

**ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ
И
ПОСТУЛАТЫ ФИЗИКИ**

Курсанов Ю.Я.

Екатеринбург 2014 г.

Автор: Jurakirsanov@gmail.com
Сайт: realrelativity.ucoz.ru

Введение

Впервые в 1835 году Гаусс изложил представление о том, что при движении зарядов относительно друг друга в каждом новом их взаимном положении потенциал взаимодействия между ними должен изменяться не сразу, а с определенным запаздыванием. Это должно приводить к отличию закона взаимодействия движущихся зарядов от кулоновского. В 1898 году А. Ленард и в 1900 году Е. Вихерт также, разрабатывая эту идею, получили выражения для поля движущихся зарядов, к которым применили характеристику “с запаздывающими потенциалами” [1], [2].

Об упомянутом запаздывании потенциалов можно говорить **независимо от принятия или нет гипотезы эфира**. Принимается, что существующие в мировом пространстве заряды (и электрические и гравитационные) могут либо покоиться, либо – двигаться. Они только в покое имеют сферически симметричное поле и одинаковую скорость распространения от них волн во всех направлениях. Для движущегося заряда концентричность распространения волн нарушается. А представление о деформации поля («запаздывание потенциалов») движущегося заряда по Ленарду-Вихерту в его классическом виде позволяет в частности объяснить природу таких электромагнитных явлений как закон Ампера (взаимодействие токов), закон Фарадея (явления индукции и взаимоиндукции), которые постулировались только как опытные. Кроме того представление о «запаздывании потенциалов» в применении к полю электрических зарядов и зарядов-масс обнаруживает природу кинетической энергии движущихся частиц реализующуюся как добавочная энергия связанная с деформацией ее электрического или гравитационного поля.

1 Запоздывание потенциалов

1.1 Поле движущегося точечного заряда

На рис.1 изображен точечный заряд, который в момент $t=0$ получил импульс и начал движение с постоянной скоростью V . Через некоторое время t волна расширения области занятой его сопутствующим (новым) полем продвинулась до радиуса $r_0 = ct$. Очевидно, что в точках этой сферы поле эквипотенциально, каким оно было бы, если бы сам заряд оставался на месте. Однако, двигаясь, заряд за это время ушел на расстояние равное Vt (см. рисунок), нарушив эксцентricность относительно себя этой эквипотенциальной сферы (на чертеже-линии). Точно также и другие, промежуточные эквипотенциальные линии имеют свои (смещенные относительно текущего положения заряда) “центры рождения” на линии его движения. В результате движения заряда, мы имеем систему эквипотенциальных линий, отстающих от их положения при кулоновской симметрии, когда

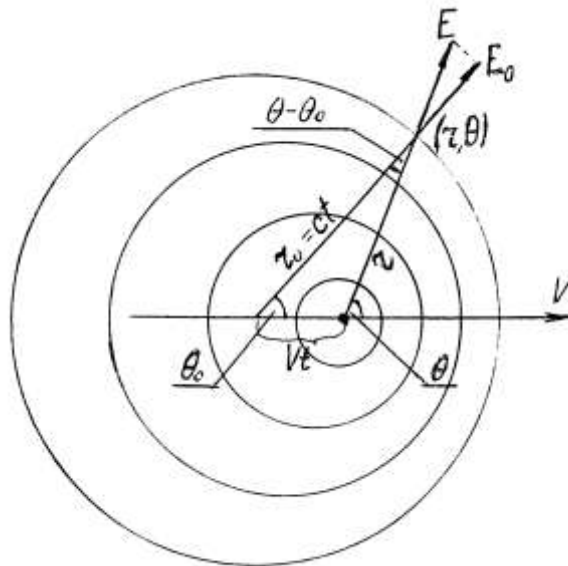


Рис.1

центр сферы (линии) радиуса ct отстает от текущего положения заряда на расстояние Vt . На рисунке точка крайней эквипотенциальной линии на волне-границе между уходящим «старым» полем и расширяющимся новым», которая в данный момент имеет относительно текущего положения заряда координаты r и θ в исходном положении ($t=0$) имела другие значения – r_0 и θ_0 . Из рисунка видно, что $r(\theta)$ можно выразить через r_0 как:

$$r(\theta) = r_0 \cos(\theta - \theta_0) - Vt \cos \theta = r_0 \left[\cos(\theta - \theta_0) - \frac{V}{c} \cos \theta \right]. \quad (1)$$

Как видим, одинаковое число эквипотенциальных линий с “фронтальной” и “тыльной” стороны заряда уместаются на разных отрезках длины. Это значит, что напряженность поля (на одинаковых расстояниях от заряда) во “фронтальной” стороне ($\theta=0$) больше чем в “тыльной” ($\theta=\pi$).

Чтобы определить напряженность поля в точке (r, θ) (в координатах относительно текущего положения заряда), заметим что, если бы заряд, покоился, то напряженность поля в этой точке (т.е. с координатами r и θ) была бы равна:

$$E_0(r, \theta) = K \frac{q_0}{r^2} \quad (2)$$

где K в системе СИ равно $1/4\pi\epsilon_0$. Учитывая, что плотность эквипотенциальных линий вдоль r равномерно из-за равномерности (по инерции) движения заряда увеличена на коэффициент r_0/r , то ее действительное значение $E(r, \theta)$ мы получим, умножив (2) на этот коэффициент, получив его из выражения (1):

$$E(r, \theta) = K \frac{q_0}{r^2} \frac{1}{\cos(\theta - \theta_0) - \frac{V}{c} \cos \theta}.$$

Умножим и разделим это выражение на $\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta$. Тогда, учитывая что $\cos(\theta - \theta_0) = \sqrt{1 - (V^2/c^2) \sin^2 \theta}$ (что определяется из треугольника $r - Vt - r_0$ (рис. 1)), получим другое выражение для поля напряженностей равноценное, но более удобное для физических выводов:

$$E(r, \theta) = K \frac{q_0}{r^2} \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx K \frac{q_0}{r^2} + K \frac{q_0}{r^2} \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (3)$$

