Ошибки в квазистатической электродинамике[1]

В. Кулигин, М. Корнева, Г. Кулигина

Кафедра электроники (Исследовательская группа «АНАЛИЗ»),
Физический факультет,
Воронежский государственный университет
Университетская пл. 1, Воронеж, 394018, Россия
E-mail: victor_kuligin@mail.ru

Аннотация. Показано, что при выводе классической функции Лагранжа из релятивистской функции Лагранжа, описывающей взаимодействие зарядов, делается ошибка. Получена новая нерелятивистская функция Лагранжа. Новая функция Лагранжа инвариантна относительно преобразования Галилея. Эта функция позволяет описать явления квазистатической электродинамики без противоречий и парадоксов. Классическую гамильтонову функцию можно легко получить с помощью методов аналитической механики. Рассмотрены явления взаимодействия зарядов и токов в классическом приближении. Сформулированы законы сохранения.

Ключевые слова: *заряд, ток, функция Лагранжа, функция Гамильтона.*

1. Введение

Исследовательская группа «Анализ» ищет ошибки в физических теориях и ищет способы исправления ошибок[2]. Мы рассмотрим здесь ошибку, существующую во многих учебниках (например, [2], [3] и [4]). В этих учебниках рассматривается вывод нерелятивистской функции Лагранжа взаимодействия заряда с полем из функции Лагранжа для релятивистского взаимодействия. Рассмотрим вывод.

Релятивистская функция Лагранжа взаимодействия есть

$$\widetilde{L}_{\text{int}} = eu_i A_1 \quad (1.1)$$

где: $\widetilde{L}_{\text{int}}$ - релятивистская функция Лагранжа; e - заряд, движущийся в поле второго заряда; u_i - 4-вектор скорости первого заряда; A_i - 4-потенциал второго заряда.

Нерелятивистская функция Лагранжа взаимодействия, которая следует из выражения (1.1) (см. [2], [3], [4]):

$$L_{\text{int}} = -e\phi + e\mathbf{v}\mathbf{A} \qquad (1.2)$$

где: $\mathbf{v}$ - нерелятивистская скорость заряда; ϕ - скалярный потенциал второго заряда; $\mathbf{A}$ - векторный потенциал второго заряда.

Выражение (1.2) ошибочно. Сейчас мы получим правильное выражение. Нижние индексы 1 и 2 соответствуют первому и второму зарядам. Релятивистский лагранжиан взаимодействия двух частиц равен:

$$\widetilde{L}_{\text{int}} = eu_i A = e_1 u_{i1} \cdot \phi_2 u_{i2} = \frac{e_1 e_2}{4\pi\varepsilon R_{12}} u_{i1} u_{i2} \qquad (1.3)$$

Рассмотрим произведение $u_{i1}u_{i2}$. Это произведение является истинным скаляром. Получим из него нерелятивистский вариант $v \prec\prec c$.

---

[1] Эта статья есть новый вариант [1].
[2] Сайт группы «Анализ»: http://n-t.ru/ac/iga.htm

$$u_{i1}u_{i2} = \frac{(-i;\mathbf{v}_1/c)\cdot(-i;\mathbf{v}_2/c)}{\sqrt{1-(\mathbf{v}_1/c)^2}\sqrt{1-(\mathbf{v}_2/c)^2}} \approx \frac{-1+\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2/c^2}{(1-v_1^2/2c^2)\cdot(1-v_1^2/2c^2)} \approx \qquad (1.3)$$
$$\approx -\left(1+(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)^2/2c^2)\right) = -\left(1+(\mathbf{v}_{12})^2/2c^2)\right)$$

Итак, мы имеем окончательное выражение для нерелятивистского лагранжиана взаимодействия двух зарядов. Если $v \prec\prec c$, то функция Лагранжа для двух зарядов равна

$$L_{\text{int}} = \frac{m_1\mathbf{v}_1^2}{2} - e_1\phi_2\left[1+\frac{\mathbf{v}_{12}^2}{2c^2}\right] + \frac{m_2\mathbf{v}_2^2}{2} = \frac{m_1\mathbf{v}_1^2}{2} - \frac{e_1e_2}{4\pi\varepsilon R_{12}}\left[1+\frac{(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)^2}{2c^2}\right] + \frac{m_2\mathbf{v}_2^2}{2} \qquad (1.4)$$

Полученная функция Лагранжа (1.5) инвариантна относительно преобразования Галилея. Теперь, используя классическую механику, мы можем легко записать функцию Гамильтона.

$$H = \frac{m_1\mathbf{v}_1^2}{2} + e_1\phi_2\left[1-\frac{\mathbf{v}_{12}^2}{2c^2}\right] + \frac{m_2\mathbf{v}_2^2}{2} \qquad (1.5)$$

