

# Ревизия теоретических основ релятивистской электродинамики

Виктор КУЛИГИН, Галина КУЛИГИНА, Мария КОРНЕВА  
Исследовательская группа «Анализ», <http://n-t.org/ac/iga/>

## Часть 2. Продольные волны и безынерциальные заряды

Рассматриваются условия взаимной компенсации продольных волн скалярного и векторного потенциала. Показано, что необходимым и достаточным условием отсутствия продольных волн является излучение электромагнитных волн безынерциальными токами вихревого характера. Описываются свойства таких зарядов.

### 1. Условие компенсации продольных волн

Классической общепринятой формой уравнений электродинамики являются уравнения Максвелла в калибровке Лоренца. Как мы выяснили в Части 1, эти уравнения описывают два потока продольных волн и один поперечных. Продольные электромагнитные волны не существуют в природе. По крайней мере, они до сих пор не были обнаружены, хотя порядок величины их мощности излучения должен быть соизмерим с мощностью излучения поперечных волн. Возникает следующая проблема: выяснить условия, при которых два потока продольных волн компенсируют (взаимно уничтожают) друг друга.

Чтобы удобнее и нагляднее было решить проблему взаимной компенсации продольных волн, этим уравнениям можно придать несколько иную форму. Разделим векторный потенциал и плотность тока на две составляющих вихревую (соленоидальную) составляющую и безвихревую (полярную) и запишем уравнения.

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2 \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 \\ \Delta \mathbf{A}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial t^2} &= -\mu \mathbf{j}_1; \quad \operatorname{div} \mathbf{A}_1 = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{j}_1 = 0; \\ \Delta \mathbf{A}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_2}{\partial t^2} &= -\mu \mathbf{j}_2; \quad \operatorname{rot} \mathbf{A}_2 = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{j}_2 = 0; \\ \Delta \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -\frac{\rho}{\varepsilon}; \quad \operatorname{div} \mathbf{A}_2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

где:  $\mathbf{A}_1$  и  $\mathbf{j}_1$  – вихревая составляющая векторного потенциала и вихревая составляющая плотности тока;  $\mathbf{A}_2$  и  $\mathbf{j}_2$  – соответственно безвихревые составляющие.

Любой волновой процесс описывается волновым уравнением. Он связан с переносом энергии волной. Из результатов, полученных в [1] и в Части 1, следует, что уравнениям Максвелла в калибровке Лоренца должны отвечать три потока энергии. Первый поток – **поперечные** электромагнитные волны, описываемые вихревым векторным потенциалом  $\mathbf{A}_1$ ; второй – поток **продольных** волн безвихревого векторного потенциала  $\mathbf{A}_2$ ; третий – поток **продольных** волн скалярного потенциала  $\phi$ .

В работе [1] был выведен другим способом тот же общий вид закона сохранения энергии. Этот закон имеет стандартный «пойнтинговский» вид (см. также Часть 1).

$$\operatorname{div} \mathbf{S} + \frac{\partial w}{\partial t} + p = 0 \quad (2.1.2)$$

где:  $\mathbf{S}$  – плотность потока энергии;  $w$  – плотность энергии волны;  $p$  – плотность мощности сторонних сил. Значения этих величин приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Энергетические компоненты волновых полей

Поперечные волны векторного потенциала		
$\mathbf{S}_1 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} \times \text{rot} \mathbf{A}_1$	$w_1 = \frac{1}{2\mu} [(\text{rot} \mathbf{A}_1)^2 + (\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial ct})^2]$	$p_1 = -\mathbf{j}_1 \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t}$
Продольные волны векторного потенциала		
$\mathbf{S}_2 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} \text{div} \mathbf{A}_2$	$w_2 = \frac{1}{2\mu} [(\text{div} \mathbf{A}_2)^2 + (\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial ct})^2]$	$p_2 = -\mathbf{j}_2 \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t}$
Продольные волны скалярного потенциала		
$\mathbf{S}_3 = \varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} \text{grad} \phi$	$w_3 = -\frac{\varepsilon}{2} [(\text{grad} \phi)^2 + (\frac{\partial \phi}{\partial ct})^2]$	$p_3 = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$

Хорошо известно из экспериментов, что продольные электромагнитные волны в природе отсутствуют. По этой причине логически правильно заключить, что продольные волновые потоки  $\mathbf{S}_2$  и  $\mathbf{S}_3$  «гасят» друг друга.