Проведенное здесь приближение допустимо для случаев, когда $V^2/c^2 \ll V/c$. Нами оно будет в работе использоваться в дальнейшем. Это выражение представляет собой «деформированное» кулоновское поле, то есть поле с увеличенной, напряженностью в направлении θ и уменьшенной в сторону $(180^\circ - \theta)$. Это поле представляет суперпози-

цию кулоновского поля Kq_0/r^2 (рис.2б) и деформационной (релятивистской) добавки (рис,2в), которая в общем равна:

$$\delta E(r, \theta) = K \frac{q_0}{r^2} \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - K \frac{q_0}{r^2} \approx K \frac{q_0}{r^2} \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (4)$$

Как видим, эта добавка поля необычна тем, что предполагает воображаемый источник. По знаку $\cos \theta$ и направлению векторов напряженности поля (рис. 2в) этот источник с «фронтальной стороны» положителен, а с «тыльной» - отрицателен. Не надо путать этот объект с

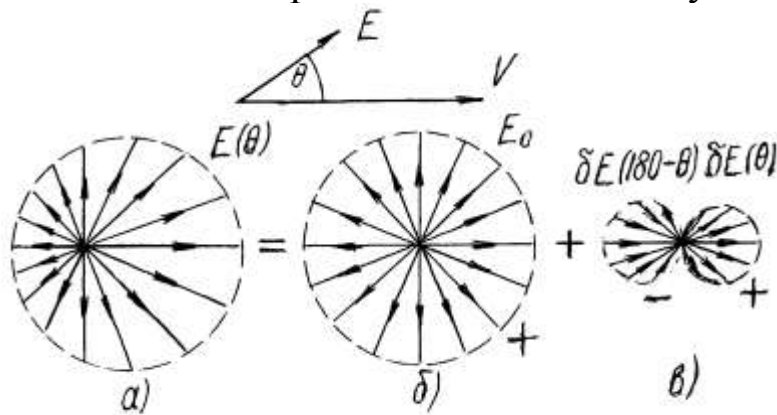


Рис.2

диполем и назовем этот воображаемый заряд «тандемным».

Об описываемом «отставании» поля движущихся зарядов прямым образом можно заключить, рассматривая известный эффект Доплера для световых и радиоисточников. Этот эффект заключается в сокращении длин волн впереди движущихся источников и увеличении позади. Тогда, представляя уменьшение частоты излучения, в пределе мы получим поле описанное выше.

1.2 Обращенный заряд

Выражение (3) представляет произведение выражения кулоновского поля на коэффициент справа, зависящий от направления θ относительно вектора скорости. То есть, этот коэффициент имеет смысл величины заряда, **обращенной** в направлении θ :

$$q(\theta) = q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \approx q_0 + q_0 \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (5)$$

Полученное обращенное значение заряда (также как и поле с запаздывающими потенциалами (3)) можно представить как суперпозицию кулоновской части q_0 и релятивистской добавки δq , которая, очевидно, будет равна:

$$\delta q(\theta) = q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \approx q_0 \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (6)$$

Графически это выражение (как и релятивистская часть обращенного поля (4) напряжений), дает фигуру, представленную на рис.2в в виде “тандема” двух зарядов **похожего** на диполь. Здесь стрелками обозначены направленные зарядовые векторы.

2 Взаимодействие релятивистских зарядов

На рис. 4 обращенность заряда, то есть зависимость его значения от направления θ иллюстрируется длиной зарядовых векторов. А аналитически это выражается формулой (5). Заметим, что в отличие от сферически симметричных (кулоновских) зарядов с обращенными зарядами возникает принципиальный вопрос. Дело в том, что одно и то же поле в точке нахождения нашего заряда (рис.3) может быть получено как от заряда источника поля расположенного в стороне направления θ (притяжение), так и от заряда расположенного на том же расстоянии со стороны направления $\theta+180^\circ$ (отталкивание).



Рис.3

Однако сила равная произведению напряженности поля E на обращенный заряд (5), в обоих случаях (если считать, что заряд взаимодей-

ствуется с полем одной стороной) получается разная. Это противоречие наводит на мысль, что с окружающим полем релятивистский заряд взаимодействует обеими сторонами. Это значит, что к силе, действующей на сферически симметричную часть заряда, прибавляются силы действия поля на добавочные части, описываемые формулой (6) и образующие для θ и $\theta+180^\circ$ «тандем» из добавочных зарядов $\delta q(\theta)$ и $\delta q(180^\circ+\theta)$ (см. рис.2в). Этот «тандем» не является самостоятельной частицей и не надо его путать с диполем. Итак, добавочные силы, соответственно, будут равны:

$$\delta F(\theta) = E \cdot \delta q(\theta) = E \cdot \left(q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \right) \approx E q_0 \frac{V}{c} \cos \theta \quad (7)$$

и

$$\delta F(180^\circ - \theta) = E \cdot \left(q_0 \frac{\cos(\theta - \theta_0) - \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - q_0 \right) \approx -E q_0 \cos \theta. \quad (8)$$

Здесь приближения имеют те же основания, как и в формулах выше.

Определяя силу, действующую на заряд с учетом релятивистской прибавки к кулоновской силе, мы должны прибавить разницу сил действующих в направлениях θ и $(180^\circ - \theta)$, которые представляются (7) и (8). С учетом этой разницы для полной силы воздействия поля E на релятивистский заряд получим:

$$\begin{aligned} F &= E \cdot q_0 + E \delta q(\theta) - E \delta q(180^\circ - \theta) = \\ &= E \cdot q_0 + E \cdot q_0 \left(\frac{\cos(\theta - \theta_0) + \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - 1 \right) - E \cdot q_0 \left(\frac{\cos(\theta - \theta_0) - \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} - 1 \right) = E \cdot q_0 \left(1 + \frac{2 \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \right), \end{aligned}$$

или:

$$F = E q_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta \right) \quad (9)$$

В правой части этого равенства заряд с множителем в скобках умноженный на напряженность, сразу дает действующую на заряд силу. Здесь заряд с множителем в скобках назовем «движимым зарядом»:

$$q_{д} = q_0 \left(1 + \frac{2 \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V^2}{c^2}} \right) \approx q_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta \right). \quad (10)$$