Ошибочный результат (1.2) создавал трудности в получении функции Гамильтона в современной электродинамике. Рассмотрим эту проблему детально.
Современная функция Лагранжа для заряда в поле имеет вид (см. [2], [3], [4]):

$$L = \frac{1}{2}mv^2 - e\phi + e\mathbf{v}\mathbf{A}$$

Если мы будем использовать классический метод вычисления функции Гамильтона, то векторный потенциал **A** исчезнет.

$$H = \mathbf{v}\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} - L = \frac{1}{2}mv^2 + e\phi = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + e\phi \qquad (1.6)$$

Величина **p** = *m***v** является механическим импульсом частицы. Итак, уравнение движения для заряда в поле, вытекающее из уравнения (1.6), **не должно содержать членов с векторным потенциалом A и его производными!** В то же время, уравнение движения, вытекающее из *релятивистского уравнения*, включающего выражение (1.3), дает правильное выражение для формулы Лоренца, в которую входит производная векторного потенциала по времени и вихрь (магнитное поле) векторного потенциала **A**.

Чтобы выйти из трудного положения, физики не стали анализировать причину. Они искусственно ввели сопряженную переменную («обобщенный импульс») **P** = *m***v** +*e***A.**. С его помощью они записали функцию Гамильтона в новой форме

$$H = \frac{1}{2m}(\mathbf{P}-e\mathbf{A})^2 + e\phi == \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + e\phi = \frac{1}{2}mv^2 + e\phi \qquad (1.7)$$

Этот шаг не вызывает критики, поскольку функция Гамильтона не меняется (см. выражение (1.6)), а векторный потенциал фактически не входит в выражение (1.7). Но далее они совершили фальсификацию и, как ловкие фокусники, «вывели ***правильное*** (!) уравнение движения». Из «ничего» получили «что-то» (фокус-покус)!

Конечно, это вынужденная ***фальсификация***. Она явилась следствием ***ошибочного выражения*** (1.2). Но это не оправдание. В науке не применимы принципы: «Успех любой ценой! И цель оправдывает средства!». Эта ошибка в исходном выражении (1.2) породила далее цепочку новых ошибок («цепную реакцию»).

Ниже мы дадим последовательное описание взаимодействия зарядов и токов в рамках квазистатической электродинамики. Применение результатов к *общей электродинамике* и к *квантовым теориям* является **особой** темой.

2. Взаимодействие двух зарядов

Взаимодействие в классических теориях может, как видно из выражения (1.2), зависеть от относительных расстояний и относительных скоростей. Запишем в общем виде функцию Лагранжа, инвариантную относительно преобразования Галилея:

$$L = m_1 v_1^2 / 2c^2 - \left(e_1 e_2 / 4\pi\varepsilon R_{12}\right)\cdot\left(1 + (v_1 - v_2)^2 / 2c^2\right) + m_2 v_2^2 / 2c^2 \quad (2.1)$$

Теперь запишем интеграл действия

$$S = \int\left(m_1 v_1^2 / 2c^2 - e_1\phi_2 - e_1 v_{12}\mathbf{A}_2 / 2 + m_2 v_2^2 / 2c^2\right)dt \qquad (2.2)$$

где: $\phi_2 = e_2 / 4\pi\varepsilon R_{12}$; $\mathbf{A}_2 = e_2 v_{12}^2 / c^2$

Эти потенциалы ϕ_2 и $\mathbf{A}_2$ создаются зарядом e_2 в точке, которую проходит заряд e_1.
Мы можем получить уравнение движения для первого заряда, варьируя интеграл действия (2.2) при условии, что заряд e_2 «заморожен» ($\mathbf{R}_2$ постоянно, $\mathbf{v}_2$ постоянна).

Мы варьируем $\mathbf{R}_1$ (очевидно, что $\delta\mathbf{R}_1 = \delta(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = \delta\mathbf{R}_{12}$; и $\delta\mathbf{R}_2 = 0$; $\delta\mathbf{v}_2 = 0$)

$$m_1 \frac{d}{dt}\mathbf{v}_1 = -e_1 \mathrm{grad}\phi_2 - \frac{1}{2} e_1 \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{A}_2 - \frac{1}{2} e_1 \mathbf{v}_{12} \times \mathrm{rot}\mathbf{A}_2 \qquad (2.3)$$

Аналогичным образом можно вывести уравнение движения для второго заряда.

$$m_2 \frac{d}{dt}\mathbf{v}_2 = -e_2 \mathrm{grad}\phi_1 - \frac{1}{2} e_2 \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{A}_1 - \frac{1}{2} e_2 \mathbf{v}_{21} \times \mathrm{rot}\mathbf{A}_1 \qquad (2.4)$$

Выражения (2.3) и (2.4) инвариантны относительно преобразования Галилея. Описание взаимодействия не зависит от выбора инерциальной системы отсчета. Третий принцип Ньютона не нарушается: $\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$..