В [1] было также показано, что необходимым и достаточным условием взаимной компенсации этих потоков на бесконечности является

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \mathbf{E}_L = \lim_{r \rightarrow \infty} (-\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \text{grad} \phi) = 0 \quad (2.1.3)$$

Иными словами, суммарное **продольное** электрическое поле  $\mathbf{E}_L$  должно убывать быстрее, чем  $1/r$  при  $r \rightarrow \infty$ . При выполнении условия (2.1.3) энергия не уносится в бесконечность. Кажется, что это происходит благодаря интерференции продольного безвихревого поля векторного потенциала  $\mathbf{A}_2$  и продольного безвихревого поля, образованного потенциалом  $\phi$ . Но это внешняя сторона.

На самом деле имеют место более сложные отношения. Оказывается, что такая компенсация потоков возможна **в том, и только в том** случае, если энергия поля скалярного потенциала **отрицательна**. Соответственно, отрицательной должна быть и плотность потока, образованного скалярным потенциалом, что имеет место.

**Замечание.** Иногда вместо калибровки Лоренца используют кулоновскую калибровку. В ней как бы «исчезают» проблема «продольных волн» и проблема «отрицательной энергии» поля скалярного потенциала. Однако такая «замена» не правомерна. Причина в том, что эти калибровки, как показано в Части 3, хотя и считаются равноправными, на самом деле **не эквивалентны** (еще один парадокс).

## 2. Источники продольных волн

Выше мы обсудили условие компенсации этих волн на бесконечности. Теперь мы поговорим об источниках этих волн – токах и зарядах. Нам необходимо рассмотреть правую часть уравнений Максвелла в калибровке Лоренца. Запишем для анализа необходимые уравнения.

$$\Delta \mathbf{A}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_2}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_2; \quad (2.2.1)$$

$$\text{rot} \mathbf{A}_2 = 0; \quad \text{rot} \mathbf{j}_2 = 0;$$

$$\Delta\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}; \quad (2.2.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (2.2.3)$$

Используя идею Ландау Л.Д. [2] о возможности исключения одного из четырех уравнений (векторное содержит три уравнения) одно уравнение. Например, можно исключить уравнение для скалярного потенциала (см. гл. 3, параграф 18, стр. 66), т.е. привести два волновых уравнения (векторное и скалярное) к одному векторному.

Для этой цели продифференцируем (2.2.1) по времени, возьмем градиент от выражения (2.2.2), а затем сложим результаты. Получим

$$\Delta \mathbf{E}_L - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} = \Delta \left( -\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( -\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi \right) = \mu \frac{\partial \mathbf{j}_2}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{grad} \rho \quad (2.2.4)$$

Итак, электрическое поле, обуславливающее продольные волны вектора  $\mathbf{E}_L$ , описывается выражением (2.2.4). В правой части имеются источники продольного электрического поля.

Покажем, что скалярное волновое уравнение исчезает. Возьмем дивергенцию от выражения (2.2.1), деленную на квадрат скорости света, и производную по времени от (2.2.2). После суммирования полученных выражений благодаря условию калибровки Лоренца (2.2.3) и уравнению непрерывности для плотности тока

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_2 + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \text{ мы получим тождественный нуль.}$$

Запишем окончательное выражение, добавив к (2.2.4) соответствующее уравнение для **поперечного** электрического поля

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \Delta \left( -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi \right) = \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{grad} \rho \quad (2.2.5)$$

где:  $\mathbf{E}$  – полное электрическое поле;  $\mathbf{j}$  – суммарная плотность тока.

Итак, мы свели четыре волновых уравнения (одно векторное и одно скалярное) к трем уравнениям, т.е. к одному векторному уравнению.