В качестве действующего на движимый заряд поля в частности может быть поле другого релятивистского заряда, находящегося на расстоянии r со своими значениями q , V и θ (формула (3)). Умножая выражение напряженности поля (3') от заряда 1 на выражение (10) для обращенного значения движимого заряда 2 получим общее выражение силы взаимодействия двух релятивистских зарядов:

$$\begin{aligned} F(q_1, q_2) &= K \frac{q_{01}}{r^2} \frac{\cos(\theta_1 - \theta_{01}) + \frac{V_1}{c} \cos \theta_1}{1 - \frac{V_1^2}{c^2}} \cdot q_{02} \left(1 + \frac{2 \frac{V_2}{c} \cos \theta_2}{1 - \frac{V_2^2}{c^2}} \right) \approx \\ &\approx K \frac{q_{01}}{r^2} \left(1 - \frac{V_2}{c} \cos \theta \right) \cdot q_{02} \left(1 + 2 \frac{V_2}{c} \cos \theta \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Подчеркнем что, надо различать два вида записи выражений для релятивистского заряда: 1. Когда заряд фигурирует в выражении для поля с запаздывающими потенциалами сам как источник этого поля (формула (3)) и 2. Запись для “движимого заряда” (10), когда умножение этого выражения на напряженность поля в точке нахождения заряда сразу дает силу (как мы говорили - двустороннюю) действующую на этот заряд.

3 Привязанная волна

В явлении искажения симметрии поля движущегося заряда вызывающим сомнение является тот факт, что напряженность поля во фронтовой области (на тех же расстояниях от заряда) больше чем в тыльной стороне. Эта разница напряженностей, казалось бы, должна тормозить движение заряда. В связи с этим заметим, что аналогичная противоречивая на первый взгляд ситуация существует также у такого явления как движение волны в упругой среде. Например, у единичной волны в виде одного периода синусоиды тоже налицо отсутствие статического равновесия напряжений. Очевидно, что такая конфигу-

рация распределения напряжений может существовать только в динамике движения волны. Можно положить, что в движении заряда мы имеем присутствие двух взаимосвязанных движений: заряда как целого, как частицы и перемещения вместе с ним как волны асимметричной конфигурации поля его напряжений. Указанное поступательное продвижение локальной области концентрации напряжений с одного участка упругой среды на другой, очевидно, сопровождается местным (вблизи заряда) движением самой среды. А это значит, что на скорости движения заряда, получившего данный импульс кроме его собственной массы должна сказываться некие физические свойства среды, в которой движется заряд. Итак, вместе с движением заряда мы имеем движение как бы “привязанной” к нему волны, которая через физические свойства (типа упругости и плотности) заполняющей среды оказывает влияние на скорость его движения. Такой «материальности» энергии силового поля соответствует известное представление, что энергия обладает массой.

4 Запоздывающие потенциалы и законы Ампера, Фарадея, Ньютона

4.1.1 Релятивистское взаимодействие электронов в параллельных проводниках с током

Как известно, в металле проводника с током электроны проводимости, находясь в хаотическом тепловом движении, имеют составляющую скорости “дрейфа” в направлении тока. Используя представление об эффекте запаздывания потенциалов, о котором говорилось в разделе 1 к свободным электронам в проводниках с током, рассмотрим возможное проявление этого эффекта во взаимодействии находящихся в движении электронов двух соседних проводников с током. Применим полученные выше выражения (раздел 2) для определения силы взаимодействия двух выделенных электронов в проводниках 1 и 2, представленных на рис 4.

Определяя силу воздействия поля электрона проводника 1, на выделенный электрон проводника 2, предварительно заметим, что в

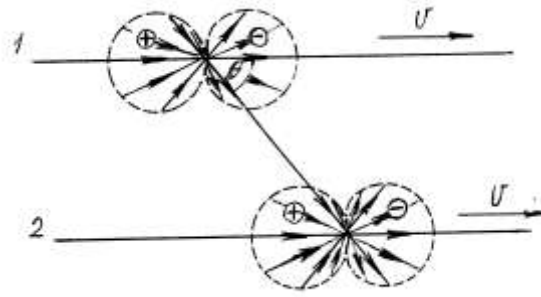


Рис.4

металле проводников у каждого из движущихся электронов кулоновская (сферически симметричная) часть заряда скомпенсирована положительным зарядом ионов решетки. В результате этого снаружи проводника может проявляться только релятивистская «тандемная» часть поля электронов, которая представляется формулой (4):

$$E_T(r, \theta) = K \frac{e_0}{r^2} \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (12)$$

Под действием этого поля (электрона проводника 1) находится выделенный нами электрон проводника 2, (см. рис 4) у которого также как у электрона 1 сферически симметричная часть заряда скомпенсирована положительным полем ионов решетки. Поэтому в поле электрона 1 окажется не скомпенсированная релятивистская часть движимого заряда электрона 2, которую получим из (10) (записав его для заряда электрона), заряд электрона в покое:

$$e_D = e_0 \left(1 + 2 \frac{V}{c} \cos \theta\right) - e_0 = 2e_0 \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (13)$$

График, построенный по этой формуле, и дает фигуру “тандема” из двух релятивистских электронов, о чем говорилось в разделе 2.

Произведение напряженности поля (12) от электрона проводника 1 (ее не скомпенсированной части) на не скомпенсированную часть заряда движимого электрона проводника 2 (13) и даст силу их взаимодействия. Для случая равных (дрейфовых) скоростей обоих электронов получим:

$$F_{1-2} = 2K \frac{e_0^2}{r^2} \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta. \quad (14)$$

Мы видим, что есть единственное взаимное расположение наших “тандемных” электронов, когда сила их взаимодействия обращается в нуль это, когда значение $\theta = \pi/2$, то есть для электронов расположенных друг против друга. Из рисунка (4) по обращенности знаков заря-

дов видно, что, несмотря на отсутствие взаимодействия “тандемных” электронов расположенных в параллельных проводниках друг против друга (когда в формуле (14) $\theta=90^0$), взаимодействие с боковыми “тандемными” электронами приведет проводники к взаимодействию между собой. Причем однонаправленное движение электронов (тока) в обоих проводниках приводит их к притяжению, а разнонаправленное - к отталкиванию (как это наблюдается на практике).

