$

Появление Фарадеевского тока смещения $\mathbf{j}_f$ в уравнениях электродинамики это случайная ошибка Максвелла. Можно предположить, что он «не увидел» различия между электрическими полями $\mathbf{E}_q$ и $\mathbf{E}_f$. Добавка $\mathbf{j}_f$ к току смещения $\mathbf{j}_q$ нарушает условие сохраняемости векторных трубок и их интенсивности (2.8). Последователи теории Максвелла не смогли провести необходимый анализ уравнений и приняли уравнения Максвелла «на веру».

«Добавка» принципиально изменила описание электромагнитных явлений. В решении уравнений возникли запаздывающие потенциалы. После обнаружения Г. Герцем электромагнитных волн сторонники теории близкодействия объявили

мгновенное действие на расстоянии «ересью». Они начали методично «клеймить позором» мгновенное действие на расстоянии, как это свойственно догматикам,

Физиками было даже специально введен термин «**предельная скорость распространения**» в противовес мгновенному действию на расстоянии. Термин, конечно, можно ввести. Однако до настоящего времени нет *смыслового определения* этого термина. Бессмысленному термину дать смысловое определение невозможно. Ссылаются обычно на причинность. Рассмотрим и это.

Главным признаком взаимодействия двух тел или тела и поля является наличие **контакта** между ними. Есть контакт – взаимодействие возможно; нет контакта – взаимодействия нет. Что такое «скорость распространения взаимодействия»? Быть может, это скорость движения «*контакта*»? Логика утверждает, что если нет контакта, то говорить о «распространении взаимодействия» любого вида бессмысленно по причине отсутствия этого самого «контакта». Вот вам пример «деформирования» логики или, что, то же самое, фальсификация.

Удаление из физики мгновенного действия на расстоянии это шаг, ставший предрассудком. Чтобы пояснить мы запишем уравнения Максвелла в калибровке Лоренца. Мы используем общепринятые обозначения.

$$\Delta\mathbf{A} - \frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial(ct)^2} = -\mu\mathbf{j};\ \Delta\phi - \frac{\partial^2\phi}{\partial(ct)^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad (3.2)$$

Уравнения (3.2) это уравнения для потенциалов поля **A** и ϕ. Поэтому решения уравнений (3.2) (скалярный и векторный потенциалы) будут всегда запаздывающими. Это «очевидно».

Чтобы получить описание квазистатических явлений электродинамики, мы можем формально сделать скорость света бесконечно большой $c \to \infty$. В этом случае мы получаем

$$\Delta\mathbf{A} = -\mu\mathbf{j};\ \ \Delta\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (3.3)$$

Однако такой прием есть иллюзия. Мы знаем, что квадрат скорости света равен $c^2 = 1/\varepsilon\mu$. Чтобы получить бесконечную скорость света, мы должны либо ε, либо μ сделать равными нулю. Рассмотрим эти варианты.

- Если $\varepsilon \to 0;\ c \to \infty$, тогда мы *теряем закон Кулона*. Описание квазистатических явлений без закона Кулона невозможно.
- Если $\mu \to 0;\ c \to \infty$, тогда мы *теряем закон Фарадея*. Описание квазистатических явлений без закона Фарадея тоже невозможно.

Таким образом, мгновенное действие на расстоянии объективно ***существует одновременно*** с запаздывающими потенциалами. Ни один даже самый ярый противник мгновенного действия на расстоянии **не способен** опровергнуть эти аргументы.

Сейчас неприятие мгновенного действия на расстоянии превратилось в *предрассудок*, в догму. Отрицание мгновенного действия на расстоянии направило развитие теоретической мысли по *неверному* пути, подтолкнуло к нарушениям логики и к фальсификациям в научных теориях. Строго обоснованные классические теории стали рассматриваться как «неполноценные» и были преданы остракизму. Фундаментальными теориями были назначены

логически противоречивые квантовые теории, СТО и ОТО. Критиков объявили «лжеучеными» (еретиками), как и положено при догматизме.

Аналогичная ситуация была в средние века. Еретиков за критику теории Птолемея сжигали на кострах. Но история повторяется. В 60-х годах критиков СТО сажали в «психушку». Это документальный факт.

К существованию мгновенного действия на расстоянии ученые должны вернуться. Они должны понять или принять мысль о том, что в объективной науке, как и в природе, есть место и запаздывающим потенциалам (волновым процессам), и мгновенному действию на расстоянии.