Теперь вернемся к уравнению (2.2.4) и выясним условия, при которых источник не излучает продольные волны. Это возможно, если правая часть уравнения (2.2.4) равна нулю. Для этого преобразуем правую часть этого уравнения. Пусть заряд движется со скоростью  $\mathbf{v}$ . Используя уравнение непрерывности для тока и уравнение непрерывности для заряда (для него  $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ ), получим

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{grad} \rho &= \mu \left( \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon \mu} \operatorname{grad} \rho \right) = \mu \left( \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \mathbf{v} \operatorname{div} \rho \mathbf{v} + c^2 \operatorname{grad} \rho \right) = \\ &= \mu \left[ \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - (\mathbf{v} \operatorname{grad} \rho) \mathbf{v} + c^2 \operatorname{grad} \rho \right] \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

Очевидно, что выражение (2.2.6) (правая часть уравнения (2.2.4)) равно нулю при следующих условиях.

- скорость заряда должна быть **постоянна** и равна скорости **света**; в этом случае заряд не испытывает ускорения и производная  $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$ ;
- вектор скорости должен быть **коллинеарен** градиенту плотности пространственного заряда. При этих условиях излучение продольных волн отсутствует.

Итак:

$$\partial \mathbf{v} / \partial t = 0, \text{ поскольку } \mathbf{v} = \mathbf{c} = \text{const.}$$

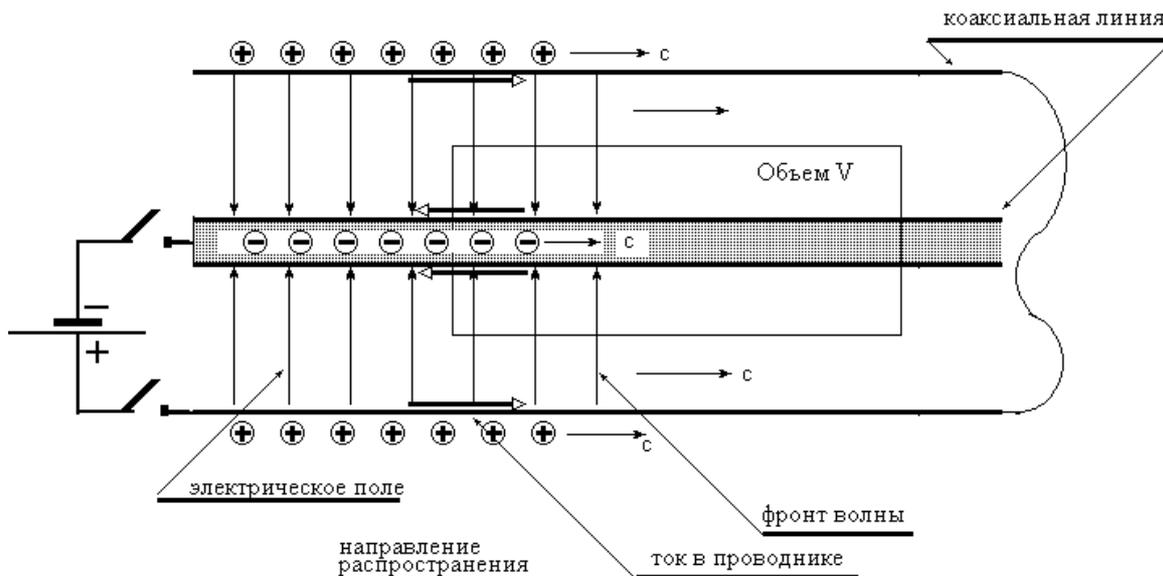
$$-\mathbf{v} \operatorname{div} \rho + c^2 \operatorname{grad} \rho = -\mathbf{c} \operatorname{div} \rho + c^2 \operatorname{grad} \rho = -\mathbf{c}(\mathbf{c} \cdot \operatorname{grad} \rho) + c^2 \operatorname{grad} \rho = 0, \text{ поскольку } [\mathbf{c} \times \operatorname{grad} \rho] = 0$$

Заряды, обладающие такими свойствами, можно назвать виртуальными, безынерциальными зарядами. Масса покоя таких зарядов равна нулю. Природы этих зарядов мы не знаем, но позже выскажем свои предположения.

