Ошибка Лоренца и Воронежской группы АНАЛИЗ.

Беляев Виктор Григорьевич, гор. Фастов.

belvik48@mail.ru

Аннотация.

Применение, каких либо преобразований координат к уравнениям Максвелла с целью доказательства соответствия или несоответствия этих уравнений принципу относительности очень и очень сомнительны, так как электромагнитные поля, определенные в неподвижной системе отсчета в движущейся системе отсчета приобретают дополнительную скорость изменения, что является причиной возникновения дополнительного электромагнитного поля. Но так как это вновь рожденное электромагнитное поле также не является стационарными, то оно также порождает электрическое и магнитное поля более высокого порядка, которые, в свою очередь, порождают поля еще большего порядка, а те еще большего, и так до бесконечности.

Уравнения Максвелла - Лоренца законами природы не являются и поэтому, в общем, то нет необходимости в доказательстве их соответствия принципу относительности и это, по всей видимости, понимал и сам Лоренц. А иначе, зачем бы ему к четырем уравнениям Максвелла добавлять пятое уравнение для силы названой его именем. В качестве доказательства этого высказывания проведено построение уравнений Максвелла - Лоренца чисто математическим путем для любого стационарного безвихревого поля, которым может быть, например поле цен на колбасу.

В статье М. Корневой из Воронежской группы АНАЛИЗ. «Ошибка Лоренца» [1] дан анализ класса возможных преобразований, сохраняющих инвариантность уравнений Максвелла. В этой статье есть утверждение *«Лоренц и его последователи не исследовали (не искали) класс возможных преобразований, сохраняющих уравнения Максвелла неизменными.»*

Наоборот, на мой взгляд, ошибки Лоренца, Лармора, Пуанкаре и других исследователей того времени именно в том и состоят, что они много сил потратили на искания и исследования других отличных от Галилеевых преобразований координат, которые сохраняли бы инвариантность уравнений Максвелла и конечном итоге остановились на преобразованиях Лоренца.

До появления уравнений Максвелла считалось, что законы механики и электродинамики (законы Ньютона, Кулона, Ампера, формула Вебера и др.) удовлетворяют принципу относительности Галилея, который утверждал: *«…что никакими механическими опытами, проводящимися в какой-либо инерциальной системе, нельзя определить, покоится ли данная система или движется равномерно и прямолинейно»*. [БСЭ] В дальнейшем принцип относительности начали отождествлять с требованием инвариантности (неизменности) уравнений физики относительно преобразований координат Галилея. Когда появились уравнения Максвелла, то их форма уже не сохранялась при преобразованиях Галилея. *«Отсюда, казалось бы, следует, что они не удовлетворяют принципу относительности. Однако это заключение неправильно. Преобразования Галилея и принцип относительности – это разные вещи»*. [2]. Это суждение академика А. А. Логунова ничто не мешает обобщить: «преобразования Галилея, Лоренца, а также любой другой «*класс возможных преобразований»* координат это одно, а принцип относительности это совсем другое».

Применение преобразований координат, к какому либо закону это, лишь один из возможных способов доказательства соответствия или несоответствия этого закона принципу относительности. И то это в том случае если это применение преобразований координат, к данному закону не вызывает никаких сомнений. Но в принципе могут существовать и другие способы такого доказательства и неважно каким способом вы докажете соответствие какого либо закона принципу относительности, главное то, что вы его докажете и, что это доказательство очевидно. Применение же, каких либо преобразований координат к уравнениям Максвелла с целью доказательства соответствия или несоответствия этих уравнений принципу относительности очень и очень сомнительны.