4. Закон Умова

Пусть некоторый потенциал ϕ создается источником поля с обильностью ρ/ε. Запишем интеграл *I*.

$$I = \frac{1}{2}\int \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} dV = -\frac{\varepsilon}{2}\int \Delta\phi \frac{\partial \phi}{\partial t} dV = \frac{\varepsilon}{2}\int [\mathrm{div}(\mathrm{grad}\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t}) - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{grad}\phi)^2]dV \quad (4.1)$$

где dV – элемент объема.

Используя теорему Гаусса, преобразуем интеграл *I*.

$$I = -\frac{\varepsilon}{2}\oint \frac{\partial \phi}{\partial t}\mathrm{grad}\phi \cdot \mathbf{n}^0 d\sigma + \frac{\varepsilon}{4}\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{grad}\phi)^2 dV \quad (4.2)$$

где: $d\sigma$ – элемент поверхности; $\mathbf{n}^0$ – единичная нормаль к поверхности.

С другой стороны мы можем представить уравнение (4.1) в следующей форме.

$$I = -\frac{\varepsilon}{2}\oint [\mathrm{grad}\phi \times [\mathbf{v} \times \mathrm{grad}\phi]]\mathbf{n}^0 d\sigma - \frac{\varepsilon}{4}\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{grad}\phi)^2 dV \quad (4.3)$$

Приравнивая уравнения (4.2) и (4.3), получим закон сохранения энергии Умова:

$$\oint \mathbf{S}_u \mathbf{n}^0 d\sigma + \int \frac{\partial w_e}{\partial t} dV = 0 \quad (4.4)$$

где: $\mathbf{S}_u = \frac{\varepsilon}{2}\{-\frac{\partial \phi}{\partial t}\mathrm{grad}\phi + [\mathrm{grad}\phi \times [\mathbf{v} \times \mathrm{grad}\phi]\} = w_e \mathbf{v}$ (4.5)

– плотность потока вектора Умова;

$$w_e = \frac{\varepsilon}{2}(\mathrm{grad}\phi)^2 = \mu_e c^2 \quad (4.6)$$

– плотность энергии поля заряда;

$\mu_e = w_e / c^2$ - плотность электромагнитной массы.

Уравнение (4.4) есть интегральная форма закона сохранения энергии **Умова**, который был опубликован им [3] еще в 1874 для механики сплошных сред. Для нерелятивистской электродинамики он был сформулирован в 1974 г. [4]. Результаты были опубликованы также в [5].

Очевидно уравнения (4.5) и (4.6) прекрасно соответствуют соотношениям механики Ньютона. Используя этот результат, мы можем дать корректное вычисление электромагнитной массы, которое устраняет трудности в

рассмотренных ранее примерах. Полученные соотношения справедливы для зарядов ***произвольной*** формы.

$$m_e = \frac{1}{c^2}\int w_e dV = \int \mu_e dV; \qquad \mathbf{P}_e = \frac{1}{c^2}\int \mathbf{S}_e dV; \qquad \mathbf{P}_e = m_e \mathbf{v}$$

Что касается вектора Пойнтинга, то его неприменимость для подобных задач очевидна.

5. Уравнение баланса кинетической энергии (закон Ленца)

Теперь мы докажем другой важный результат [6]. Мы получим уравнение баланса кинетической энергии для поля заряда. Вряд ли вызовет сомнение факт, что электромагнитное поле обладает **кинетической энергией**. Наличие электромагнитного импульса поля свидетельствует об этом. Однако мы приведем доказательство, чтобы дать полную картину явлений.

Сначала мы рассмотрим физическую модель кинетической энергии поля заряда. Если на заряд воздействуют внешние силы, заряд ускоряется, и кинетическая энергия поля заряда увеличивается.

Ускоренное движение заряда мы можем рассматривать как прыжок (переход) заряда из одной **сопутствующей инерциальной системы** отсчета в другую. Сопутствующая и ускоренная системы отсчета имеют равные скорости в бесконечно малом интервале времени.

Электрическое поле $\mathbf{E}_q = -\mathrm{grad}\phi$ в *сопутствующей системе* не зависит от времени и векторный потенциал **A** равен в ней нулю. Ускоренное движение заряда возбуждает добавочное электрическое поле **E'**, которое обусловлено изменением векторного потенциала **A** во времени. Обозначим это изменение **A'.** Это поле мы не можем рассматривать как пренебрежимо малую величину. В *сопутствующей* системе отсчета оно равно:

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{2}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\phi}{2c^2}\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \qquad (5.1)$$

Подчеркнем различие стороннего поля $\mathbf{E}_f$ от поля **E'.** Стороннее поле $\mathbf{E}_f$ возникает для неподвижного наблюдателя при движении заряда мимо него. Поле **E'** рождается в *сопутствующей* системе отсчета (**v** = 0) при ускорении заряда и воздействует на сам заряд (противодействует ускорению), обуславливая электромагнитную инерцию.