### 3. Экспериментальные результаты

Безынерциальные заряды и токи не плод досужего измышления или некорректных теоретических выкладок. Они явно появляются при наличии металлических стенок (граничные условия на поверхности металлов) в виде поверхностных токов и зарядов. Специалисты по антенно-фидерным устройствам используют эти токи и заряды в своих расчетах, даже не подозревая, что имеют дело с **новым видом носителей** электричества, отличным от инерциальных электронов. Теперь придется принять это и считаться с тем, что помимо либо электронно-дырочной проводимости, либо электронно-ионной имеет место проводимость, обусловленная безынерциальными зарядами.

**Приведем пример.** Рассмотрим бесконечную коаксиальную линию (см. рис. 1), к началу которой подключается идеальный источник постоянного напряжения. При подключении источника в линии будет распространяться поперечная электромагнитная волна (ТЕМ).



**Рис. 2.1.** Заряды и токи в коаксиальной линии

Выделим в коаксиальной линии цилиндрический объем  $V$  и определим скорость движения зарядов.

Пусть радиус центрального проводника равен  $a$ . Подсчитаем величину тока, протекающего по этому проводнику. Ток пропорционален напряженности магнитного поля у поверхности проводника и равен

$$I = 2\pi a H \tag{2.3.1}$$

Теперь подсчитаем заряд, находящийся внутри объема  $V$ , когда фронт волны находится внутри нашего объема. Пусть при  $t = 0$  фронт волны находится у передней стенки объема. Применим теорему Гаусса. Заряд внутри нашего объема пропорционален напряженности поля у поверхности проводника и зависит от положения фронта волны

$$Q = 2\pi a \varepsilon E v t \tag{2.3.2}$$

Остается найти скорость движения зарядов. С одной стороны мы имеем соотношение (2.3.1), с другой

$$I = dQ/dt = 2\pi a \epsilon E v \quad (2.3.3)$$

Сравнивая их, легко найти, что

$$v = H/\epsilon E = c \quad (2.3.4)$$

Здесь мы учли, что отношение  $H/E$  равно  $(\epsilon/\mu)^{1/2}$ .

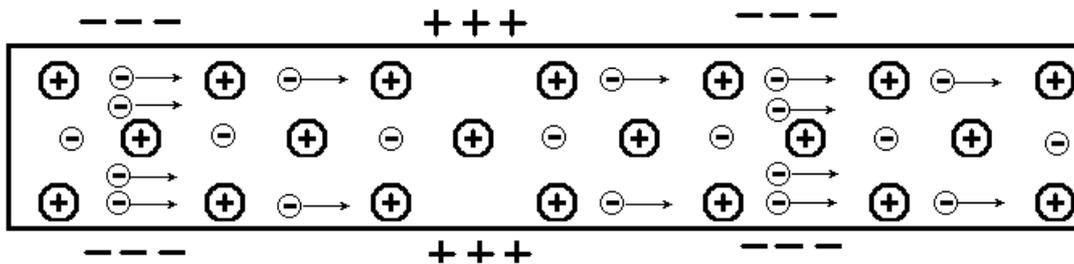
Таким образом, из самой электродинамики следует, что скорость распространения поверхностных зарядов в проводнике **равна скорости света**.

Возникает вопрос о природе безынерциальных зарядов и токов. Одно из предположений содержало мысль, что это электроны, по какой-то причине «потерявшие» свои инерциальные свойства. Однако такая гипотеза имеет трудности. Рассмотрим длинный проводник, вдоль которого распространяется электромагнитная волна (ТЕМ тип). Проводник это квазинейтральная система. В ней при отсутствии источников напряжения и тока средняя сумма плотности положительных и отрицательных зарядов равна нулю (значки говорят о соответствующих одноименных зарядах)

$$\rho_+ + \rho_- = 0$$

Пусть безынерциальные электроны создают синусоидальный ток вдоль проводника, ориентированного вдоль оси  $z$ . Положительные ионы неподвижны. Как показано на рис. 2 возникают области, где поле направлено от проводника (избыток положительных зарядов) и к проводнику (избыток отрицательных зарядов). Выделим тонкий поверхностный слой, в котором движутся заряды. Результирующая поверхностная плотность зарядов  $\sigma$  в этом случае равна

$$\sigma = \sigma^+ + \sigma^- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma^- \sin(\omega t - kz)$$



**Рис. 2.2.** Движение электронов в проводнике

Это как раз соответствует знакопеременному электрическому полю, перпендикулярному поверхности проводника, поскольку вектор напряженности пропорционален поверхностной плотности заряда и направлен перпендикулярно поверхности.