4.1.2 Сила взаимодействия проводников с током

Пусть по рассмотренной выше схеме в двух проводниках взаимодействуют не отдельные “тандемные” электроны, а элементарные “тандемные” заряды, сформированные как ρdl , где ρ - линейная плотность в проводнике электронов проводимости, а dl – элементарные участки длины этих проводников (рис.5). Тогда, если v -дрейфовая скорость движения в проводниках электронов, то для силы взаимодействия этих элементарных тандемных зарядов аналогично (14) можно записать:

$$d^2 F(l, \theta) = 2K \frac{(\rho \cdot dl)^2}{r^2} \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta, \quad (15)$$

где r и θ – координаты взаимного положения электронов.

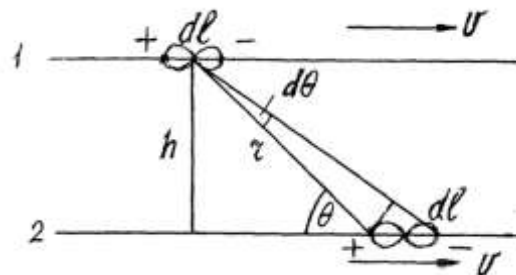


Рис.5

Для определения составляющей силы взаимодействия проводников в направлении их друг к другу, перед интегрированием мы должны (15) умножить на $\sin \theta$. Тогда получим:

$$d^2 F(l, \theta) = 2K \frac{\rho^2}{c^2} \frac{V^2}{r^2} \cos^2 \theta \sin \theta \cdot dl dl \quad (16)$$

Из рисунка определим: $r = \frac{h}{\sin \theta}$ (h – расстояние между проводниками), $dl = \frac{rd\theta}{\sin \theta} = \frac{h}{\sin^2 \theta} d\theta$. Подставив эти значения в (16), получим:

$$d^2 F(l, \theta) = 2K \frac{\rho^2 V^2}{c^2 h} \cos^2 \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot dl,$$

Интегрируя это выражение по θ , получим:

$$dF(\theta, l) = 2K \frac{V^2}{c^2} \frac{\rho^2}{h} \int_0^\pi \cos^2 \theta \cdot d \cos \theta \cdot dl = 2K \frac{V^2}{c^2} \frac{\rho^2}{h} \frac{\cos^3}{3} \Big|_0^\pi dl.$$

После подстановки пределов интегрирования получим силу взаимодействия элементарного заряда ρdl верхнего проводника со всеми «тандемными» элементарными зарядами нижнего проводника:

$$dF(l) = K \frac{4 V^2}{3 c^2} \frac{\rho^2}{h} dl.$$

Учтя, что в системе СИ $K=10^{-7} c^2$, отсюда получим:

$$dF(l) = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} V^2 dl. \quad (17)$$

Заметим, что эта формула получена из предположения, что все электроны проводников имеют постоянную скорость V . Однако известно, что дрейфовая скорость электронов тока не является равномерной, а от столкновения к столкновению (с некими центрами рассеяния) скорость каждого электрона равномерно нарастает от 0 до V_{max} . Тогда очевидно, что для учета по (17) вклада в силу взаимодействия каждого уровня скорости необходимо силу считать не по средней скорости V , а по средней величине V^2 . То есть (17) мы должны переписать:

$$dF(l) = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} \frac{1}{V_{max}} \int_0^{V_{max}} V^2 dl = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{1}{V_{max}} \frac{V^3}{3} \Big|_0^{V_{max}} dl,$$

откуда

$$dF = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} \frac{V_{max}^2}{3} dl. \quad (18)$$

Так как арифметическое среднее значение скорости равно $V_{cp} = V_{max}/2$, то, выразив отсюда V_{max} , и подставив в (18), получим:

$$dF = \frac{4}{3} \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} \frac{4}{3} V_{cp}^2 dl = 1,8 \cdot 10^{-7} \frac{\rho^2}{h} V_{cp}^2 dl. \quad (19)$$

Здесь, как известно, ρV представляет ток в проводнике, поэтому окончательно получим:

$$dF = 1,8 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{I^2}{h} dl. \quad (19')$$

Сравним полученное из представления о запаздывании потенциалов поля движущихся зарядов, выражение для силы между проводниками с током с известным эмпирическим соотношением для такого же взаимодействия токов:

$$dF = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I^2}{h} dl$$

Здесь магнитная проницаемость μ_0 в системе СИ равна $4\pi 10^{-7}$. Подставив это значение, получим:

$$dF = 2 \cdot 10^{-7} \frac{I^2}{h} dl. \quad (20)$$

Мы видим, что выражение (19') для силы, выведенное как следствие взаимодействия релятивистских (“тандемных”) электронов, и опытное (20) имеют очень близкие величины. Из идентичности вида этих выражений следует и сохранение вида всех известных ранее выражений для описания магнитного поля, от проводников различных конфигураций (рамки, соленоиды и т.д.) и поведения проводников с током в магнитном поле.

Укажем еще на один важный факт. Учитывая, что $I = \rho V = neSV$, перепишем (20) в виде:

$$dF = 2 \cdot 10^{-7} \frac{I}{h} neSV dl.$$

Заметим, что здесь $2 \cdot 10^{-7} \frac{I}{h} = B$ есть известное выражение магнитной индукции на расстоянии h от прямого проводника с током, а $neSdl = dq$ – заряд, который несут электроны **проводимости** элемента dl проводника. Тогда, подставив, получим:

$$dF = V \cdot B \cdot dq.$$

Это есть сила Лоренца, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле для случая, когда угол между B и V равен 90° .