2. Взаимодействие заряда и проводника с током

Мы будем считать, что количество положительных и отрицательных зарядов проводника велико, заряд q не влияет на ток в проводнике.

В точке движущегося заряда q положительные заряды создают потенциал ϕ_1, а отрицательные заряды создают потенциал ϕ_2, как показано на рисунке 1. Проводник квазинейтрален, то есть в точках рядом с проводником. Функция Лагранжа равна

$$L = m_1 v^2 - q\phi_1\left(1 + (v_1 - v)^2 / 2c^2\right) - q\phi_2\left(1 + (v_2 - v)^2 / 2c^2\right) \qquad (3.1)$$

Условие нейтральности (квазинейтральности) проводника имеет вид: $\rho_1 + \rho_2 = 0$. Оно означает, что суммарная плотность положительных (ионы кристаллической решетки) и отрицательных зарядов (электроны проводимости) в проводнике равна нулю. Используя свойство квазинейтральности проводника, запишем форму выражения, удобную для дальнейших исследований

$$L = m_1 v^2 + q\phi_2(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)^2 / 2$$

где $\mathbf{v}_0 = \frac{1}{2}(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)$ есть скорость *базовой системы* отсчета проводника.

Базовая система отсчета та, в которой положительные и отрицательные заряды перемещаются относительно наблюдателя с одной скоростью, но в противоположных направлениях.

$$L = \frac{1}{2}mv^2 + q\mathbf{v}_r \frac{1}{c^2}\phi_1(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)\cdot(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \qquad (3.2)$$

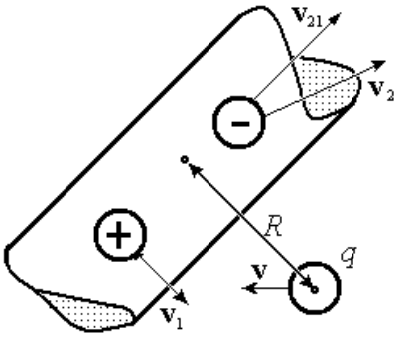

Рисунок 1. Обозначения: $\mathbf{v}_1$ - скорость положительных зарядов проводника (ионов); $\mathbf{v}_2$ – скорость электронов проводимости в проводнике; $\mathbf{v}$ - скорость свободного заряда; $\mathbf{v}_{21} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ - средняя скорость электронов проводимости относительно проводника.

Мы можем привести выражение (3.2) к стандартной форме, если введем следующие обозначения: $\mathbf{A} = \frac{1}{c^2}\phi_1\mathbf{v}_{12}$ - векторный потенциал в точке, где заряд q; $\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0$ - скорость заряда q относительно базовой системы отсчета проводника

$$L = \frac{1}{2}mv^2 + q\mathbf{v}_r\mathbf{A}$$

Известно, что скорость электронов в проводнике весьма мала $(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \approx 0$, т.е. $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2$. Поэтому можно считать, что базовая система отсчета совпадает с системой отсчета проводника. Потенциал практически является функцией $\mathbf{R} - \mathbf{v}_0 t = \mathbf{R} - \mathbf{v}_1 t$. Учитывая это замечание можно записать уравнение движения заряда, в котором правая часть есть сила Лоренца

$$m\frac{d}{dt}\mathbf{v} = -q\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{A} - q(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)\times \mathrm{rot}\mathbf{A} \qquad (3.3)$$

Выражение (3.3) можно записать в другой форме

$$m\frac{d}{dt}\mathbf{v} = q\mathbf{E}' - q\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + q\mathbf{v}\times \mathrm{rot}\mathbf{A}$$

где $\mathbf{E}' = -\mathbf{v}_0 \times \mathrm{rot}\mathbf{A} = -\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}$

Это известный результат преобразования Лоренца. Магнитное поле проводника порождает при движении проводника стороннее электрическое поле $\mathbf{E}'$.
Вернемся к выражению (3.3) и заменим векторный потенциал скалярным потенциалом:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\,\mathrm{grad}\phi_1 \cdot \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)}{c^2} \qquad (3.4)$$

Из (3.4) следует, что проводник и заряд не взаимодействуют, если:

a) $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 = 0$; это тривиальный случай, когда в проводнике отсутствует ток;
b) $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 = 0$; заряд покоится в базовой системе отсчета проводника;
c) $(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) = 0$, но $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \neq 0$ и $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 \neq 0$; точечный заряд перемещается перпендикулярно токопроводящему элементу в базовой системе отсчета.