Теперь запишем выражение для поверхностной плотности тока  $\tau$

$$\tau = \tau^+ + \tau^- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma^+ v^+ + \sigma^- v^- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma^- v^- [1 + \sin(\omega t - kz)]$$

где:  $v^+$  и  $v^-$  скорости соответствующих зарядов.

Поскольку положительные ионы неподвижны ( $v^+ = 0$ ), ток будет определяться только движением отрицательных зарядов. Как нетрудно заметить, этот переменный ток должен иметь **переменную** и **постоянную** составляющие. Соответственно, магнитное поле, окружающее проводник, тоже должно иметь **постоянную** и **переменную** составляющие при прохождении переменного тока. А это противоречит опыту, поскольку постоянное магнитное поле не может возникать при переменном токе и экспериментально не обнаруживается.

Таким образом, гипотеза о безынерциальных «электронах» отпадает. В создании поверхностного тока должны участвовать как **положительные**, так и **отрицательные** безынерциальные заряды.

Они создают, как уже говорилось, особый вид проводимости, отличный от электронной и дырочной проводимости. Безынерциальные заряды могут существовать не только на высоких, но и на низких частотах. Интересное подтверждение этому служат эксперименты, проведенные талантливым ученым Авраменко [3], [4], [5].

Заметим, что поскольку исходные уравнения не изменились, не предвидится никаких изменений в теории дифракции, теории антенно-фидерных систем и др. Эти теории полностью сохраняют свою силу.

#### 4. Уравнения безынерциальных токов

Вернемся к векторному уравнению для продольного электрического поля (2.2.4).

Продифференцируем выражение (2.2.4) по времени и, используя уравнение непрерывности для плотности тока, преобразуем правую часть полученного выражения.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \mathbf{E}_L - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2}) = \mu(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{j}_2 + c^2 \text{grad} \frac{\partial}{\partial t} \rho) = \mu(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{j}_2 - c^2 \text{grad} \text{div} \mathbf{j}_2) \quad (2.4.1)$$

Если плотность тока  $\mathbf{j}_2$  удовлетворяет однородному волновому уравнению, то правая часть (2.4.1) тождественно равна нулю и излучение продольных волн отсутствует

$$\text{grad} \text{div} \mathbf{j}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{j}_2 = \Delta \mathbf{j}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{j}_2 = 0 \quad (2.4.2)$$

Точно так же волновому уравнению должна удовлетворять и плотность пространственного заряда в силу соотношения  $\mathbf{j}_2 = \rho \mathbf{c}$  (скорость света постоянна!).

$$\Delta \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4.3)$$

Если рассматривать полный ток  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$  в уравнении (2.4.1), то теперь он должен быть чисто вихревым и должен удовлетворять неоднородному волновому уравнению

$$\Delta \mathbf{j} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial t^2} = \mathbf{f}; \quad \text{div} \mathbf{j} = 0; \quad \text{div} \mathbf{f} = 0; \quad \text{rot} \mathbf{f} \neq 0 \quad (2.4.3)$$

Сейчас мы можем обсудить полученные результаты. Итак.