4.2 Запаздывающие потенциалы и явления индукции

4.2.1 Продольное поле вокруг проводника с током

В разделе 4.1 мы получили, что отрицательное поле движущихся электронов в проводнике (при токе) не компенсируется полностью положительным фоном решетки, а обнаруживают себя за пределами проводника (17) как «тандемная» часть поля электрона движущегося в проводнике со скоростью V :

$$E(r, \theta) = K \frac{V}{c} \frac{e_0}{r^2} \cos \theta.$$

Здесь r и θ – координаты (относительно «тандемного» электрона) произвольной точки пространства за пределами проводника. Определим электрическое поле в этой точке от всех движущихся электронов проводника. Запишем сначала (как было сделано в разделе 4.1) выражение для поля от «тандемного» элементарного заряда сформированного как ρdl (заряд элементарного участка проводника на рис.6). Здесь ρ - линейная плотность зарядов, dl - участок длины проводника. Тогда для поля такого заряда получим:

$$dE(r, \theta) = K \frac{V}{c} \frac{\rho dl}{r^2} \cos \theta.$$

Нас интересует поле в точке (r, θ) не от отдельного элемента ρdl , а от всего проводника с током. А так как интересует составляющая напряженности продольная проводнику (рис.6), то мы должны перед интегрированием последнего выражение по l умножить его на $\cos \theta$. Получим:

$$dE(r, \theta) = K \frac{V}{c} \frac{\rho dl}{r^2} \cos \theta \cos \theta$$

Далее, учитывая, что $r = \frac{h}{\sin \theta}$, $dl = \frac{rd\theta}{\sin \theta} = \frac{h}{\sin^2 \theta} d\theta$ (рис.6), перепишем:

$$dE(\rho, \theta) = K \frac{V}{c} \frac{\rho \cdot \sin^2 \theta}{h^2} \cos^2 \theta \frac{h}{\sin^2 \theta} d\theta = K \frac{V}{c} \frac{\rho}{h} \cos^2 \theta \cdot d\theta.$$

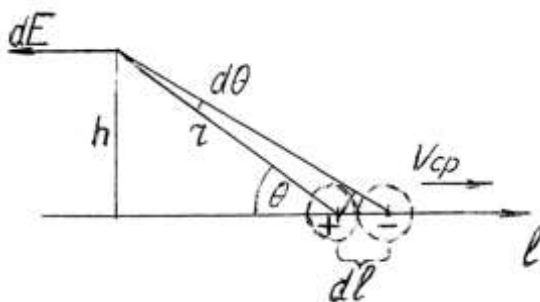


Рис.6

Для бесконечного прямого проводника, то есть при интегрировании от 0 до π , для продольной составляющей напряженности в точке (r, θ) расположенной на расстоянии h от проводника, получим:

$$E(\rho, \theta) = K \frac{V \cdot \rho}{c \cdot h} \int_0^\pi \cos^2 \theta \cdot d\theta = K \frac{V \rho}{c h} \left[\frac{\theta}{2} + \frac{1}{4} \sin 2\theta \right]_0^\pi = K \frac{\pi V \rho}{2 c h}.$$

Учитывая, что ρV есть величина электрического тока в проводнике I и, что в системе СИ $K = 10^{-7} c^2$, это выражение можно переписать:

$$E = K \frac{\pi}{2c} \cdot \frac{I}{h} = \frac{10^{-7} \pi \cdot c}{2} \frac{I}{h} \quad (21)$$

Согласно этому выражению ток в прямом бесконечном проводнике вызывает вокруг него **продольное** проводнику электрическое поле, напряженность которого (максимальная составляющая параллельна линии проводника) пропорциональна величине тока и обратно пропорциональна расстоянию от данной точки до проводника. Тут налицо

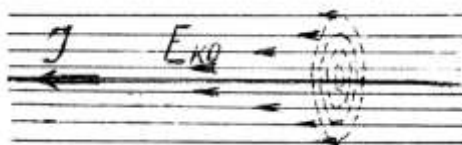


Рис.7

коаксиальное расположение этого продольного электрического поля относительно линии проводника (рис.7). Указанное распределение напряженности поля вблизи проводника сохраняется однородно во всех сечениях на всем протяжении проводника и является следствием «особенной» природы его источников – «тандемных» электронов.

На рис.8 изображена ситуация с возникновением продольного электрического поля около кольцевого витка проводника, по которому

течет постоянный ток. Здесь также как в рассмотренном выше прямом проводнике элементарные «тандемные» заряды ρdl дают свой вклад dE в величину напряженности E в любой точке, причем все вклады одного знака - как от правой, так и от левой половины кольца. Без вывода непосредственно выражения распределения напряженности поля около витка можно видеть, что интегральные значения напряженности в точках, лежащих на одинаковых расстояниях h от проводника, определяются из одинаково распределенных относительно них источников – «тандемных» зарядов ρdl (рис.8) и, следовательно, они равны. Это значит, что здесь силовые линии ориентированы (как и у прямого проводника) параллельно проводнику. Очевидно, для напряженности

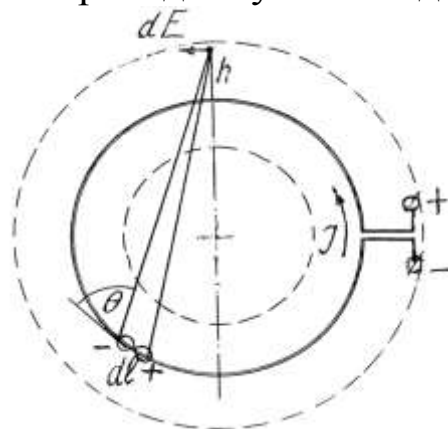


Рис.8

поля в непосредственной близости от проводника, когда $h \ll R$ (R - радиус витка), мы будем иметь величину близкую формуле (21). Пунктирными линиями на рисунке условно обозначены границы поля. Одинаковостью ширины поля (и, значит, плотностью силовых линий) иллюстрируется однородность поля по длине проводника.

Возникает вопрос: почему **электрическое по природе** поле в рассмотренных ситуациях на практике не обнаруживается на каком-то действии сил на электрические заряды расположенные вблизи проводника с постоянным током. Например, отсутствует ток в витке проводника расположенном рядом с витком, по которому течет постоянный ток. Отсутствие этой силы можно объяснить тем, что смещение заряда в таком поле не приводит к изменению энергии системы (то есть здесь $dU/dl=0$) как, например, изменяется энергия системы с зарядом, расположенным между пластинами конденсатора, где энергия изменяется при смещении заряда в сторону одной из пластин.