Обычно средняя скорость электронов проводимости мала. Поэтому можно приблизительно считать, что *базовая система отсчета проводника связана с проводником.* Если заряд перемещается в базовой системе, пересекая магнитные силовые линии, то на заряд действует сила. Если заряд покоится в базовой системе, то силы равны нулю.

Мы можем применить понятие «*Базовая система отсчета проводника*» также для замкнутых контуров с токами. Например, кольцо с током создает магнитное поле. Такое кольцо можно сравнить с магнитом. Если кольцо перемещается, магнитное поле перемещается вместе с кольцом (магнитом). В системе отсчета наблюдателя движение магнитного поля создает электрическое поле. Магнит, электромагнит и т. д. также имеют свои базовые системы отсчета. Это принципиальный момент. Он важен для правильного объяснения явления униполярной индукции.

4. Работа и сила

Теперь мы можем обсудить сущность терминов «работа» и «сила» в рамках механики Ньютона. Понятию «сила» может дать следующее определение в классической механике:

> «*Сила - это свойство материального объекта* (*источника данного свойства*). *Это свойство проявляется во взаимодействии материальных объектов и приводит к изменению состояний объектов взаимодействия* (*импульс, траектория и т. д.*) ».

Мы заметим, что сила является свойством объекта, но не является материальным объектом. «Свободной силы» (т. е. силы без источника) не существует. У силы всегда есть ***источник***, с которым она неразрывно связана. Источниками силы могут быть различные материальные объекты: заряды со своими полями, электромагнитная волна, которая несет в себе свое свойство, т.е. напряженность поля и т.д.

Мы можем обнаружить и измерить силу только благодаря взаимодействию. Для обнаружения силы необходимы два объекта, которые должны взаимодействовать между собой. Взаимность действий в классической механике отражается в третьем принципе Ньютона.

Сила инвариантна относительно преобразования Галилея. Положение субъекта (наблюдателя) не влияет на силу взаимодействия. Сила, действующая на объект, не зависит от выбора наблюдателем инерциальной системы отсчета. Это тоже фундаментальный аспект.

Работа - вторая сторона (энергетическая характеристика) взаимодействия. В учебниках есть такое определение:

> «*В физике работа - это скалярная величина, которую можно охарактеризовать как произведение вектора силы на вектор расстояния, которое прошло тело. Это произведение называется работой силы*».

Определение не является полным. Мы делаем следующее определение:

«*Работа является объективной* ***количественной характеристикой качественного изменения*** *движения материальных тел. Это отражение энергетической стороны взаимодействия. Количественная характеристика качественного изменения движения (в широком смысле) - это преобразование одного вида энергии в другой вид, перераспределение энергии между телами и т. д.* ».

Работа - объективная величина и не зависит от положения наблюдателя. Работа инвариантна относительно преобразования Галилея. Она не зависит от субъективного выбора наблюдателем инерциальной системы. Этот аспект тоже фундаментален. Далее ниже мы рассмотрим пример, чтобы объяснить характерную ошибку интерпретаций.

5. Гносеологическая ошибка

Часто в учебниках можно встретить следующее выражение для работы за малый промежуток времени:

$$d\widetilde{A} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} dt \qquad (5,1)$$

где **v** - скорость тела, а **F** - сила.

Выражение (5.1) можно считать стандартной гносеологической ошибкой. Авторы рассматривают «свободную» силу (абстрактную силу, как бы покоящуюся). Они не учитывают скорость источника силы.

В результате такого подхода мы имеем дело с «работой», которая зависит от субъективного выбора инерциальной системы (абстрактная работа). Такая работа не может считаться реальной.

В другом учебнике [1] мы можем прочитать, что

$$dA = d(\frac{mv^2}{2}) = e\mathbf{v}\mathbf{E}dt \qquad (5.2)$$

Выражение (5.2) справедливо только при условии, что источник поля **E** покоится в системе отсчета наблюдателя. В общем случае, это выражение неверно, так как движение источника электрического поля выпадает из рассмотрения.

Теперь мы изучим «конвективный потенциал» [3]. Мы привезем краткое объяснение из книги.