Во-первых, – электромагнитные поля, определенные в неподвижной системе отсчета в движущейся системе отсчета приобретают дополнительную скорость изменения, что является причиной возникновения дополнительного электромагнитного поля. В работе Лоренца [3] эти дополнительные электрическое и магнитное поля выражены в виде вторых слагаемых в правых частях следующих равенств

$$\mathfrak{F} = 4\pi V^2 \mathfrak{d} + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}], \tag{V$_b$}$$

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - 4\pi[\mathfrak{p}.\mathfrak{d}], \tag{VI$_b$}$$

Но так как эти вновь рожденные электрическое и магнитное поля также не являются стационарными, то они также порождают электрическое и магнитное поля более высокого порядка, которые, в свою очередь, порождают поля еще большего порядка, а те еще большего, и так до бесконечности. И это одна из причин почему к уравнениям Максвелла нельзя подходить также как к вышеуказанным законам механики и электродинамики, т. е. пытаться доказать их инвариантность простым применением к ним каких либо преобразований координат. Вместо этого необходимо определить это бесконечное число электрических и магнитных полей более высокого порядка и согласно с принципом суперпозиции полей, прибавить их к правым частям равенств (V_b) и (VI_b). И если бы Лоренц сделал это, то он бы получил то, что хотел без изобретения новых преобразований координат.

Второй причиной, почему к уравнениям Максвелла - Лоренца нельзя подходить также как к вышеуказанным законам механики и электродинамики является то обстоятельство, что уравнения Максвелла - Лоренца законами природы не являются и поэтому, в общем, то нет необходимости в доказательстве их соответствия принципу относительности. Да, да и это, по всей видимости, по крайней мере, интуитивно понимал и сам Лоренц. А иначе, зачем бы ему к четырем уравнениям Максвелла (17) – (20) [4 стр. 34]

$$Div\boldsymbol{d} = \rho \qquad (17),$$

$$Div\boldsymbol{h} = 0 \qquad (18),$$

$$Rot\,\boldsymbol{h} = \frac{1}{c}\boldsymbol{c} = \frac{1}{c}(\dot{\boldsymbol{d}} + \rho\mathbf{v}) \qquad (19),$$

$$Rot\boldsymbol{d} = -\frac{1}{c}\,\dot{\boldsymbol{h}} \qquad (20)$$

добавлять пятое, которое якобы [4 стр. 35] *«по своему значению не уступает уравнениям (17) — (20)»*? Да потому, что уравнения (17) – (20) сами по себе, без этого пятого, ничего не значат, ниже мы построим такие же, чисто математически используя только лишь математическое тождество и ничего больше, для любого поля, лишь бы это поле было стационарным и безвихревым. Ну, есть четыре математических уравнения, показывающие только лишь математические соотношения между векторами $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{h}$, из которых два векторные показывают нам, что поля этих векторов не потенциальны. Скалярное уравнение (18) показывает, что поле вектора $\boldsymbol{h}$ к тому же везде соленоидально, а скалярное уравнение (17) показывает, «*что, вектор* $\boldsymbol{d}$ *распределен соленоидально, но что имеются некоторые места, представляющие исключение из этого правила, — места, где дивергенция* $\boldsymbol{d}$ *принимает некоторое значение* ρ*, отличное от нуля».* [4 стр. 36]. Никакой физики в этих уравнениях нет. Вот здесь и необходимо пятое уравнение, которое по своему значению не то что не уступает, а значительно превосходит и даже затмевает уравнения (17) – (20). Ибо только пятое уравнение

$$\boldsymbol{f} = \boldsymbol{d} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{vh}] \qquad (23)$$

поясняет нам физику электродинамики, а именно это уравнение показывает нам то, что вектора $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{h}$ есть сила.

Для того чтобы убедиться, что уравнения Максвелла – Лоренца не являются законами а являются математическими тождествами построим эти уравнения чисто математическим путем для любого стационарного безвихревого поля

$$\left(\frac{\partial \boldsymbol{d}}{\partial t}\right)_1 = 0; \qquad rot\,\boldsymbol{d} = 0. \qquad (1)$$

Знаком $\boldsymbol{d}$ может быть обозначено поле упругой силы, поле точечной массы (заряда), безвихревое поле скоростей или любое другое стационарное безвихревое поле.