Обратим внимание, что в рассмотренных случаях возникновение электрического поля у проводников с постоянным током происходит в отсутствие не скомпенсированных распределенных или точечных зарядов в металле проводника, что соответствует не потенциальности этого поля. Такое поле является «вихревым». Описанный механизм возникновения не потенциального продольного электрического поля может быть распространен и на виток проводника с постоянным током неправильной формы, как следствие указанного отсутствия не скомпенсированных зарядов и в таком витке тоже.

4.2.2 Индукция ЭДС

В рассмотренных выше случаях предполагалось, что ток в проводниках устанавливался и менялся **одновременно** с включением или изменением напряжения и, был сразу равномерно распределенным по всей длине проводника. Однако известно, что у возникающего при подключении к проводнику напряжения фронт распространяющегося по проводнику поля (от ненулевого потенциала) имеет конечную скорость распространения c . В результате инерционная задержка установления тока при подаче меняющегося напряжения инициирует **не равномерно распределенный ток** в проводнике. В таких условиях нарушается эффект не потенциальности поля, о котором говорилось выше. Рассмотрим сказанное подробнее. На рис.9а представлен гра-

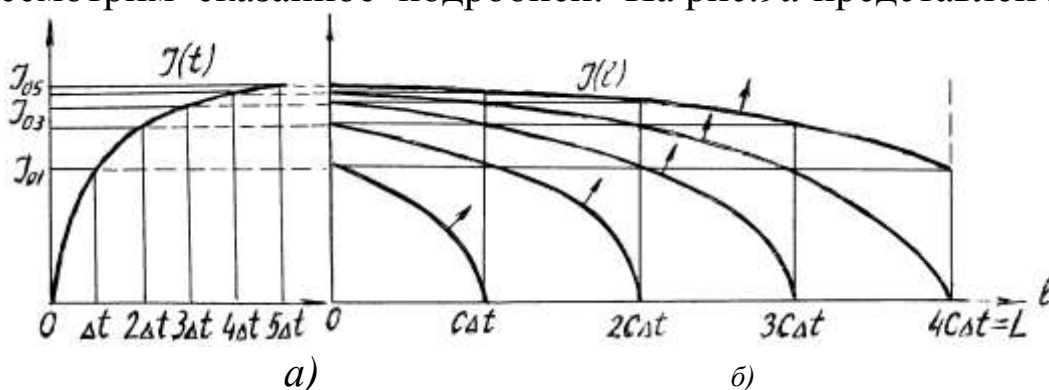


Рис.9

фик подачи на виток (в точке $l=0$) нарастающего потенциала дающего соответствующий нарастающий ток $I_0(t)$ (значение вблизи этой же точки). Значения этого тока представлены через равные промежутки времени Δt . На рис.9б проводник такого витка представлен по оси x в

развертке. Для удобства рассуждений длина проводника разделена на равные отрезки $c\Delta t$ (c -скорость продвижения в проводнике фронта нового поля, Δt -интервалы времени в которых представлен график нарастания «нулевого» тока).

Перед выяснением влияния инерции тока (по отношению к изменению напряжения) на его распределение по проводнику рассмотрим сначала процесс в условиях, когда увеличение напряжения (и, соот-ветственно, «нулевого» тока I_{0i}) на витке производятся не непрерывно, а приращениями согласно временному ступенчатому графику на рис.9а. Но предварительно (учитывая конечность скорости (c) распространения поля в проводнике) мы заметим следующее: Когда фронт поля от первого приращения потенциала (с «нулевым» током I_{01}) за время $4\Delta t$ достигнет на проводнике точки $4c\Delta t$ фронт второго приращения поля дающего добавку «нулевого» тока $I_{02} - I_{01}$ за время $3\Delta t$ достигнет только точки проводника $3c\Delta t$. В это же время поле от третьего приращения потенциала с добавкой ближнего тока $I_{03} - I_{02}$ за время $2\Delta t$ (еще больше отставая) достигнет точки $2c\Delta t$. А поле от приращения тока $I_{04} - I_{03}$ дойдет до точки провода $1c\Delta t$. В результате, в сумме в момент достижения в точке $l=0$ нулевого тока I_{04} мы получим неравномерное, ступенчатое (Рис. 9б) распределение значений тока по проводнику. Значения токов в участках более удаленных от места приложения потенциала будут меньше, чем в ближних.

Увеличивая частототу приращений потенциала (уменьшая величину) мы в пределе придем к плавному росту подаваемого напряжения и «нулевого» тока (график на рис.9) и к соответствующей плавной кривой рапределения тока по длине проводника (верхняя кривая на рис.19б). **Мы видим, что нарастающий способ подачи напряжения на проводник дает неравномерно распределенный по нему ток с меняющейся по мере роста напряжения неравномерностью (на рисунке показано стрелками).**

Рассматривая графики на рис.9а и 9б, учитывая, что $l=ct$, мы для соотношения производных обеих зависимостей (учитывая, что положительным приращениям $dI(l)$ соответствуют отрицательные $dI(t)$) можем написать:

$$\frac{dI(l)}{dl} = -\frac{dI}{d(ct)} = -\frac{1}{c} \frac{dI(t)}{dt}. \quad (22)$$

Это показывает, что увеличение тока в витке в момент t за время dt равно такой же величины изменению тока при сдвиге из точки $l=ct$ на

расстояние $dl=d(ct)$. А из того, что величина тока согласно (21) определяет величину возникающего вокруг проводника продольного электрического поля, следует, что **неравномерность** распределения тока по проводнику влечет такую же **неравномерность** порождаемого им продольного электрического поля. Тогда, выразив из (21) ток I через напряженность поля E :

$$I = \frac{2h}{10^{-7} \pi \cdot c} E,$$

и подставив в (22), для определения поля вокруг проводника получим:

$$\frac{2h}{10^{-7} \pi \cdot c} \frac{dE}{dl} = -\frac{1}{c} \frac{dI}{dt}$$

или

$$\frac{dE}{dl} = -\frac{10^{-7} \pi}{2h} \frac{dI}{dt}$$

Интегрируя по l , получим:

$$E = -\frac{10^{-7} \pi l}{2h} \frac{dI}{dt} + C$$

Здесь C определим из условия, что при $l=0$ напряженность равна E_0 . Тогда получим:

$$E = E_0 - \frac{\pi 10^{-7} l}{2h} \frac{dI}{dt}. \quad (23)$$

Этим же соотношением, можно руководствоваться для поля кольцевого тока для точек вблизи проводника, то есть при $h \rightarrow 0$.