«*Кулоновские силы двух неподвижных зарядов уравновешиваются механическими силами. Сборы оплачиваются.*
Для движущихся сил наблюдателя определяется выражение для силы Лоренца

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \qquad (5.3)$$

После преобразований мы получаем

$$\mathbf{F} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon}\nabla\left[(1 - v^2/c^2)/s\right] = -\nabla\psi \qquad (5.4)$$

Функция

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon s}(1 - v^2/c^2) \qquad (5,5)$$

называется «конвективным потенциалом».

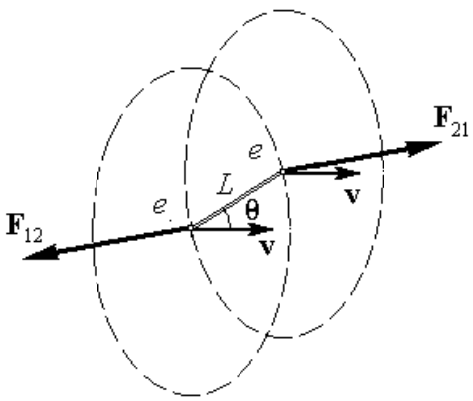

Рис. 2.

Силы взаимодействия электронов e_1 и e_2 перпендикулярны эллипсоидным поверхностям, как показано на рисунке 2 (*пунктирные эллипсы*).

Силы параллельны. Однако эти ***силы не лежат на общей прямой*** (*рис*. 2). *Таким образом, движущийся наблюдатель визуализирует крутящий момент*

$$M = FL\cos\theta = \frac{1}{8\pi\varepsilon}(\frac{e^2}{L})(\frac{v}{c})^2 \sin 2\theta \qquad » \qquad (5.6)$$

Мы имеем дело с парадоксом. Если наблюдатель покоится вместе с зарядами, наблюдаемый крутящий момент равен нулю. Если же наблюдатель движется, то он видит вращающийся момент [7]. Автор правильно утверждает, что вращающийся момент отсутствует, но он не смог предложить свое объяснение.

Нам необходимо показать ошибку. Мы не будем рассматривать релятивистские формулы. Мы покажем гносеологическую ошибку, которая часто встречается в физике.

В учебниках обычно приводится следующее определение напряженности электрического поля:

«*Напряженность электрического поля определяется как сила, которая действует в данной точке пространства на единичный положительный точечный заряд* (*пробный заряд* q_t)

$\mathbf{E} = \mathbf{F} / q_t$ »

В этом определении отсутствует важный аспект. «Пробный заряд» должен ***покоиться в системе отсчета наблюдателя*** в данной точке пространства**.**

Предположим, что заряд + *e покоится в точке* B (в подобно пробному заряду), а заряд -*e* движется через точку A. На заряд + *e* действует сила $\mathbf{F}_+$ (см уравнение (5.3)) .

Пусть при тех же условиях заряд + *e проходит через точку* B с некоторой скоростью. Теперь на него будет со стороны заряда -*e* действовать уже *другая* сила $\mathbf{F}' \neq \mathbf{F}$.

Вы можете сравнить обе ситуации. Автор приписывает движущемуся заряду +*e* силу, которая действовала бы на покоящийся заряд. Он считает, что на движущийся заряд + *e* действует та же самая сила. Из-за этой ошибки у него возникает мнимый крутящий момент.

Любой заряд (подобно проводнику) имеет базовую систему отсчета. Базовая система отсчета заряда - это система, в которой заряд покоится в данный момент времени. В этом смысле любой заряд подобен пробному заряду. Напомним еще раз, что сила взаимного

действия (взаимодействия) инвариантна относительно преобразования Галилея, т.е. не зависит от выбора инерциальной системы отсчета.

6. Взаимодействие двух элементарных токов

Рассмотрим взаимодействие двух элементарных проводников с токами. Мы можем, как и ранее, представить проводник в виде ионной решетки положительных зарядов и электронов проводимости. Пусть первый проводник (его положительная ионная решетка, т.е. базовая система проводника) движется со скоростью $\mathbf{v}_1$, а второй проводник движется со скоростью $\mathbf{v}_2$, как показано на Рис. 3.