Плотность мощности, которая идет на ускорение точечного заряда, равна:

$$p_k = -\rho \mathbf{v}\mathbf{E}' = \mu_e \frac{\partial}{\partial t}\frac{\mathbf{v}^2}{2} \qquad (5.2)$$

где μ_e – плотность электромагнитной массы.

Эта мощность не зависит от выбора инерциальной системы отсчета в механике Ньютона. Теперь мы должны описать эту модель математически.

Доказательство закона Ленца.

Для доказательства **закона Ленца** воспользуемся формулой Грина для векторного потенциала.

$$\int \mathbf{G}\Delta\mathbf{M}dV = \oint(\mathbf{G}\mathrm{div}\mathbf{M} + \mathbf{G}\times\mathrm{rot}\mathbf{M})\mathbf{n}^0 d\sigma - \int(\mathrm{div}\mathbf{G}\mathrm{div}\mathbf{M} + \mathrm{rot}\mathbf{G}\mathrm{rot}\mathbf{M})dV$$

где: **G** и **M** –вектора двух некоторых полей.

Пусть $\mathbf{G} = \mathbf{E}' = -\frac{1}{2}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$ будет полем, которое создается ускоренным зарядом, а $\mathbf{M} = \mathbf{A}/\mu$. В этом случае мы автоматически получаем уравнение баланса кинетической энергии в стандартной форме (закон сохранения энергии Ленца):

$$\mathrm{div}\mathbf{S}_L + \frac{\partial w_k}{\partial t} + p_k = 0 \qquad (5.3)$$

где:

а) $p_k = -\frac{1}{2}\mathbf{j}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$ (5.4)

это плотность мощности, которая изменяет кинетическую энергию заряда;

б) $w_k = \frac{1}{4\mu}[(\mathrm{div}\mathbf{A})^2 + (\mathrm{rot}\mathbf{A})^2]$ (5.5)

Выражение (5.5) есть плотность кинетической энергии поля заряда

Легко видеть, что $w_k = \frac{\mathbf{v}^2}{2c^2}\frac{\varepsilon}{2}(\mathrm{grad}\phi)^2 = \frac{w_e\mathbf{v}^2}{2c^2} = \mu_e\frac{\mathbf{v}^2}{2}$.

в) $\mathbf{S}_L = -\frac{1}{2\mu}[\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\mathrm{div}\mathbf{A} + \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\times\mathrm{rot}\mathbf{A}]$ (5.6)

Выражение (5.5) это плотность потока кинетической энергии (плотность потока кинетической энергии или вектор Ленца).

Выражение (5.3) представляет собой закон сохранения, который является математическим выражением ***правила* Ленца.** В следующем параграфе мы проиллюстрируем этот закон примером.

6. Баланс энергии элемента тока

Теперь предстоит проиллюстрировать выражение для баланса кинетической энергии на примере. В квазистатической электродинамике векторный потенциал элемента тока определяется выражением:

$$d\mathbf{A} = \mu\frac{I(t)d\mathbf{l}}{4\pi r} \qquad (6.1)$$

Подставляя выражение (6.1) в уравнения (5.5) и (5.6), мы можем записать такие результаты:

1. Плотность кинетической энергии элементарного тока равна:

$$d^2 w_k = \frac{\mu}{2}\left(\frac{I(t)d\mathbf{l}}{4\pi r^2}\right)^2 = \frac{\mu}{2}\frac{I^2(t)(dl)^2}{(4\pi r^2)^2} \qquad (6.2)$$

Распределение плотности кинетической энергии обладает радиальной симметрией. Плотность кинетической энергии убывает как r^4.

2. Плотность потока кинетической энергии (вектор Ленца), окружающего элементарный ток, равна:

$$d^2\mathbf{S}_L = \mathbf{r}\frac{\partial}{\partial t}d^2 w_k = \mu\frac{I(t)(dl)^2}{(4\pi r^2)^2}\frac{\partial I(t)}{\partial t}\cdot\mathbf{r} \qquad (6.3)$$

Теперь нам следует обсудить характерные особенности плотности потока кинетической энергии.

