Кризис релятивистских теорий

Виктор КУЛИГИН, Галина КУЛИГИНА, Мария КОРНЕВА
Исследовательская группа «Анализ»

Часть 5. Электромагнитная масса

Дано решение проблемы электромагнитной массы в рамках механики Ньютона. Показано, что любая масса имеет стандартные свойства механической массы.

The solution of the electromagnetic mass problem is given in framework of Newton's mechanics. It is shown that any mass has standard mechanical properties.

Введение

Сразу же после доказательства Пойнтингом своего закона сохранения энергии возникла проблема электромагнитной массы. Причина в том, что электромагнитная масса не имела стандартных свойств обычной инерциальной массы. Ниже мы покажем это на примерах. Поскольку инерциальная масса любой заряженной частицы есть инерциальная масса со *стандартными* инерциальными свойствами, возникла гипотеза о том, что общая (механическая) масса заряда есть сумма электромагнитной массы и массы неэлектромагнитного происхождения. Хотя сам подход не вызывает сомнения, однако существует одна проблема. Электромагнитная масса, обладающая *«плохими»* свойствами, в сумме с массой неэлектромагнитного происхождения, также обладающей другими *«плохими»* свойствами, должна давать инерциальную массу с *«хорошими»* механическими свойствами. Это первый аспект.

Вторым аспектом проблемы электромагнитной массы стала проблема структуры протяженного заряда. Очевидно, что без решения первой проблемы решить вторую проблему нереально. Поиски модели заряда не привели к успеху [1], [2]. Предполагалось, что эти проблемы могут быть успешно решены с помощью квантовых теорий. Это предположение не оправдалось. Более того, оказалось, что многие трудности квантовых теорий имеют «классические корни». Проблема электромагнитной массы – один из таких корней.

Итак, мы имеем дело с порочным кругом. Выход нам подсказывают результаты, полученные в предыдущих Частях нашей работы. Во второй Части мы показали, что вектор Пойнтинга не ***универсален***, электродинамика не может обойтись без уравнения Пуассона, а в третьей Части было установлено, что мгновеннодействующие потенциалы не противоречат принципу причинности.

Наша задача – анализ первого аспекта проблемы электромагнитной массы.

1. Проблема электромагнитной массы

Мы не отрицаем, что применение вектора Пойнтинга к задачам, связанным с излучением и распространением электромагнитных волн, было плодотворным. Однако, мы должны, используя примеры, показать, что использование вектора Пойнтинга для анализа квазистатических явлений электродинамики ведет к некорректным результатам.

Как известно, масса частицы m в механике Ньютона связана со своим импульсом **P** соотношением:

$$\mathbf{P} = m\mathbf{v}$$

Точно такое же соотношение должно иметь место и для плотности энергии частицы w и плотностью потока **S**.

$$\mathbf{S} = w\mathbf{v} \tag{1.1}$$

Мы предполагаем, что теми же свойствами должна обладать и плотность электромагнитной энергии.

$$\mathbf{S}_e = w_e\mathbf{v} \tag{1.2}$$

где $w_e = \frac{\varepsilon}{2}(\mathrm{grad}\phi)^2$ – плотность энергии электромагнитной массы.

Мы не будем рассматривать релятивистский случай, поскольку, как было установлено в Части 1, Специальная теория относительности не может рассматриваться как *научная* теория, а скорость зарядов не ограничивается скоростью света в вакууме.

Пример 1. Рассмотрим равномерно заряженную по объему сферу, движущуюся с постоянной скоростью вдоль **v** оси x. Для сравнения рассмотрим две точки на поверхности сферы, изображенной на рис. 1.

Вычислим величину вектора Пойнтинга для двух точек, одна из которых находится на максимальном удалении от оси, другая – на оси x.

$$\mathbf{S}_e = [\mathbf{E}\times\mathbf{H}] = \varepsilon(\mathrm{grad}\phi)^2\,\mathbf{v} \text{ (точка 1)}$$

$$\mathbf{S}_e = [\mathbf{E}\times\mathbf{H}] = 0 \text{ (точка 2)}$$

Величина плотности массы (энергии) электромагнитного поля и величина скорости в этих точках одинаковы. Однако на периферии плотность потока $\mathbf{S}_e$ в два раза больше, чем это требуется ньютоновской механикой, а на оси равна нулю. Почему такое различие?