Мы видим, что согласно этому выражению напряженность продольного поля вокруг проводника можно рассматривать как состоящую из двух частей. Первая- постоянная часть E_0 , не зависящая ни от времени, ни от места расположения по длине проводника l . Как мы говорили выше, такое поле не может воздействовать на оказавшиеся в нем заряды, оно обладает свойствами не потенциального или вихревого поля. Вторая часть создается переменным током ($dI/dt \neq 0$) и зависит от места расположения на проводнике витка(l). Из-за неравномерности распределения напряженности вдоль проводника возникает движущая сила заставляющая электроны проводника перераспределяться в сторону восстановления равномерности и не потенциальности поля. То есть, поле имеет свойство потенциального поля. На рис.10 вид такого поля представлен систематически увеличивающейся условной шириной полосы занимаемой полем (обратной плотности силовых линий) от мак-

симума напряженности вблизи точки $l=0$ с уменьшением вплоть до противоположного конца $l=L$.

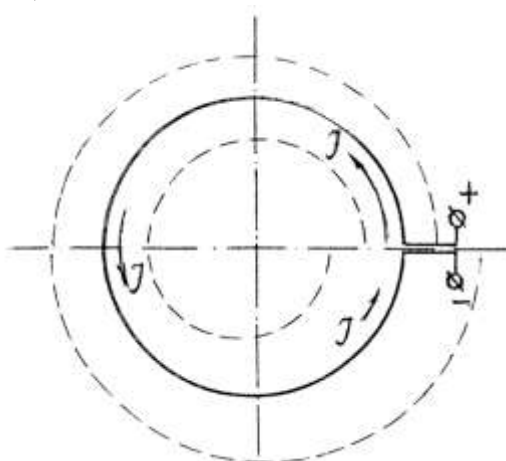


Рис.10

Для сравнения определим в нашем кольце индуцируемое электрическое поле с временной зависимостью тока, используя известное в электродинамике (в принципе эмпирическое) соотношение $E=dB/dt$. При этом примем, что для поля в точках достаточно близких к проводнику витка приближенно можно применять закон прямого тока (Био-Савара). Получим:

$$E = \frac{dB}{dt} = \mu_0 \frac{dH}{dt} = 4\pi 10^{-7} \frac{d}{dt} \cdot \frac{I}{2h} = \frac{2\pi 10^{-7}}{h} \frac{dI}{dt}. \quad (25)$$

Из сравнения (24) и (25) видно, что первое выражение дает общую величину напряженности продольного напряженности на семь порядков больше чем второе. Однако надо иметь в виду, что в выражении (23) работает как источник ЭДС вторая его часть. Именно она проявляет себя как поле потенциальное. Выражение (24) имеет опытное происхождение и его близкая количественная оценка величины поля к (25) говорит в пользу предлагаемого представления о природе ЭДС индукции.

В заключение важно заметить, что здесь предлагается теоретическое объяснение электрической природы магнитного поля и явлений констатированных как отдельный вид поля. В основном это не вызывает какой-то необходимости пересматривать принципы расчетов современной техники связанной с магнитными и электромагнитными явлениями и полями.

Заключение.

Сказанное выше показывает электрополевою природу основных магнитных явлений: сил магнитного взаимодействия проводников с током и явлений индукции и взаимоиנדукции. То есть, объяснены явления, которые фактически не были объяснены, а только констатировались как феномены.

Вызывающим сомнение в рассмотренных механизмах взаимодействия проводников с током, а также явлениях индукции является то, что мы получили именно релятивистское объяснение этих явлений, а по известным в настоящее время данным дрейфовая скорость электронов тока в металле далеко не релятивистская (до ≈ 10 мм/сек). Это вроде бы несоответствие объясняется тем, что в рассматриваемых явлениях участвуют свободные электроны всего объема металла в отличие от сил взаимодействия электрически поверхностно заряженных диэлектриков.

4.3 Кинетическая энергия зарядов - энергия релятивистской добавки поля

4.3.1 Энергия движения электрических зарядов.

Сначала напомним, что полную энергию поля окружающего некий электрический заряд, находящийся в покое определяют, интегрированием известного выражения для плотности электрической энергии этого поля $dU/dv = \epsilon_0 E^2 / 2$.

Другим (более простым) способом энергию поля заряда можно определить как половину работы разведения двух одинаковых разноименных зарядов (приводящую к возникновению двух полей). Для этого необходимо проинтегрировать силу взаимодействия зарядов на интервале расстояний от $r=r_0$ до $r \rightarrow \infty$. Здесь r_0 определяется исходя из того, что энергия поля заряда не может быть бесконечной. То есть для работы A можно записать:

$$A = \frac{1}{2} \cdot K \int_{r_0}^{\infty} \frac{q^2}{r^2} dr = \frac{1}{2} K \frac{q^2}{r_0} = U. \quad (25)$$

Заметим, что речь идет именно о чисто электрических зарядах без гравитационной составляющей (например, для электрона принимается, что вся его масса m_0 заключена в его электрическом поле). Тогда, учитывая для (25) известное соотношение массы и энергии $m_0 c^2$, получим величину так называемого классического радиуса заряда:

$$r_0 = \frac{K}{2} \frac{q^2}{m_0 c^2}. \quad (26)$$

Таким же способом как мы определили полную энергию поля заряда, находящегося в покое (25) определим энергию δU релятивистской (деформационной) прибавки поля заряда находящегося в движении со скоростью V . Для этого из взаимодействия двух параллельно движущихся зарядов выделим для рассмотрения часть, связанную с взаимодействием их релятивистских добавок. Схематически это представлено на рис.11. Здесь тандемные добавки поля изображены совместно с кулоновским полем (пунктир). Аналогично рассмотренному в