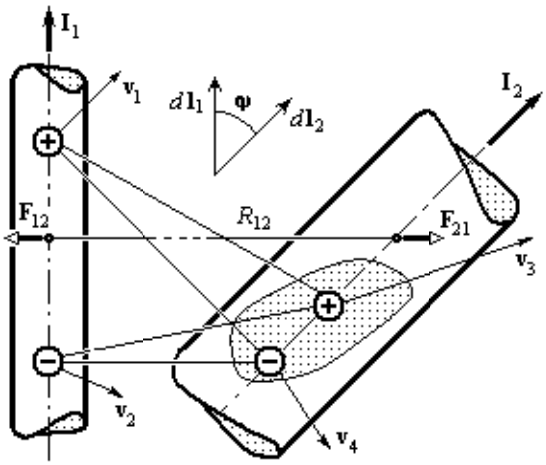

Рис. 3. Обозначения: $\mathbf{v}_1$- скорость положительных зарядов проводника 1; $\mathbf{v}_2$ - средняя скорость электронов проводимости в проводнике 1; $\mathbf{v}_3$- скорость положительных зарядов проводника 2; $\mathbf{v}_4$ - средняя скорость электронов проводимости в проводнике 2; $\mathbf{v}$ - скорость свободного заряда; $\mathbf{v}_{21} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ - средняя скорость движения электронов проводимости в проводнике 1 относительно положительного; $\mathbf{v}_{43} = \mathbf{v}_4 - \mathbf{v}_3$ - средняя скорость движения электронов проводимости в проводнике 2

Функция Лагранжа определяется суммой парного взаимодействия положительных и отрицательных зарядов двух проводников. Выделим объем dV во втором проводнике. В этом проводнике ρ_3 и ρ_4 соответственно плотности положительного и отрицательного зарядов (см. Рис. 3). В объеме dV положительные заряды первого проводника создают потенциал ϕ_1, а отрицательные заряды создают потенциал ϕ_2. Оба проводника мы считаем квазинейтральными:

$$\rho_1 + \rho_2 = 0 \text{ и } \phi_1 + \phi_2 = 0$$

Плотность лагранжиана взаимодействия равна

$$\Lambda = -\frac{\phi_1\rho_3}{c^2}\left[1 + (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_3)^2/2c^2\right] - \frac{\phi_1\rho_4}{c^2}\left[1 + (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_4)^2/2c^2\right] -$$
$$-\frac{\phi_2\rho_3}{c^2}\left[1 + (\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_3)^2/2c^2\right] - \frac{\phi_2\rho_4}{c^2}\left[1 + (\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_4)^2/2c^2\right] = \frac{1}{c^2}\phi_1\mathbf{v}_{12}\rho_3\mathbf{v}_{34} = \mathbf{jA} \qquad (6.1)$$

где: $\mathbf{j} = \rho_3\mathbf{v}_{34} = \rho_4\mathbf{v}_{43}$ - плотность тока в проводнике 2; $\mathbf{A} = \phi_1\mathbf{v}_{12} = \phi_2\mathbf{v}_{21}$ - векторный потенциал, создаваемый проводником 1 в объеме dV проводника 2.

Мы видим, что плотность функции Лагранжа совпадает с известным выражением релятивистской функции. Однако это только внешнее сходство. Вид функции (6.1) является следствием компенсации кулоновских потенциалов вне квазинейтральных проводников, а не релятивистский эффект. Выражение (6.1) инвариантно относительно преобразования Галилея, но не преобразования Лоренца.

Для получения функции Лагранжа необходимо интегрировать уравнение (6.1) по отношению ко всем объемам, содержащим проводники.

$$L = \int \mathbf{j}\mathbf{A} dV \qquad (6.2)$$

Мы считаем, что длины проводников dl_1 и dl_2 и их поперечные сечения и малы по сравнению с расстоянием R_{12} между проводниками. Тогда мы можем записать векторный потенциал первого проводника в известной форме:

$$d\mathbf{A}_1 = \frac{\mu}{4\pi}\frac{1}{R_{12}} I_1 d\mathbf{l}_1 \qquad (6.3)$$

где $I_1 = \int \rho_2 \mathbf{v}_{21} d\mathbf{s}_1$ - ток, протекающий через поперечное сечение первого проводника.

Подставим выражение (6.3) в формулу (6.2)

$$dL = \int \frac{\mu}{4\pi} \mathbf{j}_2 \frac{I_1}{R_{12}} d\mathbf{l}_1 dV \qquad (6.4)$$

Объем плотности тока $\mathbf{j}_2$ очень мал. Мы можем рассматривать векторный потенциал $\mathbf{A}_1$ как постоянный в этом объеме. Если принять во внимание это условие, то выражение (6.4) принимает окончательный вид:

$$d^2 L = \frac{\mu}{4\pi}\frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} \qquad (6.5)$$

где: $I_2 = \int \mathbf{j}_2 d\mathbf{s}_2 = \int \rho_4 \mathbf{v}_{43} d\mathbf{s}_2$

Ясно, что выражение (6.5) инвариантно относительно преобразования Галилея. Теперь рассмотрим взаимодействие двух бесконечно малых проводников с токами, т. е. взаимодействия двух элементарных токов.