В релятивистском случае мы сталкиваемся с известной проблемой «4/3», которая обсуждается во многих учебниках по электродинамике (например, [3]).

Пример 2. Теперь мы рассмотрим бесконечную заряженную плоскость, которая изображена на Рис. 2. Если плоскость движется вдоль оси y, то плотность потока вновь в 2 раза больше.

$$\mathbf{S}_e = [\mathbf{E}\times\mathbf{H}] = \varepsilon(\mathrm{grad}\phi)^2\,\mathbf{v}$$

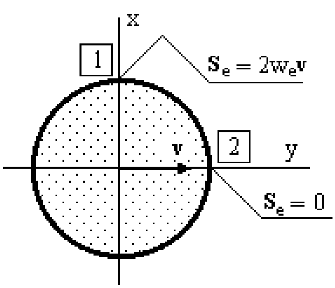

Рис. 1

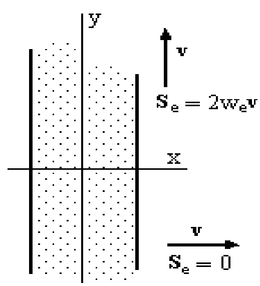

Рис. 2

Здесь мы опять сталкиваемся с нарушением классического соотношения (1.2). Плотность потока в 2 раза больше требуемой. Если же плоскость перемещается вдоль оси x, то $\mathbf{S}_e$ равно нулю, поскольку магнитное поле благодаря симметрии будет отсутствовать.

$$\mathbf{S}_e = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = 0$$

Как известно, в природе масса есть **скалярная** величина. Теперь мы должны признать, следуя логике, что скалярная инерциальная масса должна иметь **тензорные** свойства? Это абсурд! Некоторые исследователи считают этот пример некорректным, поскольку бесконечных заряженных плоскостей не существует. Тогда электродинамика должна иметь пределы применимости, т.е. должна содержать требование, чтобы исследователи не «забредали» в область тел больших размеров. Неужели там «другая» электродинамика? Нет, та же самая.

2. Вектор Умова

Теперь мы будем решать эту проблему в рамках мгновеннодействующих потенциалов, поскольку принцип причинности позволяет нам этот шаг (см. Часть 3). В Части 2 мы высказали предположение, что поля зарядов и электромагнитная волна имеют различные свойства и, соответственно они должны описываться разными уравнениями. Запишем теперь уравнения для квазистатического поля заряда в привычной для нас форме. Здесь следует заметить, что из-за ошибочности Специальной теории относительности и ограниченности преобразования Лоренца мы не имеем ограничений скорости движения заряда. Эта скорость может быть *любой*.

$$\Delta\mathbf{A} = -\mu\mathbf{j} \quad (2.1); \qquad \Delta\phi = -\rho/\varepsilon \quad (2.2); \qquad \mathrm{div}A + \frac{1}{c^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

При этом векторный потенциал $\mathbf{A}$ связан со скалярным ϕ так же, как плотность тока связана с плотностью заряда.

$$\mathbf{A} = \frac{\phi\mathbf{v}}{c^2} \quad (2.4); \qquad \mathbf{j} = \rho\mathbf{v} \quad (2.5)$$

Эти дополнительные уравнения (2.4) и (2.5) будут необходимы нам для последующего анализа.

Нам необходимо показать, что уравнения (2.1), (2.2) и (2.3) соответствуют классической механике. Для реализации этой цели мы выразим векторный потенциал **A** в уравнении (2.1) через скалярный потенциал ϕ , используя уравнения (2.4) и (2.5).

$$\Delta\mathbf{A}+\mu\mathbf{j}=\frac{1}{c^2}\{\mathrm{rot}[-\mathrm{grad}\phi\times\mathbf{v}]+\frac{\partial}{\partial t}(-\mathrm{grad}\phi)+\mathbf{v}\mathrm{div}(-\mathrm{grad}\phi)=0 \qquad (2.6)$$