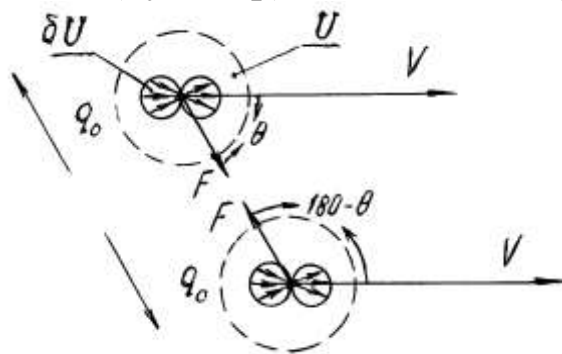


Рис.11

разделе 4.1.1 взаимодействию «тандемных» электронов в соседних проводниках с током (формула (19)) для силы взаимодействия релятивистских добавок поля наших зарядов можно записать:

$$\delta F = K \frac{V^2}{c^2} \frac{q_0^2}{r_0^2} \cos^2 \theta. \quad (27)$$

Для определения энергии поля релятивистской добавки **каждого** заряда, как говорилось выше, мы должны определить половину работы относящейся к взаимодействию добавок (так как создается два поля)

при разведении зарядов на расстояние от $r=r_0$ до $r=\infty$. То есть мы должны получить $1/2$ от интеграла от (27) на этом интервале. Получим:

$$\delta A = \frac{1}{2} Kq_0^2 \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2} Kq_0^2 \frac{V^2}{c^2} \frac{1}{r_0} \cos^2 \theta. \quad (28)$$

После подстановки сюда r_0 по (31) получим:

$$\delta A = \frac{1}{2} Kq_0^2 \frac{V^2}{c^2} \frac{m_0 c^2}{Kq_0^2 c^2} \cos^2 \theta = m_0 V^2 \cos^2 \theta.$$

Как видим, полученная работа (половина) разведения релятивистских добавок поля зависит от направления их разведения относительно общего направления вектора скорости зарядов (рис.11). Тогда, говоря об оценке этой работой энергии добавочной (релятивистской) части поля, мы, очевидно, должны брать усредненное значение величины $\cos^2 \theta$. То есть мы должны записать:

$$\delta U = m_0 V^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos^2 \theta d\theta = \frac{m_0 V^2}{2}.$$

Мы получили, что **вызванная движением электрического заряда энергия его добавочной (релятивистской) части поля равна известной в механике величине кинетической энергии движения массы заряда находящегося в покое.**

4.3.2 Энергия движения масс (гравитационных зарядов)

Также как и для электрических зарядов, «деформация» гравитационного поля движущегося заряда-массы приводит к появлению добавочной (релятивистской) энергии δU_G гравитационного поля. Мы будем ее определять (по схеме изложенной выше для электрических зарядов) через работу разведения двух зарядов-масс (рис.12) про-

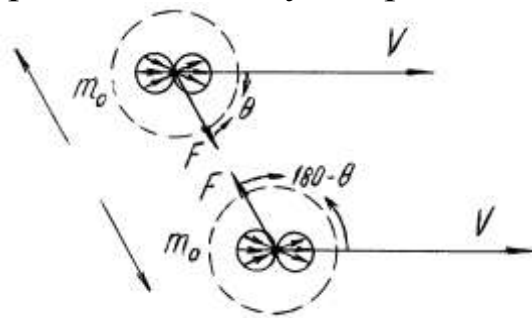


Рис.12

тив силы гравитационного притяжения. При этом мы будем исходить из одинакового характера количественной зависимости у них силы от расстояния (законы Кулона и Ньютона). Тогда для добавочной части работы δA_G такого разведения относящейся к взаимодействию релятивистских добавок их полей, приходящуюся на один заряд аналогично (28) запишем:

$$\delta A_G = \frac{1}{2} \gamma \frac{V^2}{c^2} \cos^2 \theta \int_{r_{0G}}^{\infty} \frac{m_0^2}{r^2} dr = \frac{1}{2} \gamma \frac{V^2}{c^2} \frac{m_0^2}{r_0} \cos^2 \theta. \quad (29)$$

Можно положить, что для поля гравитационного заряда как и электрического необходимо принять (также во избежание бесконечности при $r \rightarrow 0$) свое значение «нулевой» границы поля r_{0G} . Тогда по аналогии с энергией электрического заряда (25) для энергии гравитационного поля запишем:

$$U_{zp} = \frac{1}{2} \gamma \frac{m_0^2}{r_0}.$$

Приравняв эту величину известному соотношению массы и энергии $m_0 c^2$, получим значение r_0 :

$$r_0 = \frac{1}{2} \gamma \frac{m_0}{c^2}.$$

Подставив это значение в выражение для части работы разведения зарядов связанной с энергией релятивистской добавки поля (29), получим:

$$\delta A = m_0 V^2 \cos^2 \theta.$$

Мы видим, что здесь также как и для электрических зарядов, работа разведения, относящаяся к релятивистским добавкам гравитационного поля, зависит от направления силы разведения относительно направления общего вектора скорости зарядов. То есть, как и там, необходимо усреднить величину работы по направлениям. Тогда окончательно для энергии добавочного, релятивистского поля мы получим:

$$\delta U_{zp} = m_0 V^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos^2 \theta d\theta = \frac{m_0 V^2}{2}. \quad (30)$$

Мы получили, что энергия добавочной (релятивистской) части гравитационного поля возникшей в результате движения заряда-массы совпадает с величиной его кинетической энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В классической механике формула кинетической энергии движения массы является следствием второго закона Ньютона. В нем пропорциональность величины ускорения массы приложенной силе установлена эмпирически (без обоснования этой зависимости). Следовательно, и формула кинетической энергии не является строго установленным соотношением. Однако указанная зависимость у нас естественно объяснилась тем, что работа силы сопротивления ускорению требуется на накопление энергии деформации его гравитационного поля, что в свою очередь объясняется конечностью скорости гравитационного взаимодействия.

2. Очевидное представление о конечности скорости электромагнитного взаимодействия естественным образом объясняет факт отставания поля движущихся зарядов. А это представление позволило объяснить природу таких фундаментальных (прежде только эмпирических) законов электродинамики как закон Ампера и закон Фарадея,

Литература:

1. Lienard A.M. L'Eclairage électrique 16, 5, 53, 106(1989)

2. Wiechert E. Archives neerl., 2nd series, 5, 549 (1900)

3. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Теория поля. М.: ГИФФМЛ, 1960г.