Чтобы узнать особенности взаимодействия, запишем интеграл действия:

$$d^2 S = \int d^2 L dt = \int \frac{\mu}{4\pi}\frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} dt \qquad (6.6)$$

Мы можем варьировать только два размера: R_{12} (расстояние между двумя проводниками) и φ_{12} (относительный угол ориентации токовых элементов).

1. Мы варьируем $\mathbf{R}_{12}$ при условии, что угол φ_{12} постоянный.

$$\delta(d^2 S) = \delta \int \frac{\mu}{4\pi}\frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} dt = \int (I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)\delta(\frac{1}{R_{12}}) dt =$$

$$= \int (I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)\frac{\mathbf{R}_{12}}{R_{12}^3}\delta\mathbf{R}_{12} dt = \int d^2\mathbf{F}_{21}\delta\mathbf{R}_{21} dt = 0$$

Из выражения следует, что

$$d^2\mathbf{F}_{21} = \frac{\mu}{4\pi}\frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}^3}\mathbf{R}_{12} = -d^2\mathbf{F}_{12} \qquad (6.7)$$

Очевидно, что Третий принцип Ньютона не нарушается..

2. Теперь мы меняем угол взаимной ориентации элементов тока φ_{12} при постоянном расстоянии R_{12}.

$$\delta(d^2S) = \delta\int \frac{\mu}{4\pi}\frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}}dt = \int \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi}\frac{\delta(d\mathbf{l}_1 \cdot d\mathbf{l}_2)}{R_{12}}dt =$$

$$= \int \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi}\frac{([d\mathbf{l}_1 \times \delta\boldsymbol{\varphi}_{12}] \cdot d\mathbf{l}_2)}{R_{12}}dt = -\int \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi}\frac{([d\mathbf{l}_1 \times d\mathbf{l}_2] \cdot \delta\boldsymbol{\varphi}_{12})}{R_{12}}dt =$$

$$= \int d^2\mathbf{M}_{21}\delta\boldsymbol{\varphi}_{12}dt = 0$$

Из выражения следует, что

$$d^2\mathbf{M}_{12} = \frac{\mu}{4\pi}\frac{[I_1 d\mathbf{l}_1 \times I_2 d\mathbf{l}_2]}{R_{12}} = -d^2\mathbf{M}_{21} \qquad (6.8)$$

Формулы (6.7) и (6.8) полностью описывают явления, связанные с взаимодействием двух элементарных токов. Третий принцип Ньютона не нарушается. Общие законы сохранения для системы зарядов приведены в Приложении А.

7. Принцип Дунса Скота

Давайте попробуем разобраться в причинах длительного существования ошибочных теорий. Ученые хорошо знают принцип, называемый «бритвой Оккама». Он гласит, что ***среди конкурирующих гипотез следует выбирать вариант с наименьшим числом гипотез и предположений***.

Однако не все знакомы с принципом Дунса Скота и его расширенной интерпретацией. В первоначальной версии принцип гласит: «***Правильные выводы вытекают из правильных предпосылок, и любые выводы (правильные или ошибочные) могут вытекать из ложных предпосылок***».

Расширенное толкование этого принципа следующее: если теория удовлетворяет экспериментам и хорошо предсказывает, это еще не означает, что в основании теории нет ошибок. При благоприятных условиях теория с ошибочными основаниями может существовать достаточно длительное время.

Можно сформулировать важное следствие этого принципа:

> «*Подтверждаемость теории экспериментальными результатами является* ***необходимым, но недостаточным условием*** *для научного характера рассматриваемой теории*».

Мы здесь не рассматриваем ошибки эксперимента и различные фальсификации.

Здесь мы не можем излагать теорию познания и критерии, позволяющие отделить научную истину от заблуждения. Мы приведем внешние признаки. Мы можем опираться на эти признаки, чтобы оценить возможное наличие ошибок в основе теории. Теория имеет два аспекта. Первый аспект это математический формализм теории. Второй аспект это физическая интерпретация явлений в рамках теории. Рассмотрим варианты.

Первый вариант. Математические основания физической модели не содержат ошибок. Ошибка содержится в исходных концептуальных связей. Такая теория формально подтверждается экспериментом. Однако объяснение физических явлений содержит логические противоречия. Чтобы сохранить теорию такие противоречия пытаются скрыть. Например, автор может вводить постулаты «устраняющие» парадоксы и противоречия. Постулат есть гипотеза, превращенная в догму. Чем больше постулатов в теории, тем очевиднее недостатки теории. Здесь было бы полезно применить «лезвие Оккама».

Второй вариант. Он возникает, если в основах математического формализма есть ошибки, обусловленные неудачной исходной моделью объективной реальности. Несоответствие теории результатам эксперимента выявляется быстро. Однако если ученые пытаются сохранить неудачную модель, они ее «совершенствуют». Ученые усложняют теорию путем введения в нее новых фрагментов, которые используют эмпирически измеряемые параметры. Теория усложняется и «утяжеляется». Помимо этого, в теории появляются «фантастические» объяснения, отвергающие логику или классические логически непротиворечивые теории. Это напоминает догматика, который, имея ключи, пытается ударами лба открыть запертую дверь.

К первому варианту можно отнести СТО, ОТО и Космологию. Кандидатами для второго варианта могут служить квантовые теории, атомная и ядерная физика и т.д. Одну фальсификацию мы здесь рассмотрели.

8. Заключение

1. Мы обнаружили и исправили ошибку при записи нерелятивистской функции Лагранжа, описывающей взаимодействие двух зарядов.
2. Дано новое описание взаимодействия зарядов и токов. Это описание не содержит парадоксов и логических противоречий.
3. Мы обсуждали и исправляли некоторые гносеологические ошибки в учебниках, возникающие при описании квазистатических явлений.
4. Ошибки, обнаруженные в теории зарядового взаимодействия, носят фундаментальный характер. Мы считаем, что необходимо постараться быстрее устранить эти ошибки из университетских и школьных учебников.

Приложение А.

Из-за ошибок, одну из которых мы рассмотрели и исправили, в научной среде сложилось мнение, что электродинамика не вписывается в рамки классической механики [5]. Мы показали, что это мнение ошибочно и квазистатическая электродинамика прекрасно вписывается в рамки аналитической механики.

Нетрудно видеть, что в квазистатической электродинамике система зарядов является консервативной системой, поскольку взаимодействие зарядов с электромагнитными волнами (излучение и поглощение) не рассматривается в рамках квазистатической электродинамики.

Рассмотрим замкнутую консервативную систему, состоящую из N взаимодействующих зарядов. Пусть эти частицы локализованы в некотором объеме V_0. Запишем функцию Лагранжа для этих частиц.

$$S = \int \left(\frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{k>i} L_{ik}(R_{ik}; v_{ik}) \right) dt \qquad \text{(A.1)}$$

где: i и k – номера частиц; R_{ik} – расстояние между i и k частицами; v_{ik} – относительная скорость между частицами i и k.

Ниже мы запишем законы сохранения без доказательств. Выражения можно получить, используя аналитическую механику.

1. **Центр инерции** N частиц.

$$\mathbf{R}_c = \sum_{i=1}^{N} m_i \mathbf{R}_i / \sum_{i=1}^{N} m_i \ , \qquad \text{(A.2)}$$

2. **Скорость центра инерции**

$$\mathbf{v}_c = \frac{d\mathbf{R}_c}{dt} = \sum_{i=1}^{N} m_i \mathbf{v}_i / \sum_{i=1}^{N} m_i \ . \qquad \text{(A.3)}$$

3. **Закон сохранения энергии**

$$E = \sum_{i=1}^{N} \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{i=1}^{N} \sum_{k>i}^{N} \left(\frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ik}} \mathbf{v}_{ik} - L_{ik} \right) \qquad \text{(A.4)}$$

4. **Закон сохранения импульса**

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^{N} \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}_i} = \sum_{i=1}^{N} m_i \mathbf{v}_i \qquad \text{(A.5)}$$

5. **Закон сохранения момента импульса**

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^{N} \left([m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i] + \sum_{k>i}^{N} [\mathbf{R}_{ik} \times \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ik}} \right) \qquad \text{(A.6)}$$

Выражение (A.6) отличается от существующей в механике формулы. Причиной является зависимость взаимодействия частиц от относительной скорости их движения.

Уравнения движения, законы сохранения, выражение для сил, и для ***работы инвариантны относительно преобразования Галилея***. Они не зависят от выбора инерциальной системы отсчета и отражают сущность процессов взаимодействия. Заметим, что рассматривая системы нерелятивистских взаимодействий тел в теории тяготения, мы можем применить полученные результаты и к этому разделу физики.

Ссылки:

1. М. Корнева, В. Кулигин, Г. Кулигина. Квазистатическая гплилеевская электродинамика. Журнал «Галилеевская электродинамика» №27 (Специальный выпуск 2), Арлингтон, Нью-Йорк, США. 2016.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Теория поля. Наука, Москва. 1960
3. В. Пановски, Ь. Филлипс. Классическая электродинамика. Физматгиз, Москва. 1963.
4. Д. Джексон. Классическая электродинамика Мир, Москва. 1965..
5. Г. Гольдштейн. Классическая механика Наука, Москва. 2012.