В механике сплошных сред существует *уравнение сохраняемости вектора* **a** *и интенсивности его векторных трубок* [4], которое записано ниже:

$$\mathrm{rot}[\mathbf{a}\times\mathbf{v}]+\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{a}+\mathbf{v}\mathrm{div}\mathbf{a}=0$$

Если в нем мы заменим вектор **a** вектором $\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\phi/c^2$, тогда мы получим уравнение (2.6) для свободного заряда. Подобным образом из уравнения (2.3) мы получаем уравнение непрерывности, использующееся в **механике сплошных сред**.

$$\mathrm{div}\mathbf{v}\phi+\frac{\partial\phi}{\partial t}=0 \qquad (2.7)$$

Уравнение (2.2) определяет потенциал ϕ , создаваемый источником с обильностью ρ/ε.

$$\Delta\phi=-\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad (2.8)$$

Мы видим, что квазистатическая электродинамика и механика сплошных сред имеют общие уравнения. Это рождает надежду найти решение первого аспекта проблемы электромагнитной массы. Решение проблемы электромагнитной массы было опубликовано нами в работе [5]. Теперь мы приступим к доказательству.

Доказательство.

Пусть потенциал ϕ создается источником с обильностью ρ/ε (2.8). Запишем интеграл I.

$$I=\frac{1}{2}\int\rho\frac{\partial\phi}{\partial t}dV=-\frac{\varepsilon}{2}\int\Delta\phi\frac{\partial\phi}{\partial t}dV \qquad (2.9)$$

где dV – элементарный объем.

Используя теорему Гаусса, преобразуем интеграл I.

$$I = -\frac{\varepsilon}{2}\oint \frac{\partial\phi}{\partial t}\,\mathrm{grad}\phi\,\mathbf{n}^o d\sigma + \frac{\varepsilon}{4}\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{grad}\phi)^2 dV \tag{2.10}$$

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

С другой стороны, используя уравнения (2.6) и (2.7), мы можем представить уравнение (2.9) в следующей форме.

$$I = -\frac{\varepsilon}{2}\oint [\mathrm{grad}\phi \times [\mathbf{v} \times \mathrm{grad}\phi]]\mathbf{n}^o d\sigma - \frac{\varepsilon}{4}\int \frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{grad}\phi)^2 dV \tag{2.11}$$

Сравнивая уравнение (2.10) с (2.11), получим:

$$\oint \mathbf{S}_u \mathbf{n}^o d\sigma + \int \frac{\partial w_e}{\partial t} dV = 0 \tag{2.12}$$

где: $\mathbf{S}_u$ – плотность потокам вектора Умова

$$\mathbf{S}_u = \frac{\varepsilon}{2}\{-\frac{\partial\phi}{\partial t}\,\mathrm{grad}\phi + [\mathrm{grad}\phi \times [\mathbf{v} \times \mathrm{grad}\phi]\} = w_e \mathbf{v} \tag{2.13}$$

$w_e = \frac{\varepsilon}{2}(\mathrm{grad}\phi)^2$ – плотность энергии поля заряда (2.14)

Уравнение (2.12) есть закон сохранения энергии Умова, который был опубликован им [6] еще в 1874 для механики сплошных сред. Другое доказательство закона сохранения энергии Умова было изложено в [5].

Очевидно уравнения (2.13) и (2.14) прекрасно соответствуют соотношениям механики Ньютона (1.1) и (1.2). Используя этот результат, мы можем дать корректное вычисление электромагнитной массы, которое устраняет трудности в рассмотренных ранее примерах. Полученные соотношения справедливы для зарядов произвольной формы.

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

3. Уравнение баланса кинетической энергии

Теперь мы докажем другой важный результат: уравнение баланса кинетической энергии. Вряд ли вызовет сомнение факт, что электромагнитное поле обладает кинетической энергией. 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 изменяется. Это изменение связано с изменением плотности тока **j** и векторного потенциала **A**.

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

Электрическое поле $\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\phi$ 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 (см. Приложение 1). Это поле мы не можем рассматривать как пренебрежимо малую величину. В сопутствующей системе отсчета оно равно:

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{2}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\phi}{2c^2}\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \tag{3.1}$$

Плотность мощности, которая ускоряет заряд, равна:

$$p_k = \rho \mathbf{v}\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathbf{jA}}{4}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\mu_e^* \frac{\mathbf{v}^2}{2} \tag{3.2}$$

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.