Изменение плотности кинетической энергии $d^2 w_k$, окружающей элемент тока, связано с плотностью потока кинетической энергии $d^2\mathbf{S}_L$. Плотность потока $d^2\mathbf{S}_L$, в свою очередь, зависит от изменения квадрата силы тока I^2 во времени.

Если величина тока (независимо от его направления) увеличивается, плотность потока кинетической энергии $d^2\mathbf{S}_L$ **положительна** и $d^2\mathbf{S}_L$ направлена вдоль радиуса. Она увеличивает кинетическую энергию поля, окружающего элемент тока.

Если же ток уменьшается, тогда плотность потока $d^2\mathbf{S}_L$ движется **в обратном направлении**, т.е. направлена к этому элементу тока. Поток Ленца стремится поддержать и сохранить величину тока в этом элементе. Когда происходит изменение тока, плотность потока кинетической энергии возникает одновременно во всех точках пространства безо всякого запаздывания, т.е. мгновенно.

При любом изменении величины тока **потери на излучение отсутствуют**. Заметим, что плотность потока $d^2\mathbf{S}_L$ уменьшается в пространстве по мере удаления от элемента тока как $1/r^3$.

В противовес вектору Умова, который описывает **конвективный** перенос энергии зарядом, движущимся с постоянной скоростью **v**, плотность потока Ленца существует только **при ускоренном движении** заряда (при изменении тока).

Электрическое поле, равное $\mathbf{E}' = -\frac{1}{2}\partial\mathbf{A}/\partial t$, определяет инерцию, т.е. величину силового **противодействия** ускорению заряда (противо-ЭДС). Мы можем рассматривать его как напряженность электрического поля (ЭДС самоиндукции).

Поток Ленца никак не может быть следствием вектора Пойнтинга хотя бы по тому, что поток Ленца описывает не только движение энергии в пространство от источника, но и обратное движение энергии к источнику, если обильность источника уменьшается.

7. Заключение

Итак, мы провели обстоятельный математический анализ основ квазистатической электродинамики. В результате этого анализа было выяснено следующее.

1. Все квазистатические явления превосходно описываются аппаратом аналитической механики. Это легко объяснимо, поскольку аналитическая механика строилась, опираясь на механику Ньютона.

2. В рамках квазистатической электродинамики было найдено решение проблемы классической электромагнитной массы. Были доказаны законы сохранения энергии Умова и Ленца. Опираясь на эти законы можно утверждать, что свойства электромагнитной массы подобны свойствам обычной инерциальной массы. Электромагнитная масса и электромагнитный импульс превосходно вписываются в законы механики.

3. Можно допустить существование у заряда массы неэлектромагнитного происхождения, которая отвечает за устойчивость заряда, т.е. противодействует кулоновским силам, стремящимся разорвать заряд. Нетрудно установить логически, что масса неэлектромагнитного происхождения, как и электромагнитная, также имеет стандартные механические свойства.

4. Анализ уравнений Максвелла с позиции механики сплошных сред позволил обнаружить ошибку допущенную Максвеллом. Эта ошибка, как и несколько других ошибок в смежных теориях, способствовала возникновению кризиса физики в конце XIX века. Ошибка породила иллюзию, что все без исключения физические процессы имеют «запаздывающий характер» и должны описываться запаздывающими потенциалами.

5. С одной стороны, ошибка нацелила ученых на исследование электромагнитных волновых процессов. С другой стороны, ошибка отвергла мгновенное действие на расстоянии и, тем самым, способствовала выбору неверных направлений научных исследований и созданию некорректных научных теорий.

Список литературы:

1. В.А. Кулигин, М.В. Корнева. Обсудим книгу Ландау и Лифшица «ТЕОРИЯ ПОЛЯ» http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001e/00162877.htm
2. Н.Е. Кочин Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, Наука, М. 1963
3. N.A. Umoff (Umov) Beweg – Gleich. d. Energie in contin. Korpern, Zeitschriff d. Math. and Phys. V. XIX, Schlomilch. 1874.
4. Кулигин В.А., Кулигина Г.А. Электромагнитная масса (Заявка на открытие) 32-ОТ 84-57. 1974.
5. V.A. Kuligin, G.A. Kuligina, M.V. Korneva. The Electromagnetic Mass of a Charged Particle. APEIRON. Page 6 .Vol. 3 Nr. 1 January 1996
6. В.А. Кулигин, М.В.Корнева, Г.А. Кулигина. Анализ ошибок и заблуждений в современной электродинамике. [ISBN-13:978-3-659-32667-7; ISBN-10: 3659326674; EAN: 9783659326677]. LAP, Berlin. 2012.