1. Существование безынерциальных зарядов прямо вытекает из электродинамики в калибровке Лоренца.
2. Наличие безынерциальных зарядов в проводниках не противоречит наличию в проводниках инерциальных электронов проводимости. Они существуют совместно, но в одних случаях решающий вклад в ток дают электроны проводимости (кирхгофовские замкнутые электрические цепи), в других – безынерциальные заряды (волноводы, разомкнутые цепи, например, диполь Герца, и т.д.).
3. Для объяснения причин появления безынерциальных токов можно предположить, что каждый атом окружен каким-то полем (не электромагнитной природы) весьма **быстро убывающим** по мере удаления от атома, т.е. атом покрыт некоей «шубой». В металле эти поля смыкаются, образуя «мостики» между атомами, по которым двигаются электроны проводимости. Иными словами, возникает какая-то периодическая полевая структура, образованная этими полями. Возмущения этой структуры, вызванные внешними электромагнитными полями и полями зарядов, проявляются в форме вторичных электромагнитных полей. Эти возмущения мы описываем с помощью **макроскопического** эквивалента, названного безынерциальными зарядами. Возмущения в металле перемещаются со скоростью света.

4. Источником поверхностных токов в металле можно считать некоторую векторную вихревую функцию  $\mathbf{f}$ . Ее сущность или ее физический смысл еще предстоит выяснить.
5. Мы предполагаем, что именно функция  $\mathbf{f}$  окажется тем мостиком, который в дальнейшем поможет установить детерминированную (не вероятностную!) связь между явлениями макро-физики и физикой явлений микромира.
6. Итак, при «гашении» продольных волн (учитывая полученные результаты) мы имеем дело со следующими уравнениями для полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}; \quad \mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}; \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

$$\Delta \mathbf{j} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial t^2} = \mathbf{f}; \quad \text{div} \mathbf{j} = 0; \quad \text{div} \mathbf{A} = 0; \quad \text{div} \mathbf{f} = 0; \quad \text{rot} \mathbf{f} \neq 0$$

Все векторы имеют только вихревой характер. Именно эти уравнения описывают явления волновой электродинамики. Продольные волны отсутствуют, а инерциальная масса покоя безынерциальных зарядов равна нулю. Как говорят: «No problems».

## 5. Кулоновская калибровка

Долгое время мы ошибочно считали, что кулоновская калибровка и калибровка Лоренца равноправны, хотя бы при определенных ограничениях. Нам казалось, что введение безынерциальных зарядов и токов защищает кулоновскую калибровку от критики. Но, увы, от этого заблуждения пришлось отказаться.

Формально строгий и последовательный вывод кулоновской калибровки из калибровки Лоренца приведен, например, в учебнике [6]. Изложим основные моменты доказательства.

### Доказательство.

Основой для получения кулоновской калибровки являются уравнения Максвелла в калибровке Лоренца. Дадим краткое воспроизведение доказательства.

1. Делается замена потенциалов  $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' + \text{grad} \Psi$ ;  $\phi = \phi' - \partial \Psi / \partial t$ .
2. Показано, что при такой замене поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  сохраняются неизменными.
3. Рассматривается условие калибровки Лоренца. Заменяя не штрихованные величины штрихованными, получают:

$$\text{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \text{div} \mathbf{A}' + \Delta \Psi - \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \frac{\partial \phi'}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.5.1)$$

4. Для получения кулоновской калибровки необходимо, чтобы выполнялось соотношение  $\Delta \Psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi'}{\partial t}$ , что является **отходом** от градиентной инвариантности, поскольку уравнение для  $\Psi$  имеет правую часть.
5. После замены не штрихованных переменных на штрихованные волновые уравнения для скалярного и векторного потенциалов преобразуются в уравнения

$$\Delta \mathbf{A}' - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}'}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \text{grad} \phi'}{\partial t}; \quad \Delta \phi' = -\frac{\rho}{\epsilon}; \quad \text{div} \mathbf{A}' = 0.$$

6. Так мы получаем кулоновскую калибровку. Еще раз отметим, что вывод этой калибровки не связан со свойством **градиентной инвариантности**, поскольку уравнение в пункте 4 не соответствует условию градиентной инвариантности (уравнение (2.5.1) не является однородным волновым уравнением).

Кажется, что с математической точки зрения здесь все корректно, и обе калибровки выглядят с точки зрения **формального** доказательства совершенно равноправными. Корректность действительно существует, но только **формально-символьная**. По существу поля **E** и **H** оказываются **различными** по своей структуре. Скалярный потенциал кулоновской калибровки является в общем случае **мгновенно действующим**. Это подтвердит любой математик, поскольку этот потенциал является решением уравнения Пуассона (см., например, [7]).

Поэтому не случайно Левич В.Г., комментируя это обстоятельство, пишет [6]:

«При кулоновской калибровке скалярный потенциал  $\varphi$  определяется распределением зарядов так, как будто они покоились. Само собой разумеется, напряженности полей **E** и **H**, найденные из решений с кулоновской калибровкой и калибровкой Лоренца, совпадают (а вот это второе предложение не верно! – Прим. авторов)».

Выражение: «**как будто они покоились**», (хотя заряды **движутся** (!)), как раз и отражает **мгновенное действие**, поскольку никакого «запаздывания» при движении заряда такие поля не испытывают. Электрическое поле скалярного потенциала движется **синхронно** с зарядом. Увы! А ведь это находится в противоречии с постулатами СТО.

Помимо этого, кулоновская калибровка не инвариантна относительно преобразования Лоренца.

Здесь также не обошлось без влияния «раннего логического позитивизма». Левич В.Г. боится назвать кошку кошкой. И, само собой разумеется, Левич В.Г. подменяет истину **мифом** в угоду существующим предрассудкам.

Теперь для сравнения возьмем книгу Ландау Л.Д. и Лифшица Е.М. «Теория поля» [2]. Читаем:

«Описанная неоднозначность потенциалов дает всегда возможность выбрать их так, чтобы они удовлетворяли одному произвольному, дополнительному условию, – одному, так как мы можем произвольно выбрать одну функцию  $f$  в (8.12). В частности, всегда можно выбрать потенциалы поля так, чтобы скалярный потенциал  $\varphi$  был равен нулю».

Авторы говорят о том, что калибровку Лоренца (волновые уравнения для векторного и скалярного потенциалов) можно свести к одному векторному уравнению, например, для векторного потенциала **A** или поля **E** (а это отнюдь не кулоновская калибровка!). Более того, Ландау и Лифшиц ни в своей книге «Теория поля», ни в другой книге «Электродинамика сплошных сред» не упоминают о кулоновской калибровке. Это не случайно, поскольку о ней они **знали**. Авторы видели различие кулоновской калибровки и калибровки Лоренца. Для здравомыслящих ученых это очевидно (правда, далеко не для всех!).

Доказательство **нарушения** единственности решения задачи Коши для волнового уравнения [7], [8] позволяет правильно понять причину различия калибровок. Этот вопрос мы рассмотрим ниже в Части 3.

*(Продолжение следует)*

#### **Источники информации:**

1. Кулигин В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В. Кризис релятивистских теорий. Часть 2. (Анализ основ электродинамики). НиТ, 2001. (<http://n-t.ru/tp/ns/krt.htm>).
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: «ФИЗМАТГИЗ», 1963.
3. Заев Н.Е. Сверхпроводники инженера Авраменко. – М.: Техника Молодежи, №1, 1991.
4. Заев Н.Е., Авраменко С.В., Лисин В.Н. Измерения тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током. Реутово, Московской обл., «Русская физическая мысль», №2, 1990 (а также на Интернет-сайтах: <http://istina.rin.ru/ufo/text/232>; <http://www.skif.vrn.ru/energy/arhiv1-3>; <http://www.laboratory.ru/articl/hypo/ax182> и т.д.).
5. Кулигин В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В., Большаков Г.В. Безынерциальные заряды и токи. НиТ, 2002. Часть 1 (<http://n-t.ru/tp/ns/bz1.htm>) и Часть 2 (<http://n-t.ru/tp/ns/bz2.htm>).
6. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1. – М.:«ФИЗМАТГИЗ», 1962.

7. Кулигин В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В. Проблемы волновой электродинамики. НиТ, 2003. (<http://n-t.ru/tp/ns/pve.htm>).
8. Кулигин В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В. Волновое уравнение не имеет единственного решения?! НиТ, 2002. (<http://n-t.ru/tp/ns/vu.htm>).

**Дата публикации:**

29 декабря 2004 года

**Электронная версия:**

© «Наука и техника», [www.n-t.org](http://www.n-t.org)