Для доказательства уравнения баланса кинетической энергии воспользуемся формулой Грина для векторного потенциала.

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

где: $\mathbf{E}$ и $\mathbf{M}$ – некоторые произвольные вектора полей.

Пусть $\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{A}}{2\partial t}$ 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:

$$\mathrm{div}\mathbf{S}_k + \frac{\partial w_k}{\partial t} + p_k = 0 \tag{3.3}$$

где:

а) $$p_k = -\frac{1}{2}\mathbf{j}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{\mathbf{jA}}{4} \tag{3.4}$$

это плотность мощности, которая изменяет кинетическую энергию заряда;

б) $$w_k = \frac{1}{4\mu}[(\mathrm{div}\mathbf{A})^2 + (\mathrm{rot}\mathbf{A})^2] \tag{3.5}$$

это плотность кинетической энергии: $w_k = \frac{\mathbf{v}^2}{2c^2}\frac{\varepsilon}{2}(\mathrm{grad}\phi)^2 = \frac{w_e\mathbf{v}^2}{2c^2} = \mu_e^*\frac{\mathbf{v}^2}{2}$;

в) $$\mathbf{S}_k = -\frac{1}{2\mu}[\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\mathrm{div}\mathbf{A} + \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\times\mathrm{rot}\mathbf{A}] \tag{3.6}$$

это плотность потока кинетической энергии.

Теперь необходимо проиллюстрировать этот закон на примере.

4. Баланс энергии элемента тока

В квазистатической электродинамике векторный потенциал элемента тока определяется выражением:

$$d\mathbf{A} = \mu \frac{I(t)d\mathbf{l}}{4\pi r} \tag{4.1}$$

Подставляя выражение (4.1) в уравнения (3.6) и (3.8), мы можем записать такие результаты.

1. Плотность кинетической энергии равна:

$$d^2 w_k = \frac{\mu}{2}\left(\frac{I(t)d\mathbf{l}}{4\pi r^2}\right)^2 \tag{4.2}$$

Распределение энергии обладает радиальной симметрией.

2. Плотность потока кинетической энергии равна:

$$d^2\mathbf{S}_k = \mathbf{r}\frac{\partial}{\partial t} d^2 w_k \tag{4.3}$$

Теперь нам следовало бы обсудить особенности плотности потока кинетической энергии $d^2\mathbf{S}_k$.

а) Изменение плотности кинетической энергии d^2w_k, окружающей элемент тока, связано с плотностью потока кинетической энергии $d^2\mathbf{S}_k$. Плотность потока $d^2\mathbf{S}_k$, в свою очередь, зависит от изменения квадрата силы тока I во времени. Если величина тока (независимо от его направления) увеличивается, плотность потока кинетической энергии $d^2\mathbf{S}_k$ положительна и $d^2\mathbf{S}_k$ направлена вдоль радиуса. Она увеличивает энергию поля векторного потенциала, окружающего элемент тока. Если же ток уменьшается, тогда поток направлен к этому элементу тока. Он стремится поддержать и сохранить величину тока в этом элементе. При любом изменении величины тока потери на излучение отсутствуют. Заметим, что плотность потока $d^2\mathbf{S}_k$ уменьшается в пространстве по мере удаления от элемента тока как $1/r^3$.

б) Когда изменение тока имеет место, плотность потока кинетической энергии возникает одновременно во всех точках пространства безо всякого запаздывания, т.е. мгновенно.

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

Электрическое поле, равное $\mathbf{E}' = -0{,}5\partial\mathbf{A}/\partial t$, мы можем рассматривать как напряженность поля, создающего ЭДС самоиндукции.

Заключение

Нами исследовалась проблема электромагнитной массы невзаимодействующего (свободного) заряда. При решении проблемы мы **не использовали гипотез** о строении зарядов**.** Электромагнитная масса имеет стандартные свойства механической инерциальной массы.

Как известно, масса заряда m_0 складывается из электромагнитной массы m_e и массы неэлектромагнитного происхождения m_n: $m_0 = m_e + m_n$. С помощью метода индукции несложно сделать важное обобщение. ***Любая инерциальная масса*** **должна обладать** ***стандартными свойствами*** **механической инерциальной массы** ***независимо от природы этой массы.*** Это очень важный результат.