Обозначения производных по времени мы позаимствуем из [3], где частную производную по времени в неподвижной системе Лоренц обозначает $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_1$. Частную производную по времени в движущейся равномерно и прямолинейнее со скоростью $\boldsymbol{p}$ системе Лоренц сначала обозначает $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_2$ но в процессе изложения переходит на обозначение $\frac{\partial}{\partial t}$ или еще обозначает символом с точкой сверху**.** Между этими производными существует соотношение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_1 = \frac{\partial}{\partial t} - p_x\frac{\partial}{\partial x} - p_y\frac{\partial}{\partial y} - p_z\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} - (\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}). \qquad (2)$$

Для построения уравнений мы будем пользоваться математическим тождеством

$$rot\,[\boldsymbol{a}\times\boldsymbol{b}] = (\boldsymbol{b}\cdot\boldsymbol{grad})\boldsymbol{a} - (\mathbf{a}\cdot\boldsymbol{grad})\boldsymbol{b} + \boldsymbol{a}\cdot div\boldsymbol{b} - \boldsymbol{b}\cdot div\boldsymbol{a} \qquad (3)$$

В движущейся с постоянной скоростью $\boldsymbol{p}$ системе отсчета скорость изменения поля $\boldsymbol{d}$ равна:

$$\frac{\partial \boldsymbol{d}}{\partial t} = (\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad})\boldsymbol{d}. \qquad (2a)$$

Так как в данном случае **p** является постоянным вектором, не зависящим от времени и от координат, то в движущейся системе тождество (3) принимает вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{d}}{\partial t} = (\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad})\boldsymbol{d} = -\mathbf{rot}\,[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}] + \boldsymbol{p}\cdot div\boldsymbol{d}. \qquad (4)$$

В правой части равенства (VI_b) второе слагаемое обозначим, как $\boldsymbol{h_0}$. Тогда умножив левую и правую части тождества (4) на 4π получим

$$\boldsymbol{rot}\,\boldsymbol{h_0} = \boldsymbol{rot}\,(-4\pi[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}]) = 4\pi\frac{\partial \boldsymbol{d}}{\partial t} - 4\pi\boldsymbol{p}\cdot div\boldsymbol{d}, \quad \text{где: } \boldsymbol{h_0} = -4\pi[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}]$$

В электродинамике мы могли бы сказать, что стационарное в неподвижной системе поле $\boldsymbol{d}$ в движущейся системе наводит поле, $\boldsymbol{h_0}$. Здесь же мы делаем чисто математические построения и о физике мы молчим. Очевидно, что скорость изменения поля $\boldsymbol{h_0}$ в движущейся системе равна:

$$\frac{\partial \boldsymbol{h_0}}{\partial t} = (\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{grad})\boldsymbol{h_0}.$$

Используя это равенство и тождество (3) мы можем записать новое тождество:

$$-4\pi V^2 \boldsymbol{rot}\,\boldsymbol{d_0} = -4\pi V^2 \boldsymbol{rot}\left(\frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{h_0}]}{4\pi V^2}\right) = \frac{\partial \boldsymbol{h_0}}{\partial t} - \boldsymbol{p} \cdot div\boldsymbol{h_0}. \tag{5}$$

Где:

$$\boldsymbol{d_0} = \frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{h_0}]}{4\pi V^2} = -\frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}]}{V^2} = \frac{p^2}{V^2}\boldsymbol{d} - \frac{\boldsymbol{p}(\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{d})}{V^2}. \tag{6}$$

Таким чисто математическим путем мы можем построить бесконечное множество элементарных полей $\boldsymbol{d_n}$ и $\boldsymbol{h_n}$

$$\boldsymbol{h_1} = -4\pi[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d_0}] = -4\pi\frac{p^2}{V^2}[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}],$$

$$\boldsymbol{d_1} = \frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{h_1}]}{4\pi V^2} = -\frac{p^2}{V^2}\frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}]}{V^2} = \frac{p^4}{V^4}\boldsymbol{d} - \frac{p^2}{V^2}\frac{\boldsymbol{p}(\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{d})}{V^2},$$

$$\ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots\ \ldots$$

$$\boldsymbol{h}_n = -4\pi[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}_{n-1}] = -4\pi\frac{p^{2n}}{V^{2n}}[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}], \tag{8}$$

$$\boldsymbol{d}_n = \frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{h}_n]}{4\pi V^2} = -\frac{p^{2n}}{V^{2n}}\frac{[\boldsymbol{p} \times \boldsymbol{p} \times \boldsymbol{d}]}{V^2} = \frac{p^{2n+2}}{V^{2n+2}}\boldsymbol{d} - \frac{p^{2n}}{V^{2n}}\frac{\boldsymbol{p}(\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{d})}{V^2}. \tag{9}$$

потому, что эти элементарные поля в любой точке нашей движущейся системы отсчета меняются во времени со скоростью

$$\frac{\partial \boldsymbol{d_n}}{\partial t} = (\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{grad})\boldsymbol{d_n}; \qquad \frac{\partial \boldsymbol{h_n}}{\partial t} = (\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{grad})\boldsymbol{h_n}.$$

И соответственно каждое из этих полей удовлетворяет тождеству:

$$\boldsymbol{rot}\,\boldsymbol{h}_n = 4\pi\frac{\partial \boldsymbol{d}_{n-1}}{\partial t} - 4\pi\boldsymbol{p} \cdot div\boldsymbol{d}_{n-1}, \tag{10}$$

$$-4\pi V^2 \boldsymbol{rot}\,\boldsymbol{d}_n = \frac{\partial \boldsymbol{h}_n}{\partial t} - \boldsymbol{p} \cdot div\boldsymbol{h}_n. \tag{11}$$

Просуммировав бесконечное множество уравнений типа (10)

$$\boldsymbol{rot}\,(\boldsymbol{h_0} + \boldsymbol{h_1} + \cdots + \boldsymbol{h}_n) = 4\pi\frac{\partial(\boldsymbol{d} + \boldsymbol{d_0} + \cdots + \boldsymbol{d}_{n-1})}{\partial t} - 4\pi\boldsymbol{p} \cdot div(\boldsymbol{d} + \boldsymbol{d_0} + \cdots + \boldsymbol{d}_{n-1}),$$

при $n \to \infty$, мы получим уравнение Максвелла - Лоренца (III) для движущейся системы отсчета:

$$Rot\,\mathfrak{H}' = -4\pi\boldsymbol{p}Div\,\mathfrak{D}' + 4\pi\dot{\mathfrak{D}}'. \tag{III}$$

В этом уравнении перед первым слагаемым правой части стоит минус, в то время как в соответствующем уравнении Максвелла в этом месте стоит плюс. Это потому, что в этом слагаемом фигурирует скорость движения системы $\boldsymbol{p}$ относительно неподвижного поля $\boldsymbol{d}$. А в соответствующем уравнении Максвелла в этом месте стоит скорость $\boldsymbol{v}$ перемещения поля зарядов относительно системы. Эта скорость в данном случае равна $\boldsymbol{v} = -\boldsymbol{p}.$

Просуммировав бесконечное множество уравнений типа (11)

$$-4\pi V^2 \boldsymbol{rot}(\boldsymbol{d}+\boldsymbol{d_0}+\cdots+\ \boldsymbol{d}_n) = \frac{\partial(\boldsymbol{h_0}+\boldsymbol{h_1}+\cdots+\boldsymbol{h}_n)}{\partial t} - \boldsymbol{p}\cdot div(\boldsymbol{h_0}+\boldsymbol{h_1}+\cdots+\boldsymbol{h}_n),$$

при $n \to \infty$, мы получим уравнение Максвелла - Лоренца (IV) для движущейся системы отсчета:

$$-4\pi V^2 Rot\,\mathfrak{D}' = \dot{\mathfrak{H}}' - \boldsymbol{p}Div\,\mathfrak{H}', \qquad \text{(IV)}$$

В уравнениях (III) и (IV) использован готический шрифт из [3] для того, чтобы подчеркнуть, что Лоренц в своей работе [3] а также в работах [4] и [5] стремился получить именно эти уравнения, где $\mathfrak{D}'$ и $\mathfrak{H}'$ равны:

$$\mathfrak{D}' = \boldsymbol{d} + \sum_{n=0}^{n=\infty} \boldsymbol{d}_n = \boldsymbol{d} - \frac{[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}]}{V^2}\sum_{n=0}^{n=\infty}\frac{p^{2n}}{V^{2n}} = \boldsymbol{d} - \frac{1}{1-\frac{p^2}{V^2}}\,\frac{[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}]}{V^2} =$$

$$= \frac{1}{1-\frac{p^2}{V^2}}\left(\boldsymbol{d} - \frac{\boldsymbol{p}}{V^2}\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{d}\right) = \boldsymbol{d} + \frac{\left[\boldsymbol{p}\times\mathfrak{H}'\right]}{4\pi V^2}, \quad (\text{при условии, что } p < V\ ) \qquad (12)$$

$$\mathfrak{H}' = \sum_{n=0}^{n=\infty}\boldsymbol{h}_n = -4\pi[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}]\sum_{n=0}^{n=\infty}\frac{p^{2n}}{V^{2n}} = -\frac{4\pi}{1-\frac{p^2}{V^2}}[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}] = -4\pi\left[\boldsymbol{p}\times\mathfrak{D}'\right].\ \ (p<V)\ \ (13)$$

Для того чтобы построить полную систему уравнений Максвелла – Лоренца мы должны еще достроить следующие уравнения:

$$Div\,\mathfrak{D}' = \rho \qquad \text{(I)},$$

$$Div\,\mathfrak{H}' = 0 \qquad \text{(II)}.$$

Уравнение (II), легко получить прямым вычислением дивергенции $\mathfrak{H}'$ принимая во внимание условие (1).

$$Div\,\mathfrak{H}' = -\frac{4\pi}{1-\frac{p^2}{V^2}}Div[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{d}] = -\frac{4\pi}{1-\frac{p^2}{V^2}}\{(\boldsymbol{d}\cdot\mathbf{rot}\,\boldsymbol{p}) - (\boldsymbol{p}\cdot\mathbf{rot}\,\boldsymbol{d})\} = 0.$$

Что касается уравнения (I) то прямым вычислением дивергенции это уравнение в данном случае не получить.

$$Div\,\mathfrak{D}' = \frac{1}{1-\frac{p^2}{V^2}}Div\left(\boldsymbol{d} - \frac{\boldsymbol{p}}{V^2}\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{d}\right) = \frac{1}{1-\frac{p^2}{V^2}}\left(div\,\boldsymbol{d} - \frac{1}{V^2}\,\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{d})\right).$$

Или в том случае когда $\boldsymbol{d} = -\boldsymbol{grad}\,\varphi$ (безвихревое поле не всегда потенциально)

$$Div\,\mathfrak{D}' = -\frac{1}{1-\frac{p^2}{V^2}}\left(div\,\boldsymbol{grad}\,\varphi - \frac{1}{V^2}\,\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}\,\varphi)\right). \qquad (14)$$

Да но ведь и в уравнениях Максвелла - Лоренца прямым вычислением дивергенции их решений также не получить уравнения (I). Вспомним, как из уравнений Максвелла - Лоренца получают волновое уравнение для скалярного потенциала. [4 стр. 347] Сначала вычисляют дивергенцию напряженности электрического поля

$$div\,\boldsymbol{d} = div\,\left(-\frac{1}{c^2}\dot{\boldsymbol{a}} - \boldsymbol{grad}\,\varphi\right) = -\frac{1}{c^2}div\dot{\boldsymbol{a}} - \Delta\varphi.$$

Как видим, полученный результат далек от уравнения (I) но волевым соглашением этот результат приравнивают к объемной плотности заряда путем подстановки его в уравнение (I) и после применения условия Лоренца получают волновое уравнение. Мы также, волевым способом можем равенство (14) приравнять к какой либо величине ρ**.** В конце концов, $div\,\boldsymbol{d}$ если не равна нулю то чему, то она все же равна. Вот и обозначим это что-то символом ρ.

Второе слагаемое правой части равенства (14) согласно (2) равно

$$\frac{1}{V^2}\,\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}\,\varphi) = \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}$$

И также мы можем получить волновое уравнение для «скалярного потенциала» φ

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial(x)^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial(y)^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial(z)^2} - \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \left(1-\frac{p^2}{V^2}\right)\rho \qquad (15)$$

Или если движущуюся систему отсчета выбрать так, что ее ось (x) будет параллельна направлению скорости ее движения $\boldsymbol{p}$, то тогда второе слагаемое правой части равенства (14) будет равно:

$$\frac{1}{V^2}\,\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad}\,\varphi) = \frac{p^2}{V^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial(x)^2}$$

а уравнение (14) будет выглядеть следующим образом:

$$Div\,\mathfrak{D}' = -\left(1-\frac{p^2}{V^2}\right)\frac{\partial^2\varphi}{\partial(x)^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial(y)^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial(z)^2} = \left(1-\frac{p^2}{V^2}\right)\rho.$$

Это также волновое уравнение превращенное Лоренцем в форму Пуассона.

Итак, чисто математическим путем мы построили четыре уравнения (I) - (IV) для величин $\mathfrak{D}'$ и $\mathfrak{H}'$. Полученные уравнения в точности совпадают с уравнениями Максвелла - Лоренца, но как видим это не законы природы. Эти уравнения представляют собой математические тождества, так как являются суммой бесконечного числа математических тождеств.

О чем говорят нам эти уравнения? Уравнение (I) говорит нам о том, что дивергенция $\mathfrak{D}'$ не везде равна нулю. Уравнение (II) говорит о том, что дивергенция $\mathfrak{H}'$ везде равна нулю, так как поле $\boldsymbol{d}$ безвихревое. Из уравнений (III) и (IV) тождественно следует, что

$$\frac{\partial\mathfrak{D}'}{\partial t} = (\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad})\mathfrak{D}'; \qquad \frac{\partial\mathfrak{H}'}{\partial t} = (\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{grad})\mathfrak{H}'.$$

Лоренц, когда в работе [3] написал равенство (VI_b)

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - 4\pi[\mathfrak{p}.\mathfrak{d}],$$

То с какой стати он решил, что второе слагаемое правой части этого равенства есть напряженность которая может быть силой? Ну ладно там равенство (V_b) [3]

$$\mathfrak{F} = 4\pi V^2\mathfrak{d} + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}],.$$

Это равенство он изначально ввел как пятое уравнение электродинамики, которое *«по своему значению не уступает уравнениям (17) — (20)»* [4 стр. 35], и именно это уравнение показывает нам то, что вектора $\mathfrak{d}$ and $\mathfrak{H}$ есть сила.

В третьем параграфе [4 стр. 25] Лоренц приводит формулы электромагнитного поля в форме дифференциальных уравнений и поясняет их физический смысл: *«Четвертое уравнение совместно с третьим*

$$Div\boldsymbol{h} = 0 \qquad (3),$$

$$Rot\,\boldsymbol{h} = \frac{1}{c}\boldsymbol{c} = \frac{1}{c}\dot{\boldsymbol{d}} \qquad (4)$$

определяет магнитное поле, которое получается при данном распределении тока $\boldsymbol{c}$. *Что касается последнего уравнения,*

$$Rot\boldsymbol{d} = -\frac{1}{c}\,\dot{\boldsymbol{h}} \qquad (5)$$

оно выражает закон, по которому проявляются электрические силы в системе с переменным магнитным полем». Таким образом, физический смысл четвертого уравнения заключается в том, что изменяющееся электрическое поле $\dot{\boldsymbol{d}}$ порождает магнитное поле. А физический смысл последнего уравнения состоит в том, что изменяющееся магнитное поле $\dot{\boldsymbol{h}}$ порождает электрическое поле. Выражения «*электрические силы»* и *«магнитное поле»* употребляются Лоренцем по инерции из законов Фарадея и Ампера, так как уравнения Максвеллом выведены из этих законов. Хоть и выведены уравнения Максвелла из законов сами эти уравнения законами не являются. Законами являются уравнения Ампера и Фарадея, так как именно они непосредственно описывают силы.

И в завершение еще несколько слов о полях заряда движущегося равномерно и прямолинейно. Система отсчета, которая движется совместно с зарядом, является инерциальной. Поэтому решения, уравнений Максвелла – Лоренца для полей индуцированных этим зарядом в неподвижной системе отсчета, должны содержать правила преобразования поля заряда из движущейся системы отсчета в неподвижную систему. Классическое решение этих уравнений правил преобразования полей не содержат. Да Лоренц, проявляя большую изобретательность, ищет возможные преобразования координат и преобразования полей, сохраняющие неизменными уравнения Максвелла. [5]

«4. Мы преобразуем эти формулы введением новых переменных

$$x' = klx, \quad y' = ly, \quad z' = lz, \quad t' = \frac{l}{k}t - kl\frac{w}{c^2}x$$

и определяю два новых вектора $\boldsymbol{d}'$ *и* $\boldsymbol{h}'$ *посредством формул*

$$\boldsymbol{d}'_x = \frac{1}{l^2}\boldsymbol{d}_x, \qquad \boldsymbol{d}'_y = \frac{k}{l^2}\left(\boldsymbol{d}_y - \frac{w}{c}\boldsymbol{h}_z\right), \qquad \boldsymbol{d}'_z = \frac{k}{l^2}\left(\boldsymbol{d}_z + \frac{w}{c}\boldsymbol{h}_y\right),$$

$$\boldsymbol{h}'_x = \frac{1}{l^2}\boldsymbol{h}_x, \qquad \boldsymbol{h}'_y = \frac{k}{l^2}\left(\boldsymbol{h}_y + \frac{w}{c}\boldsymbol{d}_z\right), \qquad \boldsymbol{h}'_z = \frac{k}{l^2}\left(\boldsymbol{h}_z - \frac{w}{c}\boldsymbol{d}_y\right).$$

При этом он не поясняет, из чего эти формулы следуют. Просто если мы будем это применять, то будет хорошо.

В статье [6] дано, отличное от классического, решение уравнений Максвелла – Лоренца для полей индуцированных в неподвижной системе отсчета зарядом движущимся равномерно и прямолинейно. Эти решения содержат правила преобразования поля заряда из движущейся системы отсчета в неподвижную систему.

09.06.2012г.

Литература.

1. Корнева М.В. Ошибка Лоренца. http://n-t.ru/tp/ns/ol.htm
2. Логунов А. А. Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. - М.: Наука, 1987.
3. H. A. Lorentz. Attempt of a Theory of Electrical and Optical Phenomena in Moving Bodies (1895).
4. Лоренц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения (2-е изд.). М.: ГИТТЛ, 1953.
5. Г. А. Лоренц Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей скорости света. «Принцип относительности». (Сборник работ по специальной теории относительности) М., Атомиздат, 1973, стр. 67.
6. Беляев В.Г. Поля точечного заряда, движущегося равномерно и прямолинейно. http://new-idea.kulichki.net/pubfiles/120306200131.rar