Как предполагалось в Части 2, электродинамика имеет дело с двумя видами полей: с квазистатическими **мгновеннодействующими** полями зарядов (уравнение Пуассона, вектор Умова, инерциальная масса покоя заряда и т.д.) и электромагнитными волнами (волновое уравнение, вектор Пойнтинга, нулевая масса покоя поля и т.д.). Используя **только** запаздывающие потенциалы, мы не сможем построить правильную картину мира. Более того, можно предположить, что квантовые свойства заряда могут быть описаны и объяснены в рамках классических представлений. Непознаваемость явлений микромира с классических позиций есть уступка кантовскому агностицизму. Корпускулярно-волновой дуализм – не решение проблемы, а имитация решения. С этих позиций задача определения структуры протяженных частиц становится первостепенной задачей.

Приложение

Запишем интеграл действия частицы, на которую воздействуют потенциальные силы. Все точки заряда движутся с одинаковыми скоростями.

$$S = \int \{ \int [-\mu^* (1 - \frac{\mathbf{v}^2}{2c^2}) + \Lambda] dV \} dt \qquad (А.1)$$

где: $\mu^* = \mu^*_{\mathrm{e}} + \mu^*_{\mathrm{n}}$;

μ^*_{e} – плотность электромагнитной массы;

μ^*_{n} – плотность неэлектромагнитной массы.

Из уравнения (А.1) следует уравнение движения.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mu^* \mathbf{v}) + \mathbf{v} \times \mathrm{rot}(\mu^* \mathbf{v}) - \mathrm{grad}(\mu^* c^2) + \mathrm{grad}\Lambda = 0 \qquad (А.2)$$

а) Пусть внешние силы отсутствуют ($\Lambda = 0$). Частица будет устойчива, если выполняется следующее условие:

$$\mathrm{grad}\mu^* = \mathrm{grad}\mu^*_e + \mathrm{grad}\mu^*_n = 0 \qquad (А.3)$$

б) Если же внешние силы существуют ($\Lambda \neq 0$), тогда мы можем предположить, что частица устойчива и выражение (А.3) применимо к ней.

Умножим выражение (А.2) на скорость **v**. Используя тождество (А.3), запишем произведение.

$$-\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial t}(\mu^*_e \mathbf{v}) - \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial t}(\mu^*_n \mathbf{v}) + \mathbf{v}\mathrm{grad}\Lambda = 0 \qquad (А.4)$$

Первый член в выражении (А.4) есть электромагнитная плотность мощности ускоренной частицы (см. (3.4)).

$$p_k = -\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial t}\mu^*_e \mathbf{v} = -\frac{1}{2}\mathbf{j}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\frac{\mathbf{jA}}{4}) \qquad (А.5)$$

Напомним, что ρ и ϕ не зависят от времени в собственной системе отсчета. Частица устойчива.

Литература

1. Р.Ф. Фейнман, Р.Б. Лейтон, М. Сандс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6, Электродинамика. – М.: Мир. 1975.
2. Д.Д. Иваненко, А.А. Соколов. Классическая теория поля. – М.: Наука. 1949.
3. В.К. Пановски, М. Филлипс. Классическая электродинамика. – М.: Мир, 1975.
4. Н.Е. Кочин. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. – М.: Наука 1965.
5. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина. Механика квазинейтральных систем заряженных частиц и законы сохранения нерелятивистской электродинамики. Воронеж. ун-т, Воронеж. Деп. в ВИНИТИ 09.04.1986, №6451-В86.
6. N.A. Umoff (Umov). Beweg – Gleich. d. Energie in contin. Korpern, *Zeitschriff d. Math. and Phys.* V. XIX, Schlomilch. 1874.

Об авторах:

Исследовательская группа «Анализ», http://www.n-t.org/ac/iga/

e-mail: kuligin@el.main.vsu.ru

Ранее опубликовано:

Международный Конгресс-2000 «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». С.-Петербург, 2...8 июля 2000 г.

Дата публикации:

9 октября 2001 года

Электронная версия: